МАГНИТОПЛА́ЗМЕННЫЙ КОМПРЕ́ССОР (МПК) — плазмодинамич. система, предназначенная для реализации квазистационарных течений плазмы, сопровождающихся её сильным сжатием под действием сил инерции и собственного магн. поля. Основу МПК образуют два коаксиальных электрода (рис.), внутренний из

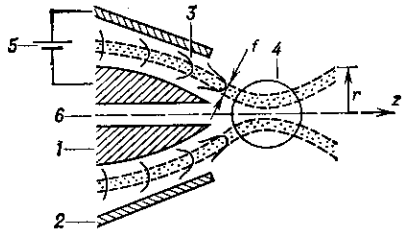


Схема магнитоплазменного компрессора (в разрезе): *1* — внутренний электрод; *2* — внешний электрод; *3* — элементарная трубка плазменного потока; *4* — область компрессии; *5* — источник питания; *6* — дивертерный канал, предотвращающий попадание примесей в область компрессии.

к-рых имеет сужающуюся, близкую к конической, поверхность. Между электродами течёт ток разряда, создающий магн. поле; под действием возникающей силы Ампера плазма разгоняется вдоль канала. На выходе МПК поток сходится к оси, где возникает область компрессии с высокими плотностью и темп-рой. Формированию области компрессии способствуют т. н. токи выноса, текущие в выходящей плазменной струе.

Теория течений в МПК [1] в случае идеальной плазмы строится след. образом. Разбив плазменный поток между электродами на систему тонких коаксиальных потоков, можно для каждого из них записать три закона сохранения:

$$(а)\quad 2\pi r f \rho v = \text{const}; \qquad (б)\quad \frac{H}{\rho r} = \text{const};$$

$$(в)\quad \frac{v^2}{2} + i(\rho) + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const} \equiv C, \quad i(\rho) = \int \frac{dp(\rho)}{\rho}.$$

Здесь $r = r(z)$ — ср. радиус трубки, $f(z)$ — её ширина, ρ и v — плотность и скорость плазмы, $i(\rho)$ — *энтальпия* плазмы, характеризующая её тепловую энергию, $H(z)$ — напряжённость магн. поля. Ур-ние (*а*) выражает закон сохранения массы, (*б*) — характеризует *вмороженность магнитного поля* в плазму, (*в*) — ур-ние типа *Бернулли уравнения* для установившегося течения несжимаемой идеальной жидкости. Если на входе в канал скорость потока и тепловая энергия малы, то $C \approx H_0^2/4\pi\rho_0 = v_A^2$ (v_A — альвеновская скорость), т. е. на входе в канал энергия потока сосредоточена преим. в магн. поле. Если радиус трубки потока $r \to 0$, то можно реализовать т. н. компрессионный режим течения, при к-ром скорость будет изменяться мало, а магн. энергия будет переходить преим. в тепловую, т. е. $v_A^2 \to i(\rho_{макс})$. Отсюда следует, что максимально достижимые плотность и темп-ра равны:

$$\rho_{макс} = \rho_0 \left[(\gamma - 1)\frac{v_A^2}{v_T^2} \right]^{1/(\gamma-1)}; \qquad kT_{макс} = (\gamma-1)Mv_A^2.$$

Здесь γ — показатель адиабаты, $v_T^2 = dp(\rho)/d\rho$.

Внешние процессы, происходящие в окрестности области компрессии, напоминают процессы в *Z*-пинче (см. *Пинч-эффект*), но развёрнутые не во времени, а в пространстве.

Разряды в МПК могут быть в газах (водороде, воздухе и др.), а также на продуктах эрозии диэлектрика, разделяющего электроды. При разрядных токах ~300 кА на водороде получены степени сжатия $\rho_{макс}/\rho_0 \sim 50$, а на воздухе ~400 [2]. Эрозионные МПК исследуются как возможные мощные источники излучения [3].

Лит.: 1) Морозов А. И., О стационарных течениях плазмы, сопровождающихся её сжатием, «ЖТФ», 1967, т. 37, № 12, с. 2147; 2) Виноградова А. К., Морозов А. И., Стационарные компрессионные течения, в кн.: Физика и применение плазменных ускорителей, Минск, 1974; 3) Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Генераторы лазерного и мощного теплового излучения на основе сильноточных плазмодинамических разрядов, в кн.: Плазменные ускорители и ионные инжекторы, М., 1984. *А. И. Морозов.*

МАГНИТОСТАТИ́ЧЕСКАЯ ЭНЕ́РГИЯ — часть энергии магнетика W_m, обусловленная магн. *диполь-дипольным взаимодействием* элементарных атомных магн. моментов (диполей). В приближении сплошной среды W_m можно представить в виде энергии взаимодействия *намагниченности* $\boldsymbol{M}$ с магнитостатич. полем $\boldsymbol{H}^m$:

$$W_m = -\frac{1}{2}\int_V \boldsymbol{M}\boldsymbol{H}^{(m)} d\boldsymbol{r}, \qquad (1)$$

где интегрирование производится по объёму V магнетика. Напряжённость поля $\boldsymbol{H}^{(m)}$ определяется из ур-ний магнитостатики (отсюда и назв. энергии W_m):

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{H}^{(m)} = 0, \qquad \mathrm{div}\boldsymbol{B} = 0, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H}^m + 4\pi\boldsymbol{M}$ — *магнитная индукция* магнетика (ф-лы записаны в *Гаусса системе единиц*). В магнетиках ограниченных размеров к (2) необходимо добавить граничные условия, заключающиеся в непре-

рывности тангенциальной составляющей $\boldsymbol{H}^{(m)}$ и нормальной составляющей $\boldsymbol{B}$:

$$(\boldsymbol{B}_1\boldsymbol{n}) = (\boldsymbol{B}_2\boldsymbol{n}), \qquad \boldsymbol{H}_{1\tau}^{(m)} = \boldsymbol{H}_{2\tau}^{(m)}, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{B}_1$, $\boldsymbol{B}_2$ и $\boldsymbol{H}_{1\tau}^{(m)}$, $\boldsymbol{H}_{2\tau}^{(m)}$ — индукции и напряжённости магнитостатич. полей двух соседних сред (напр., магнетик — вакуум) на границе их раздела. Индекс τ обозначает тангенциальную составляющую $\boldsymbol{H}^{(m)}$, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор нормали к границе раздела сред. Решение ур-ний (2) с учётом (3) можно представить в виде

$$\boldsymbol{H}^{(m)}(\boldsymbol{r}) = -\mathrm{grad}\left\{-\int_V d\boldsymbol{r}'\,\frac{\mathrm{div}\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r}')}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} + \int_S dS\,\frac{(\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r}')\boldsymbol{n})}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\right\}, \qquad (4)$$

где S — поверхность, охватывающая объём магнетика. Из (4) видно, что $\boldsymbol{H}^{(m)}$, а следовательно, и W_m обусловлены существованием величин $\rho_m = -\mathrm{div}\boldsymbol{M}$ и $\sigma_m = -(\boldsymbol{M}\boldsymbol{n})$, называемых **объёмными и поверхностными плотностями** магнитостатич. «зарядов», вводимых по аналогии с электростатическими. Из (4) видно также, что $\boldsymbol{H}^{(m)}(\boldsymbol{r})$ существует как в объёме магнетика, так и вне его, поскольку $\boldsymbol{r}$ относится ко всему безграничному пространству. В связи со сказанным W_m можно представить также в виде

$$W_m = \frac{1}{8\pi}\int (\boldsymbol{H}^{(m)})^2 d\boldsymbol{r},$$

где интегрирование осуществляется по всему безграничному пространству.

М. э. играет определяющую роль при образовании доменной структуры (см. *Магнитная доменная структура*), а также *магнитостатических волн* в ферро- и ферримагнетиках. Она существенно влияет и на формирование структуры *доменных стенок* в тонких *магнитных плёнках* (см., напр., *Неэля стенка*).

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967.

Б. Н. Филиппов.

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ — «медленные» эл.-магн. волны (с фазовой скоростью $v_\phi \ll c$), сопровождающие колебания спинов в магнитоупорядоченном веществе. Обычно в приближении М. в. рассматривают ДВ-колебания *спинов*, в динамике к-рых влиянием *обменных взаимодействий* можно пренебречь (в приближении *спиновых волн* это взаимодействие учитывается). Волновые числа k М. в. лежат в диапазоне $\omega\sqrt{\varepsilon}/c \ll k \ll \sqrt{2\pi M^2/A}$, где ω — частота М. в., ε — диэлектрич. проницаемость, M — намагниченность, A — параметр обменного взаимодействия. Левое неравенство соответствует условию $v_\phi \ll c$, правое — условию безобменного приближения. Для типичных ферромагнетиков диапазон М. в. соответствует волновым числам $10\ \text{см}^{-1} \ll k \ll 10^5\ \text{см}^{-1}$. В меру малости фазовой скорости М. в. описываются ур-ниями магнитостатики

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} = 0, \qquad \mathrm{div}(\boldsymbol{H} + 4\pi\boldsymbol{M}) = 0$$

и *Ландау — Лифшица уравнением* движения магн. моментов

$$\dot{\boldsymbol{M}} = -\gamma[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}]$$

с магнитостатич. граничными условиями

$$H_\tau, \quad B_n\Big|_\Gamma = \mathrm{const},$$

где H_τ и B_n — тангенциальная и нормальная к поверхности образца составляющие напряжённости и индукции магн. поля.

В образце конечных размеров магнитостатич. колебания магн. моментов зависят от формы и размеров образца [Л. Р. Уокер (L. R. Walker, 1957), В. Г. Барьяхтар и М. И. Каганов (1961)]. В неогранич. пластине распространяются как поверхностные, так и объёмные М. в., структура и спектр к-рых зависят от геометрии намагничивания пластины и направления распространения волны [Р. У. Деймон, Дж. Р. Эшбах (R. W. Damon, J. R. Eshbach, 1961)].

Эксперим. и теоретич. изучение М. в. началось в 70-х гг. 20 в. и до 80-х гг. проводилось на объёмных образцах (сферах, стержнях и пластинах) из монокристаллов железоиттриевого граната (ЖИГ). С нач. 80-х гг. М. в. исследуются преим. в эпитаксиально выращенных плёнках ЖИГ (см. *Эпитаксия*).

М. в. возбуждаются неоднородным магн. полем, создаваемым в феррите током, протекающим по металлич. проводнику, расположенному на поверхности исследуемого образца (плёнки). Для возбуждения и приёма М. в. применяются преобразователи в виде микрополосковых, компланарных и щелевых волноводных линий, выполненных на ферритовом слое.

В отсутствие магнитокристаллич. анизотропии спектр и структура распространяющихся в плёнке М. в. определяются магнитодипольными взаимодействиями спинов, обусловленными полями рассеяния, возникающими при колебаниях намагниченности в плёнке.

Различают три осн. типа М. в. в плёнке (пластине). При намагничивании плёнки параллельно её плоскости в ней могут распространяться поверхностные (ПМВ) и обратные объёмные (ООМВ) М. в., спектры к-рых

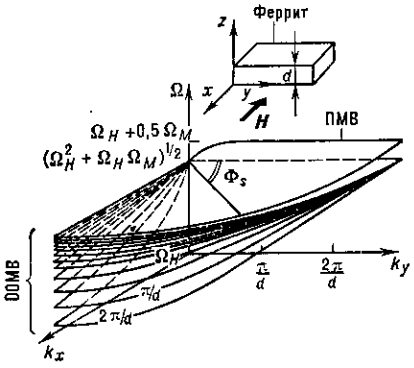


Рис. 1. Спектры магнитостатических волн для случая касательно намагниченной пластины (плёнки). Показана угловая зависимость спектра частот М. в. для одного квадранта системы координат. В этом квадранте спектр поверхностной магнитостатической волны расположен в секторе, ограниченном углом Φ_s. Снизу к нему примыкает спектр обратных объёмных магнитостатических волн, имеющий многомодовый состав (Деймон, Эшбах, 1961). Для других квадрантов картина аналогична.

изображены на рис. 1. **Поверхностные** М. в., часто называемые волнами Деймона — Эшбаха, имеют ограниченный угл. сектор распространения, перпендикулярный направлению магн. поля и определяемый углом $2\Phi_s = 2\mathrm{arctg}\,(H/4\pi M)^{1/2}$. Их спектр лежит в диапазоне частот

$$(\Omega_H^2 + \Omega_H\Omega_M)^{1/2} < \Omega < \Omega_H + {}^1\!/_2\Omega_M,$$

где $\Omega_H = \gamma H$, $\Omega_M = \gamma \cdot 4\pi M$, γ — *магнитомеханическое отношение*. Эти волны имеют положит. групповую скорость $v_g = d\Omega/dk > 0$. Амплитуда ПМВ экспоненциально спадает не только снаружи, но и внутри ферритового слоя вглубь от его поверхности, на к-рой локализована волна. Этот тип М. в. обладает невзаимными свойствами при распространении: волны, движущиеся в прямом и обратном направлении, локализованы на противоположных сторонах плёнки. Наиб. сильно невзаимность распространения ПМВ проявляется при металлизации одной из поверхностей ферритовой

плёнки. Металлизация изменяет граничные условия, т. к. на ней $B_n = 0$. Спектральные характеристики М. в., локализованной вблизи металлизованной поверхности и удалённой от неё, отличаются. В частности, верх. граница частот ПМВ, локализованных вблизи металлизованной поверхности, возрастает до $\Omega_\infty = \Omega_H + \Omega_M$. Поэтому ПМВ, распространяющиеся в прямом и обратном направлении, в данном случае имеют разл. групповые скорости распространения.

Спектр обратных объёмных М. в. в изотропном ферромагнетике примыкает к спектру поверхностных М. в. и лежит в диапазоне $\Omega_H < \Omega < (\Omega_H^2 + \Omega_H\Omega_M)^{1/2}$. ООМВ имеют многомодовый характер спектра и отрицат. групповую скорость: $v_g = d\Omega/dk < 0$. В касательно намагниченной плёнке (пластине) спектр М. в. анизотропен, поэтому направления лучевой и фазовой скоростей в волне в общем случае не совпадают, кроме двух случаев, когда $\boldsymbol{H} \perp \mathbf{k}$ и $\boldsymbol{H} \parallel \mathbf{k}$. В первом случае спектр ООМВ вырождается в прямую линию $\Omega = (\Omega_H^2 + \Omega_H\Omega_M)^{1/2}$, так что при этом $d\Omega/dk = 0$, а во втором случае ширина спектра максимальна.

При перпендикулярном намагничивании плёнки до насыщения в ней распространяются прямые объёмные М. в. (ПОМВ), характеризующиеся многомодовым изотропным спектром (рис. 2). Они имеют положит. групповую скорость, а частотный интервал их спектра лежит в диапазоне $\Omega_{H_i} < \Omega < (\Omega_{H_i}^2 + \Omega_{H_i}\Omega_M)^{1/2}$, где $\Omega_{H_i} = \gamma(H - 4\pi M)$.

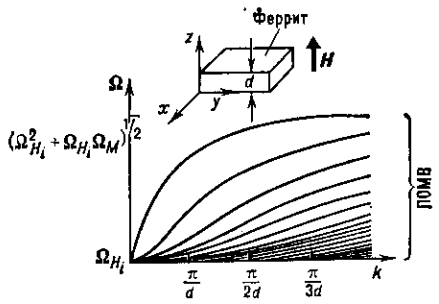


Рис. 2. Спектр прямых объёмных магнитостатических волн для случая перпендикулярно намагниченной пластины (плёнки).

Мин. потери энергии распространяющейся М. в. определяются процессами магн. релаксации спинов (магн. моментов) — шириной линии однородного *ферромагнитного резонанса* ΔH. Диссипативные потери учитываются в ур-ниях движения магн. моментов введением соответствующего релаксац. члена в ур-ние Ландау — Лифшица. Декремент пространств. затухания М. в. определяется при этом мнимой частью волнового числа $\mathrm{Im}\ k = \delta\Omega/v_g$, где $\delta\Omega$ — ширина линии М. в., пропорциональная ΔH. Потери М. в. относят обычно к времени групповой задержки сигнала $\tau_g = L/v_g$, где L — расстояние, проходимое импульсом М. в., так что изменение мощности М. в. $P(L)$ описывается ф-лой

$$\alpha = \frac{10}{\tau_g} \lg \frac{P(L)}{P(0)} \approx 76{,}4 \cdot \Delta H (\text{дБ/мкс}).$$

В типичных плёнках ЖИГ с шириной линии $\Delta H \leqslant 0{,}3$ Э затухание М. в. $\alpha = 15-25$ дБ/мкс.

Длинноволновые (безобменные) М. в. взаимодействуют с др. волнами в плёнке, и в первую очередь с коротковолновыми (обменными) спиновыми волнами. Когда толщина d плёнки достаточно мала, $d \lesssim \pi(A/M\Delta H)^{1/2}$, М. в. могут являться источником возбуждения стоячих (поперёк плёнки) коротковолновых спиновых колебаний — мод спин-волнового резонанса (СВР). Взаимодействие М. в. с модами СВР в этом случае изменяет их дисперсионные и амплитудно-частотные характеристики. В области пересечения частотных ветвей М. в. и СВР происходит гибридизация спиновых волн, в результате к-рой групповая скорость М. в. уменьшается, а декремент пространств. затухания её увеличивается. Наиб. интенсивно М. в. возбуждает СВР при наличии поверхностного «закрепления» спинов, магн. и др. пространств. неоднородностей в ферритовом слое.

Благодаря *магнитострикции* М. в. взаимодействует с акустич. волнами, наиб. сильно — в области *магнитоакустического резонанса*, когда образуются связанные *магнитоупругие волны*. Вдали от магнитоакустич. резонанса волна упругой деформации также может сильно изменять амплитудно-частотные характеристики М. в. как при коллинеарной, так и при неколлинеарной геометрии их взаимного распространения (при выполнении условий неупругого рассеяния М. в. на акустич. волне). На рис. 3 показан эффект уменьшения амплитуды импульса М. в. при коллинеарном рассеянии её на поверхностной акустич. волне (ПАВ; импульс её изображён вверху).

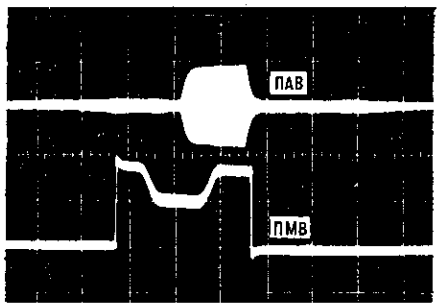


Рис. 3. Осциллограмма импульса поверхностной магнитостатической волны, рассеянной на поверхностных акустических волнах. Амплитуда проходящего после рассеяния импульса поверхностной магнитостатической волны (испытавшего брэгговское отражение) уменьшается (провал в середине осциллограммы импульса поверхностной магнитостатической волны).

Мощность М. в. ограничена сверху. Она пропорциональна квадрату угла υ отклонения прецессирующего магн. момента от равновесного положения. Макс. амплитуда прецессии (а следовательно, мощность М. в.) ограничивается распадными спин-волновыми процессами — параметрич. генерацией высокочастотных спиновых волн за счёт энергии М. в. При достижении пороговой мощности М. в. амплитуда прецессии практически не увеличивается, т. к. энергия М. в. идёт на поддержание параметрически возбуждённого состояния спиновой системы кристалла. При небольших значениях внеш. магн. поля $[H < (4\pi/3)M]$ амплитуду поверхностных М. в. ограничивают в основном трёхмагнонные распады (генерация трёх мод спин-волновых колебаний). При этом макс. величина угл. отклонения $\upsilon_{\text{макс}} \approx \Delta H/(4\pi M)$. Когда $H > (4\pi/3)M$, то для трёхмагнонных распадов не могут выполняться условия фазового синхронизма взаимодействующих волн (законы сохранения энергии и импульса) и преобладающими становятся четырёхмагнонные спин-волновые процессы, к-рые ограничивают угл. отклонение величиной $\upsilon_{\text{макс}} \approx \sqrt{\Delta H/(4\pi M)}$.

Перспективная область применения М. в. — устройства аналоговой обработки сигналов микроволнового диапазона (0,5—20 ГГц), аналогичные акустоэлектронным устройствам на поверхностных акустич. волнах (см. *Акустоэлектроника*). Это связано с тем, что при частотах выше 3 ГГц М. в. в ЖИГ затухают слабее, чем

ПАВ в ниобате лития. Кроме того, благодаря зависимости частоты М. в. от внеш. магн. поля, устройства на М. в. допускают электронное управление амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) микроволновых сигналов, а также превосходят устройства на ПАВ менее жёсткими требованиями к размерам возбуждающих и принимающих устройств.

Для фильтрации, изменения фазовых и амплитудно-частотных характеристик микроволновых сигналов в устройствах на М. в. применяют периодич. решётки в виде металлизиров. полосок, протравленных канавок, ионно-имплантированных структур, на к-рых М. в. отражаются в соответствии с условиями *брэгговского отражения*. Для тех же целей применяют многослойные планарные структуры (феррит — диэлектрик — металл, феррит — диэлектрик — феррит и др.), изменяющие АЧХ М. в. в зависимости от типа структуры и толщины составляющих слоёв.

Дисперсионные характеристики М. в. измеряются по времени задержки импульсов М. в. в зависимости от частоты и внеш. магн. поля. Для измерения спектральных зависимостей М. в. используют интерференцию сигналов быстрой эл.-магн. волны наводки и принимаемой М. в. Для диагностики М. в. применяют индукц. и магнитооптич. методы зондирования, основанные на эффекте *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния* света на М. в. Спектральные и амплитудно-частотные характеристики М. в. используются для измерения параметров магн. релаксации, анализа данных ферромагн. резонанса, определения степени «закрепления» спинов на поверхности, магн. однородности планарных структур и др. величин.

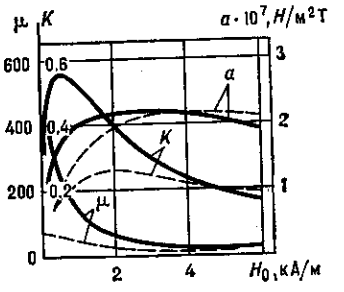
Лит.: Walker L. R., Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance, «Phys. Rev.», 1957, v. 105, p. 390; Барьяхтар В. Г., Каганов М. И., Неоднородный резонанс и спиновые волны, в сб.: Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961; Damon R. W., Eshbach J. R., Magnetostatic modes of a ferromagnet slab, «J. Phys. Chem. Solids», 1961, v. 19, № 3/4, p. 308; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973, с. 322; Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Взаимодействие СВЧ-спиновых волн и электронов в слоистых структурах полупроводник — феррит, «Радиотехника и электроника», 1978, т. 23, в. 5, с. 897; Лебедь Б. М., Лопатин В. П., Магнитостатические колебания в ферритах и их использование в технике СВЧ, «Обзоры по электронной технике. Сер. I — Электроника СВЧ», 1978, в. 12; Вапнэ Г. М., СВЧ-устройства на магнитостатических волнах, там же, 1984, в. 8, с. 1060; Звездин А. К., Попков А. Ф., Магнитостатические волны в электронике, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Электроника, т. 19, М., 1987. *А. Ф. Попков.*

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ — ферромагнитные металлы и сплавы (см. *Ферромагнетик*) и ферримагнитные *ферриты*, обладающие хорошо выраженными магнитострикц. свойствами (см. *Магнитострикция*); применяются для изготовления *магнитострикционных преобразователей*. Существуют металлич. и ферритовые М. м.

Свойства М. м. Связанные с преобразованием энергии свойства М. м. характеризуются коэф. магнитомеханич. связи K, магнитострикц. постоянной a и постоянной чувствительности Λ. Величина K равна отношению преобразованной энергии (механической или магнитной) к подводимой (соответственно магнитной или механической) без учёта потерь; $a = \sigma_m/B_m$ определяет чувствительность электроакустич. преобразователя в режиме излучения, а $\Lambda = B_m/\sigma_m$ — его чувствительность в режиме приёма. Относит. магн. проницаемость $\mu = B_m/H_m$ характеризует электрич. импеданс преобразователя в отсутствие механич. колебаний, к-рый необходимо учитывать при согласовании преобразователя с электрич. схемой (σ_m, B_m, H_m — соответственно амплитуды механич. напряжения, магн. индукции, магн. поля). Величины α, Λ, K связаны соотношениями, в к-рые входят магн. проницаемость μ (в общем случае комплексная) и константа упругой податливости. Динамич. постоянные упругости — модуль Юнга и модуль сдвига — в комбинации с плотностью материала определяют скорость продольных и сдвиговых волн и соответственно резонансные частоты сердечников заданных размеров при заданной форме колебаний.

Эффективность преобразования, или кпд, определяется наряду с коэф. K магн. и механич. потерями. Магн. потери в М. м. обусловлены вихревыми токами, зависящими от уд. электрич. сопротивления ρ, и *гистерезисом магнитным*, косвенно определяемым величиной коэрцитивной силы H_c. Характеризуются магн. потери величиной $\mathrm{tg}\beta$, представляющей отношение мнимой и действит. части μ. Механич. потери зависят от добротности материала Q.

Динамич. характеристики М. м. сильно зависят от величины пост. поля подмагничивания H_0 (рис.). В таблице приведены динамич. характеристики основных М. м., отвечающие малым амплитудам $H_m \ll H_0$.



Зависимость K, a, μ от поля подмагничивания H_0 для никеля (пунктир) и пермендюра (сплошная линия) при малой амплитуде переменного поля.

Температурная стабильность свойств М. м., особенно важная при использовании их в фильтрах, стабилизаторах частоты и др., тем больше, чем выше темп-ра Кюри T_C. Для магнитострикц. излучателей звука большое значение имеют величина магнитострикции насыщения λ_s, к-рая определяет их предельную мощность в условиях значит. нагрузки, и динамич. усталостная прочность $\sigma_{пр}$, ограничивающая предельную амплитуду колебаний слабо нагруженных преобразователей. Величина λ_s, а также крутизна статич. кривой зависимости магнитострикции от магн. поля являются определяющими параметрами М. м. при их использовании в оптико-механич. системах, создающих управляемые статич. или НЧ-перемещения.

Из **металлических М. м.** наиб. употребительны никель и сплавы на его основе, а также железокобальтовые и железоалюминиевые сплавы. Их используют в поликристаллич. форме и изготавливают по обычной металлургич. технологии, прокатывая в виде полос толщиной 0,1—0,3 мм для уменьшения потерь на вихревые токи. В сплавах на основе никеля, напр. введением добавок кобальта, компенсируют магнитокристаллографич. анизотропию и соответственно повышают динамич. характеристики K, a, μ, а также снижают потери на гистерезис, добавки же кремния или хрома повышают ρ и соответственно уменьшают потери на вихревые токи. Созданием кристаллич. ориентации в никеле и его сплавах (т. н. кристаллографич. текстуры) достигается увеличение λ_s на 20—30%. Железокобальтовый сплав — пермендюр — обладает большей λ_s и более высокими магн. и магнитострикц. константами, чем никель, благодаря чему он применяется в мощных излучателях звука. Однако этот сплав легко корродирует, отличается невысокой временной и технол. стабильностью свойств, непластичен и поэтому неудобен в обработке. Железоалюминиевые сплавы обладают достаточно высокими магнитострикц. характеристиками и электросопротивлением; их недостаток — низкая коррозионная стойкость, повыш. хрупкость, затрудняющая их механич. обработку. Электромеханич. и электроакустич. преобразователи из металлич. М. м. применяют на частотах до 20—40 кГц, практически без ограничения прочности.

Редкоземельные М. м. Особую группу металлич. М. м. составляют материалы на основе соединений редкоземельных элементов [тербия (Tb), диспрозия (Dy)] с железом. Магнитострикция их очень велика — до

10^{-3}—10^{-2}, однако она достигается в магн. полях, составляющих десятки и сотни кА/м. Введение компонентов, компенсирующих кристаллографич. анизотропию, и создание текстуры позволяют увеличить крутизну магнитострикц. кривой и соответственно повысить динамич. характеристики материалов этого типа: у лучших составов величина K достигает 0,80 при $H_0 \approx 10$ кА/м. Получают образцы сплавов на основе редкоземельных элементов методом вытягивания из расплава или методами порошковой металлургии.

Ферритовые М. м. К ним относятся ферриты со структурой шпинели — феррит никеля и твёрдые растворы на его основе (включающие ферриты кобальта, цинка, меди и др. добавки) — и со структурой граната — в основном феррит-гранат иттрия (ИФГ). Ферриты-шпинели употребляют в виде поликристаллич. керамики, к-рая изготавливается из окислов (реже солей) металлов по керамич. технологии, в форме монолитных сердечников; ферриты-гранаты выращивают из расплава в виде монокристаллов.

Ферритовые М. м. практически не обладают потерями на вихревые токи и соответственно могут использоваться до весьма высоких частот. Для электроакустич. преобразователей применяют ферриты-шпинели на основе феррита никеля, к-рые обладают достаточно хорошими константами преобразования, высокой механич. добротностью, коррозионной стойкостью. Однако относительно малая механич. прочность и низкие значения λ_s этих М. м. ограничивают предельную амплитуду излучателей звука из ферритов. Для использования в электромеханич. фильтрах, резонаторах путём модификации хим. состава созданы образцы керамич. ферритов с добротностью св. 5000 и весьма малыми температурными коэф. резонансной частоты сердечников. Они применяются на частотах от 10^4 до 10^6 Гц. В диапазоне 10^7—10^9 Гц для устройств акустоэлектроники используются монокристаллич. ферриты-гранаты на основе редкоземельных элементов, обладающие малыми магн. потерями и высокой механич. добротностью. Наиб. распространение среди них получил феррит-гранат иттрия, у к-рого $Q \approx 10^7$ на частоте 10 МГц, $\mathrm{tg}\beta \approx 0{,}03$ на частоте 20 МГц, а $T_C = 640$ °С. Кристаллы ИФГ используются для линий задержки, в т. ч. с усилением сигналов на основе использования нелинейных эффектов и с взаимодействием акустич. и спиновых волн (см. *Магнитоупругие волны*).

Лит.: Попилов Л. Я., Справочник по электрическим и *ультразвуковым методам обработки материалов, 2 изд., Л.*, 1971; Штраусс В., Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната, в кн.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 4, ч. Б, С, М., 1970; Сыркин Л. Н., Пьезомагнитная керамика, 2 изд., Л., 1980; Savage H. T. и др., Permeability, magnetomechanical coupling and magnetostriction *in grain-oriented* rare earth — iron alloys, «J. Appl. Phys.», 1979, v. 50, № 3, p. 1674; Ленк А., Электромеханические системы, пер. с нем., М., 1982. *И. П. Голямина.*

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — электромеханич. или *электроакустический преобразователь*, действие к-рого основано на эффекте *магнитострикции*. В М. п. используется, как правило, линейная магнитострикция ферро- или ферримагнетиков в области техн. намагничивания (см. *Ферромагнетизм*, *Ферримагнетизм*).

М. п. представляет собой сердечник из *магнитострикционных материалов* с обмоткой. Протекающий по обмотке М. п. переменный ток от внеш. источника создаёт в сердечнике переменное магн. поле (намагниченность), к-рое вызывает его механич. колебания. И наоборот, колебания сердечника М. п. под действием внеш. переменной силы преобразуются в переменную намагниченность, наводящую в обмотке переменную эдс. Электрич. импеданс обмотки М. п. в областях частот, лежащих вблизи собств. частот колебаний сердечника, в значит. степени определяется механич. параметрами сердечника, рассматриваемого как колебат. система. В соответствии с этими свойствами М. п. используют в УЗ-технике, *гидроакустике*, *акустоэлектронике* и ряде др. областей техники в качестве излучателей и приёмников звука, разнообразных датчиков колебаний, фильтров, резонаторов, стабилизаторов частоты и др.

Материалом для сердечников М. п. — излучателей и приёмников звука — в гидроакустике и УЗ-технике служат металлич. магнитострикц. материалы: никель и его сплавы, железокобальтовые и железоалюминиевые сплавы и керамич. магнитострикц. материалы на основе феррита никеля. Работают такие М. п. на частотах от неск. сотен Гц до десятков кГц; частотный диапазон ограничивается сверху у металлич. материалов потерями на вихревые токи, а также необходимостью создания сердечников с замкнутым магн. потоком для уменьшения потерь из-за расстояния. Для фильтров, резонаторов и др. устройств акустоэлектроники применяют, как правило, лишь ферритовые материалы ввиду их высокой механич. добротности и (у нек-рых составов) температурной стабильности свойств. В диапазоне десятков и сотен кГц в акустоэлектронике используются ферриты-шпинели в керамич. модификации на основе никелевого феррита, на частотах до сотен МГц — кристаллич. ферриты-гранаты на основе редкоземельных элементов.

В большинстве случаев М. п. работают при наличии постоянной составляющей магн. поля H_0 (магн. индукции B_0) с целью линеаризации эффекта магнитострикции: при этом колебания сердечника в режиме излучения происходят с частотой возбуждающего поля, а в режиме приёма эдс в обмотке имеет частоту внеш. звукового давления. Пост. подмагничивание создаётся *либо протекающим по обмотке пост. током*, *либо с помощью* пост. магнитов, либо за счёт остаточной намагниченности. В излучателях звука величину H_0 выбирают *так, чтобы получить макс. эффект преобразования энергии* или достичь предельной излучаемой мощности (в последнем случае $B_0 \approx B_s/2$, где B_s — индукция насыщения). В приёмниках достаточной бывает остаточная намагниченность, при к-рой чувствительность ближе к макс. значению. В устройствах акустоэлектроники — фильтрах, стабилизаторах, линиях задержки — пост. поле используют иногда и для управления их характеристиками — коэф. передачи, величиной потерь, ра-

Основные характеристики магнитострикционных материалов

Материал, его марка	Хим. состав	d, 10^3 кг/м³	c_l, м/с	μ	K	a, 10^7 Н/м²	$H_{опт}$, 10^2 А/м	λ_s, 10^{-6}	ρ, 10^{-6} Ом·см	H_c, 10^2 А/м	Q	$\delta_{пр}$, 10^8 Н/м²	T_C, °С
Никель, НП2Т . . .	Ni>98%	8,9	4900	35	0,25—0,30	2,3	10—20	—37	0,7	1,7	700	1000	360
Пермендюр, 49КФ . .	Co 49%, V2%, ост. Fe	8,2	5200	200	0,50	2,2	4—6	+70	3,4	1,4	600	1100	980
Альферы, 12Ю 14Ю	Al 12—14%, ост. Fe	6,7	4800—5000	30—100	0,25—0,30	0,85—1,15	3—7	+40	16	0,12—0,30	400	—	500—600
Феррит, 21СПА . . .	$NiOFe_2O_3$+ +глазурь	5,2	5900	20	0,25	2,8	15—20	—26	10^7	2—4	2000	200—250	590
Ферриты Виброкс	$NiOFe_2O_3$+ +Cu, Co	5,1	5600	20	0,27	2,0	10—17	—30	10^7	—	2000	150	530

бочей частотой. М. п. используются обычно в режиме резонансных колебаний сердечника, вне резонанса применяются иногда лишь датчики колебаний.

М. п., используемые в гидроакустике или УЗ-технике для излучения и приёма звука или в качестве датчиков колебаний, имеют чаще всего сердечники стержневого или кольцевого (цилиндрич.) типа (рис. 1). Стержневые сердечники совершают продольные колебания вдоль

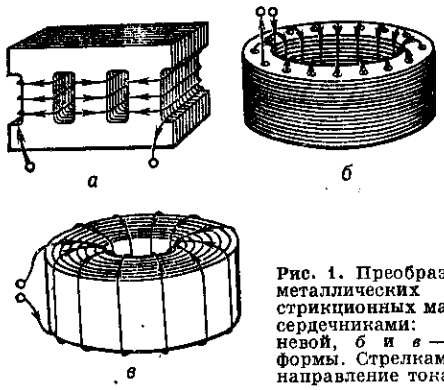


Рис. 1. Преобразователи из металлических магнитострикционных материалов с сердечниками: *а* — стержневой, *б* и *в* — кольцевой формы. Стрелками помечено направление тока в обмотке.

оси составляющих их двух или более стержней. Стержни объединяются т. н. накладками, к-рые обеспечивают замыкание магн. потока и непосредственно излучают (принимают) звуковые волны или колебания. При одностороннем излучении (приёме) со стороны неработающей поверхности создают экран — воздушную подушку (напр., с помощью пористой резины). Кольцевые М. п. в зависимости от расположения экрана излучают звук внутр. или наружной поверхностью. В первом случае М. п. может работать как фокусирующий; используется также резонанс внутр. полости, когда собственно излучателем является столб жидкости внутри цилиндра. Во втором случае осуществляется излучение во внеш. среду с равномерной азимутальной характеристикой направленности в плоскости, перпендикулярной оси. Сердечники из металлич. материалов для уменьшения потерь на вихревые токи набирают из штампованных по их форме тонких (0,1—0,2 мм) пластин (рис. 1, *а* и *б*) или навивают из тонкой ленты (рис. 1, *в*). Сердечники излучателей и приёмников из ферритов используют монолитными ввиду большого электросопротивления этих материалов и обычно — с пост. магнитами (рис. 2).

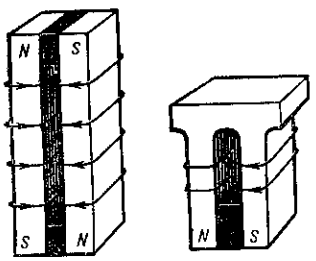


Рис. 2. Ферритовые преобразователи с вставленными в монолитный сердечник постоянными магнитами (зачернены).

Ферритовые сердечники в фильтрах, резонаторах и др. устройствах имеют форму колец, стержней, гантелей, трубок, причём широко используются как продольные (рис. 3, *а*), так и крутильные колебания. Крутильные колебания возбуждаются на основе *Видемана эффекта*: в трубке с пост. остаточной намагниченностью вдоль оси ток в тороидальной обмотке создаёт переменное циркулярное магн. поле (рис. 3, *б*) или при остаточной циркулярной намагниченности ток в соленоидальной, соосной с сердечником, обмотке создаёт осевое переменное поле (рис. 3, *в*).

Резонансные частоты f_0 сердечников в виде стержней пост. сечения или тонких трубок вычисляются по ф-лам $f_0 = (n/2l)\sqrt{E/\rho}$ для продольных и $f_0=(n/2l)\sqrt{G/\rho}$ для крутильных колебаний, где n — номер гармоники, l — длина стержня (трубки), E — модуль Юнга, G — модуль сдвига, ρ — плотность материала сердечника. Резонансная частота радиальных колебаний кольца или цилиндра со ср. радиусом r_0 приближённо определяется ф-лой $f_0 = (1/2\pi r_0)\sqrt{E/\rho}$. В зависимости от режима работы, обусловленного нагрузкой в электрич. цепи М. п., в ф-лах для резонансных частот будут фигурировать модули упругости E^H и G^H (при пост. поле) или

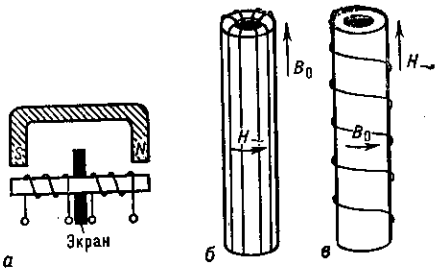


Рис. 3. Магнитострикционные резонаторы, работающие: *а* — на продольных, *б* и *в* — на крутильных колебаниях.

E^B и G^B (при пост. индукции), или же промежуточные между этими крайними величинами значения модулей.

Излучатели из металлич. материалов обладают электроакустич. кпд 50%, из ферритов — до 70—80%. Интенсивность I излучения их на резонансной частоте определяется выражением

$$I = \frac{a^2 B_m^2}{r_н}\eta_{ма}^2\psi,$$

где a — магнитострикц. постоянная, B_m — амплитуда переменной индукции, $r_н$ — уд. механич. сопротивление акустич. нагрузки, $\eta_{ма}$ — механоакустич. кпд, ψ — безразмерная величина, зависящая от формы сердечника. Макс. интенсивность излучения М. п. при работе на значит. нагрузку (напр., при излучении в жидкость в отсутствие кавитации или в твёрдое тело) ограничивается нелинейностью свойств материала сердечника, обусловленной явлением магн. насыщения, и достигает десятков Вт/см² (у ферритовых излучателей — не более 10 Вт/см²). При работе с малой нагрузкой (напр., в составе УЗ-инструментов) ограничивающим фактором является механич. прочность материала. Амплитуда колебаний стержневых излучателей на частотах 20—40 МГц может достигать св. 10 мкм (у ферритовых — 2—3 мкм).

Высокая механич. прочность, отсутствие спец. требований к гидро- и электроизоляции сердечника — гл. достоинства М. п., определяющие в ряде случаев их преимущество перед пьезоэлектрич. преобразователями в диапазоне частот от сотен Гц до 100 кГц для целей гидроакустики и УЗ-техники. При использовании М. п. в устройствах акустоэлектроники осн. достоинством их является высокая механич. добротность, достигающая у ферритовых резонаторов величин $\sim 10^4$ [М. п. на основе феррита-граната итрия (ИФГ) обладают добротностью до 10^7 в акустич. СВЧ-диапазоне]; при этом устройства на основе М. п. отличаются относит. простотой изготовления и удобством схемных решений.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966; Голямина И. П., Магнитострикционные излучатели из ферритов, в кн.: Физика и техника мощного ультразвука, кн. 1 — Источники мощного ультразвука, М., 1967; Ультразвуковые преобразователи, под ред. Е. Кикучи, пер. с англ., М., 1972; Гутин Л. Я., Избр. труды, Л.,1977.

И. С. Голямина.

МАГНИТОСТРИКЦИЯ (от лат. strictio — сжатие, натягивание), изменение формы и размеров тела при его намагничивании; открыто в железе Дж. П. Джоулем (J. P. Joule, 1842). Явление М. свойственно всем веществам как сильномагнитным (ферро-, ферри- и антиферромагнетикам), так и диа- и парамагнетикам, поскольку отражает взаимосвязь подсис-

гем атомных *магнитных моментов* и *кристаллической решётки*. В сильномагн. веществах М. достигает значит. величины (относит. удлинение $\Delta l/l \sim 10^{-5}$—10^{-2}). В диа- и парамагнетиках в большинстве случаев М. мала (10^{-7}—10^{-5}), но имеются исключения: Bi и редкоземельные парамагнетики, в к-рых она достигает 10^{-4}. Существует ряд родственных М. явлений: спонтанная деформация решётки, или спонтанная М., сопутствующая изменению магн. состояния вещества при нагреве (иногда её наз. термострикцией); часть упругой деформации магнитострикц. природы, возникающей при действии механич. напряжений (механострикция); обратное по отношению к М. явление — изменение намагниченности магнетика при действии на него механич. напряжений (магнитоупругий эффект, или обратная М.).

В теории магнетизма рассматриваются разл. микроскопич. механизмы М.: за счёт изменения магн. *диполь-дипольного взаимодействия*, *спин-орбитального взаимодействия*, а также взаимодействия анизотропного электронного облака атома переходного элемента с *внутрикристаллическим полем* («одноионная» М.) и за счёт изменения обменных сил как между атомами, так и между электронами. В ферро- и ферримагнетиках в диапазоне значений магн. поля, где протекают процессы смещения доменных границ и вращение векторов M_s спонтанной намагниченности (см. *Намагничивание*), проявляется анизотропия М.— зависимость её величины и знака от направления в кристалле, при этом М. проявляется в изменении формы кристалла без изменения его объёма (линейная М.). Расчёты линейной М. в кристаллах осуществляют по феноменологич. ф-лам. Так, для расчёта М. ферро- и ферримагн. кристаллов кубич. симметрии, намагниченных до насыщения, применяется ф-ла

$$(\Delta l/l)_s = a_1 \sum_i (s_i^2 \beta_i^2 - 1/3) + 2a_2 \sum_{i \neq j} s_i s_j \beta_i \beta_j,$$

где s_i, s_j и β_i, β_j ($i, j = 1, 2, 3$) — направляющие косинусы векторов M_s и направления измерения по отношению к рёбрам куба, a_1 и a_2 — константы анизотропии М., численно равные:

$$a_1 = {}^3/_2(\Delta l/l)_{[100]}, \quad a_2 = {}^3/_2(\Delta l/l)_{[111]},$$

где $(\Delta l/l)_{[100]}$ и $(\Delta l/l)_{[111]}$ — макс. линейные М. соответственно вдоль ребра и пространств. диагонали куба. Для ферро- и ферримагнетиков иной кристаллич. симметрии ф-лы для расчёта анизотропии М. носят более сложный характер. Путём усреднения по различным s_i, s_j, β_i и β_j может быть получена ф-ла для расчёта М. поликристаллич. образцов (при условии, что a_1 и a_2 одного знака и близки друг другу по величине). Так, для Ni и сплавов Fe — Ni применима ф-ла

$$(\Delta l/l)_s = {}^3/_2(\Delta l/l)_{[100]}(\cos^2\upsilon - 1/3),$$

где υ — угол между направлением напряжённости магн. поля H и направлением измерения линейной М. внутри поликристаллич. образца. Обычно М. измеряют вдоль направления H ($\upsilon = 0$) и поперёк H ($\upsilon = 90°$), т. е. определяют значения продольной $(\Delta l/l)_\parallel$ и поперечной $(\Delta l/l)_\perp$ М. Для большинства ферромагнетиков они имеют разные знаки.

В области *парапроцесса* в кубич. ферромагнетиках М. проявляется в изменении объёма (объёмная М.), иногда её наз. обменной М., поскольку она обусловлена изменением обменного взаимодействия и обычно велика вблизи *Кюри точки*. Здесь её зависимость от H может быть рассчитана по феноменологич. ф-лам, вытекающим из термодинамич. теории *фазовых переходов* Ландау или теории *молекулярного поля*. Вдали от точки Кюри для большинства ферромагнетиков М. парапроцесса мала. Однако в т. н. зонных ферромагнетиках (см. *Зонный магнетизм*) она очень велика, даже при гелиевых темп-рах. Большая М. парапроцесса характерна для ферро- и ферримагнетиков при разрушении полем H существующих в них неколлинеарных магн. структур, т. к. при этом сильно изменяется обменная энергия.

М. относится к т. н. чётным магн. эффектам, т. к. не изменяет своей величины и знака при изменении направления поля H (или вектора M_s) на противоположное. В пьезомагнетиках (см. *Пьезомагнетизм*) наб-

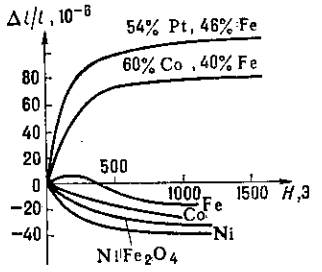


Рис. 1. Зависимость продольной магнитострикции ($\Delta l/l$) от напряжённости магнитного поля H (1 Э = 79,6 А/м) для ряда металлов, их соединений и сплавов.

людается М., линейная по магн. полю. М. исследована во многих поли- и монокристаллич. образцах ферро- и ферримагнетиков. У Fe (рис. 1) продольная М. в слабом магн. поле положительна (удлинение тела), а в более сильном поле отрицательна (укорочение). Для Ni при всех значениях поля продольная М. отрицательна. Большинство сплавов: Fe — Ni, Fe — Co, Fe — Pt и др. имеют положит. продольную М.: $(\Delta l/l)_s \sim (10—100) \cdot 10^{-6}$, в то же время в них поперечная М. отрицательна. Для сплавов Fe — Ni т. н. инварного состава (30—45% Ni) при комнатных и даже низких темп-рах продольная и поперечная М. в полях $H > H_s$ (область прозрачности) имеют одинаковые положит. знаки (рис. 2), здесь М. выражается в изменении объёма. Необычайно высоки М. у нек-рых редкоземельных ме-

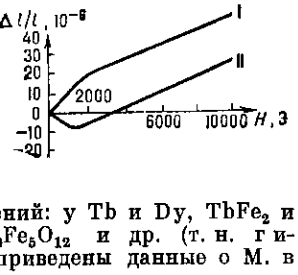


Рис. 2. Продольная (I) и поперечная (II) магнитострикция сплава, содержащего 36% Fe, 64% Ni. В слабых полях H они имеют разные знаки, в сильных (при парапроцессе) — одинаковый знак (здесь магнитострикция носит объёмный характер).

таллов, их сплавов и соединений: у Tb и Dy, $TbFe_2$ и $DyFe_2$, феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ и др. (т. н. гигантская М.). В табл. приведены данные о М. в полях магн. насыщения редкоземельных магнетиков и для сопоставления — значения М. для Fe, Ni и Co.

Магнетик	$(\Delta l/l)_s$, 10^{-6}	Темп-ра измерения, К	Кристаллич. оси
Tb	1230	78	поликристалл
Dy	1400	78	поликристалл
Tb	5460	4,2	$H \parallel a$—ось
Tb	22000	4,2	$H \parallel c$—ось
$TbFe_2$	4700	300	$H \parallel [111]$
$Tb_3Fe_5O_{12}$	2460	4,2	$H \parallel [111]$
Fe	—10	300	поликристалл
Ni	—37	300	поликристалл
Ni	—60	78	$H \parallel [111]$
Co	—71	300	поликристалл

Гигантская М. обнаружена у ряда соединений урана (U_3As_4, U_3P_4) и др. актинидов. Микроскопич. природа огромной М. редкоземельных и актинидных магнетиков связана с сильным взаимодействием пространственно-анизотропного облака f-электронов атомов с внутрикристаллич. полем.

Исследование М., особенно в области техн. намагничивания, помогает в изысканиях новых *магнитных*

материалов. Так, высокая магн. проницаемость сплавов типа пермаллоя связана с тем, что в них мала энергия магнитоупругой анизотропии вследствие малой величины М. (наряду с малым значением константы магн. кристаллографич. анизотропии). Эффект спонтанной М. влияет на тепловое расширение ферро-, ферри- и антиферромагнетиков, приводя в ряде случаев к компенсации его или к аномально малому коэф. теплового расширения (инвар-эффект). Большие аномалии модулей упругости, возникающие в нек-рых ферро- и антиферромагн. сплавах (элинварах) за счёт влияния спонтанной М., приводят к малым значениям температурных коэф. их модулей упругости. Кроме того, при воздействии на ферромагнетики упругих напряжений в них даже при отсутствии внеш. магн. поля происходит перераспределение магн. моментов доменов (в ряде случаев изменяется и абс. величина M_s домена), что приводит к изменению модулей упругости (явление механострикции).

В непосредств. связи с механострикцией находится изменение под влиянием внеш. магн. поля модуля упругости ферро-, ферри- и антиферромагн. тел (ΔE-эффект). М. является очень чувствительным индикатором к разл. магн. процессам и *магнитным фазовым переходам*, и поэтому её измерения широко используются при магн. исследованиях.

Для измерения М. применяют установки, работающие по принципу механооптич. рычага, позволяющие наблюдать относит. изменения длины образца $\sim 10^{-6}$. Ещё большую чувствительность дают радиотехн. и интерференц. методы. Распространён также метод проволочных датчиков, в к-ром на образец наклеивают проволочку (с большим уд. сопротивлением), включённую в одно из плеч измерит. моста. Применяются также разл. методики измерения динамич. М. (в переменных магн. полях).

На явлении М. основано действие магнитострикц. преобразователей: излучателей и приёмников звука, фильтров, стабилизаторов частоты, линий задержки в радиотехн. и акустич. устройствах, устройств микроперемещений, реле и др. Для этого применяются магнитострикц. материалы с разл. параметрами.

Лит.: Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, [2 изд.], М., 1957; его же, Магнитострикционные явления и их технические приложения, М., 1987; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

К. П. Белов.

МАГНИТОСФЕ́РА ЗЕМЛИ — область околоземного пространства, занятая геомагн. полем; в первом приближении полость в потоке *солнечного ветра* (СВ).

Общая структура М. З.

Граница М. З. Внеш. границей М. З. является магнитопауза (рис. 1), отделяющая геомагн. поле от обтекающего Землю СВ. Положение магнитопаузы определяется равенством динамич. давления СВ $k\rho V^2$ и давления геомагн. поля $(1/8\pi)(2fM_\oplus/D_\oplus^3)^2$, где ρ и V — плотность и скорость СВ, $M_\oplus$ — магн. момент геомагн. диполя, коэф. k зависит от характера взаимодействия СВ с М. З. и равен 2 при упругом отражении, коэф. f характеризует усиление магн. поля в подсолнечной точке магнитопаузы (точка на прямой, соединяющей центры Земли и Солнца) в связи с отличием формы магнитопаузы от плоскости (согласно расчётам, $f \approx 1{,}22$), $D_\oplus$ — геоцентрич. расстояние магнитопаузы в подсолнечной точке (радиус Чепмена — Ферраро). Магн. поле на магнитопаузе $\sim 10^{-3}$ Гс, т. е. значительно больше поля невозмущённого геомагн. диполя. Дополнит. поле создаётся токами, текущими по магнитопаузе и экранирующими магн. переходный слой (см. ниже) от проникновения в него геомагн. поля. Токи на магнитопаузе создаются плазмой СВ: при проникновении в магнитопаузу положит. ионы отклоняются геомагн. полем к западу, а электроны к востоку.

Обтекание М. З. солнечным ветром. Сверхзвуковой и сверхальвеновский СВ, налетая на препятствие — М. З., резко тормозится, образуя бесстолкновит. головную ударную волну (на рис. 1 показана ближайшей к Солнцу поверхностью.) Подсолнечная точка фронта головной ударной волны располагается на геоцентрич. расстоянии $\approx 13\,R_\oplus$ ($R_\oplus$ — радиус Земли). На фронте головной ударной волны происходит изменение направления движения частиц СВ. Их направленная скорость уменьшается, а тепловая скорость растёт так, что плазма между фронтом ударной волны и магнитопаузой нагревается до неск. миллионов градусов. Эта разогретая плазма обтекает М. З., образуя магнитный переходный слой, в к-ром магн. поле и движение плазмы СВ становятся менее упорядоченными.

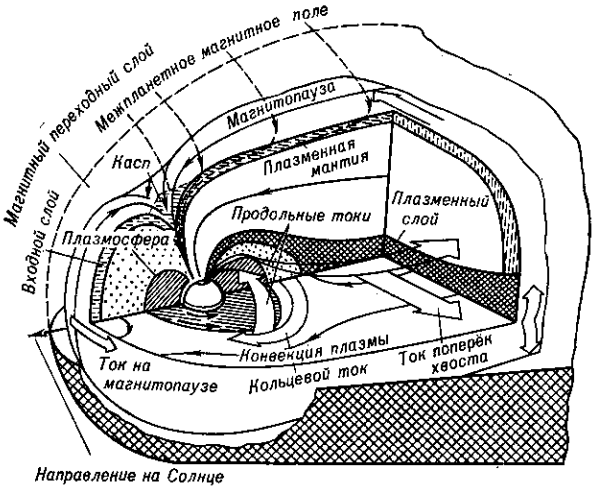


Рис. 1. Пространственное распределение плазмы, магнитных полей и электрических токов в магнитосфере Земли. Светлыми широкими стрелками показаны токи на магнитопаузе и в плазменном слое, кольцевой и продольные токи. Тёмные стрелки указывают направление вращения плазмосферы совместно с Землёй. Показаны также направления конвекции в хвосте магнитосферы. Точками отмечена область кольцевого тока.

При обтекании М. З. СВ геомагн. поле на больших расстояниях сильно искажается. Во внутр. М. З. до расстояний $\approx 3R_\oplus$ оно близко к полю геомагн. диполя (угол между осью диполя и осью вращения Земли $\approx 11°$, причём сев. магн. полюс расположен в области юж. географич. полюса). Во внеш. М. З. геомагн. поле на дневной (расположенной ближе к Солнцу, чем центр Земли) стороне сжато СВ ($D_\oplus \approx 10\,R_\oplus$). На дневной стороне расположены каспы — воронки, расширяющиеся от поверхности Земли вплоть до магнитопаузы, образованные силовыми линиями геомагн. поля. Эти воронки (по одной в каждом полушарии) разделяют силовые линии дневной М. З. и геомагн. хвоста (см. ниже). Через каспы плазма из магн. переходного слоя может проникать непосредственно в глубь М. З. На ночной стороне М. З. геомагн. поле образует геомагнитный хвост. Его диам. $\approx 40\,R_\oplus$, протяжённость $\sim 10^3\,R_\oplus$. Геомагн. хвост образован двумя пучками силовых линий с противоположным направлением магн. поля. Эти пучки составляют южную и северную доли геомагнитного хвоста. Между долями геомагн. хвоста расположен плазменный слой — область с повыш. концентрацией горячей плазмы с очень слабым магн. полем (табл. 1). Толщина плазменного слоя $\approx 5\,R_\oplus$, энергия магн. поля в нём меньше или порядка тепловой энергии частиц.

Плазменный слой образован плазмой СВ, нагретой внутримагнитосферными процессами до $\approx 5 \cdot 10^7$ К, и ускоренными ионосферными ионами. Ток, ответственный за резкое изменение направления магн. поля в долях хвоста, протекает в нейтральном токовом слое внутри плазменного слоя. Этот ток поперёк хвоста направлен с утренней стороны на вечернюю. Он обусловлен *дрейфом заряженных частиц* под действием центробежной силы (центробежный дрейф) и силы, связанной с градиентом магн. поля (градиентный дрейф).

Пограничные слои. Проникновение плазмы СВ внутрь М. З. может происходить через пограничные слои, располагающиеся на дневной (входной слой) и ночной (плазменная мантия и плазменный слой) сторонах М. З. Проникновение происходит вдоль пересоединившихся магн. силовых линий. Пересоединение магн. поля набегающего потока СВ (межпланетного магн. поля, ММП) и магн. поля Земли может происходить на магнитопаузе и в геомагн. хвосте в ограниченных по масштабам областях, в к-рых благодаря развитию плазменных неустойчивостей понижается электропроводность плазмы (см. *Пересоединение*). Измерения показали, что пересоединение происходит в областях с размерами $\sim 1\ R_\oplus$ и носит импульсный (во времени) характер. Скорость течения плазмы к Земле во входном слое и в антисолнечном направлении в плазменной мантии и геом. характеристики пограничных слоёв определяются характером взаимодействия СВ с М. З., к-рое зависит от взаимной ориентации магн. полей в этих двух областях. Область на дневной стороне, в к-рой происходит пересоединение, определяется знаком северо-южного компонента ММП (B_z). При сев. направлении ММП ($B_z > 0$) пересоединение происходит в плазменной мантии в области каспа (рис. 2, *а*). При юж. направлении ММП ($B_z < 0$) геомагн. поле и ММП пересоединяются во входном слое в области подсолнечной точки (H_1), где они антипараллельны (рис. 2, *б*). Пересоединившиеся геомагн. силовые линии переносятся СВ с дневной стороны М. З. на ночную, образуя геомаг. хвост. Следует отметить, что перенос геомагн. силовых линий с дневной стороны М. З. на ночную происходит также и в результате вязкого трения при обтекании М. З. потоком плазмы СВ. Эффективность переноса магн. потока под действием аномальной вязкости между М. З. и межпланетной плазмой в среднем сравнима с эффектом переноса за счёт пересоединения. На ночной стороне в области H_2 происходит новое пересоединение, в результате к-рого восстанавливается первонач. конфигурация магн. поля СВ. Из области H_2 пересоединившиеся геомагн. силовые линии вместе с плазмой переносятся к Земле, восстанавливая магн. поток на её дневной стороне.

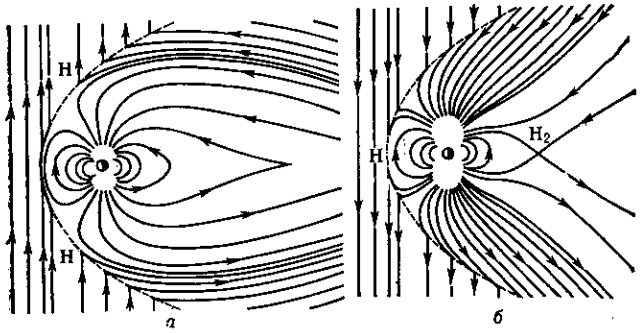


Рис. 2. Структура магнитного поля магнитосферы Земли (меридиональный разрез) при северном (*а*) и южном (*б*) направлениях межпланетного магнитного поля (север вверху). Буквами H_1, H_2, H отмечены области вблизи нейтральных точек магнитного поля.

Крупномасштабная конвекция плазмы в М. З.

Конвекция в хвосте М. З. Такое движение плазмы (магнитосферная конвекция, или дрейф плазмы поперёк геомагн. поля) обусловлено тем, что в хвосте М. З. существует крупномасштабное электрич. поле, направленное поперёк хвоста. Под действием этого электрич. поля и магн. поля хвоста плазма дрейфует от плазменной мантии к плазменному слою и из плазменного слоя по направлению к Земле. Электрич. поле поперёк хвоста обусловлено магн. пересоединением и вязким трением между СВ и М. З. Электрич. поле в хвосте при вязком трении есть результат движения плазмы в пограничном слое поперёк магн. поля и появления на внутр. границе пограничного слоя поляризац. зарядов. Перепад потенциала из-за электрич. поля, обусловленного вязким трением, равен 10—30 кВ и возрастает с увеличением скорости СВ. В процессе пересоединения через пересоединившиеся магн. силовые линии в М. З. передаётся межпланетное электрич. поле, к-рое в СВ определяется соотношением $\boldsymbol{E} = -[\boldsymbol{VB}]/c$. Эффективность передачи 10—30%, что приводит к появлению в М. З. разности потенциалов поперёк хвоста $\sim$ 100 кВ. Результирующая разность потенциалов существенно зависит от направления ММП. При интенсивных $B_z > 0$ в долях геомагн. хвоста, проецирующихся на дневной сектор полярной шапки, направление электрич. поля меняется и оно становится направленным с вечера на утро.

Плазмосфера. Участвуя в крупномасштабной конвекции, плазма М. З. на больших расстояниях способна покидать М. З. через дневную магнитопаузу, при этом концентрация холодной плазмы за пределами плазмосферы резко уменьшается (по сравнению с концентрацией плазмы в плазмосфере, в к-рую конвекция не проникает). Плазмосферой наз. область с повыш. концентрацией (n) плазмы ионосферного происхождения ($n \sim 10^3$ см$^{-3}$) и тепловой энергией $\sim$ 1,0 эВ. Внеш. граница плазмосферы, образованная силовыми линиями геомагн. поля, на к-рых концентрация плазмы резко падает до 0,1—1,0 см$^{-3}$, наз. плазмопаузой. Геоцентрич. расстояние плазмопаузы $\sim 4R_\oplus$ и меняется в зависимости от местного времени и интенсивности магнитосферных возмущений (см. ниже). Образование плазмосферы обусловлено суточным вращением Земли вместе с геомагн. полем, увлекающим за собой плазму М. З. вплоть до высот $3 \cdot 10^4$ км. На высоких геомагн. широтах силовые линии магн. поля практически перпендикулярны ионосфере. Вдоль этих линий из ионосферы в М. З. движется поток плазмы, наз. полярным ветром. Полярный ветер переносит нагретую плазму в удалённые области хвоста М. З., пополняя М. З. ионами из верх. атмосферы.

Крупномасштабные продольные токи

Возникающее в пограничных областях М. З. электрич. поле, обусловленное пересоединением и вязким трением, приводит к появлению продольных электрич. токов, текущих вдоль магн. силовых линий. Эти токи замыкаются через высокопроводящую ионосферу, втекая в неё на утренней стороне и вытекая на вечерней. Ионосфера в этой цепи является нагрузкой. Т. о., в М. З. действует МГД-генератор, преобразующий кинетич. энергию плазмы СВ в энергию магнитосферно-ионосферных токов, к-рая затем диссипирует внутри ионосферы (энергетич. характеристики М. З. приведены в табл. 2). С усилением возмущённости М. З. интенсивность продольных токов увеличивается в неск. раз. Продольные токи существуют в М. З. постоянно. Область их втекания и вытекания образует практически непрерывную полосу вдоль аврорального овала, являющегося проекцией плазменного слоя и каспа вдоль геомагн. силовых линий на высоту 100—200 км над поверхностью Земли. К экватору от этой полосы существуют продольные токи противоположного нап-

равления — они втекают в вечернем секторе и вытекают в утреннем. Эти токи обусловлены замыканием через ионосферу возникающих при конвекции плазмы из геомагн. хвоста дрейфовых токов. Структура и интенсивность крупномасштабных продольных токов критич. образом зависят от направления и величины ММП. Азимутальный (направленный с утра на вечер) компонент ММП (B_y) контролирует продольные токи в области каспа. При $B_y > 0$ ($B_y < 0$) токи втекают (вытекают) к экватору от каспа и вытекают (втекают) к полюсу от каспа. В интервалы времени, когда $B_z > 0$, на дневной стороне полярной шапки продольные токи втекают в послеполуденном секторе и вытекают в предполуденном. Общая интенсивность продольных токов составляет $(1—3)\cdot 10^6$ А, они являются важным элементом электродинамич. структуры М. З., т. к. переносят от её границ энергию СВ на высоту ионосферы.

Магнитосферные возмущения

Полярные сияния. Геом. характеристики М. З. и потоки заряж. частиц чутко реагируют на изменения в СВ. В определённых ситуациях возникают магнитосферные возмущения длительностью 1—2 ч — сложный комплекс явлений, получивший назв. магнитосферной суббури. Накладываясь во времени, магнитосферные суббури приводят к возникновению м а г н и т н о й б у р и (см. *Магнитные вариации*). Во время магн. бурь и суббурь происходит усиленная диссипация энергии в М. З. ($\sim 10^{11}$ Вт). Эта энергия выделяется в виде джоулева тепла ионосферных токов (питаемых продольными токами из М. З.), вторжений в верх. атмосферу потоков ускоренных заряж. и нейтральных частиц. Возникают интенсивные *полярные сияния*. Осн. энерговыделение (на единицу площади на высотах полярных сияний 100—200 км) 10^{-6}—10^{-5} Вт·см$^{-2}$ происходит вдоль аврорального овала. Вдоль аврорального овала наблюдаются яркие полярные сияния, и в ионосфере текут наиб. интенсивные токи. К полюсу и к экватору от аврорального овала потоки вторгающихся в атмосферу частиц резко уменьшаются и энерговыделение падает до 10^{-9} Вт·см$^{-2}$. Вторжение заряж. частиц из плазменного слоя, приводящее к возникновению диффузного аврорального свечения на ночной стороне Земли, связано с крупномасштабной конвекцией плазмы. В процессе дрейфа происходит ускорение заряж. частиц, причём поперечные составляющие скорости увеличиваются быстрее продольной и распределение плазмы по скоростям становится анизотропным. Это приводит к возбуждению волн типа свистов и рассеянию частиц на этих волнах. Частицы попадают в «конус потерь» (см. *Магнитные ловушки*) и высыпаются в атмосферу, возбуждая её свечение. Крупномасштабная конвекция в М. З. неоднородна, она расслаивается даже в спокойном состоянии. В ней возникают мелкомасштабные неоднородности электрич. поля, продольного тока, потоков энергичных заряж. частиц, концентрации тепловой плазмы. Эти неоднородности в проекции на высоты ионосферы имеют масштаб от 10^2 до 10^4 м поперёк направления геомагн. поля. Дуги полярных сияний — одно из проявлений мелкомасштабного расслоения конвекции. Появление дуг полярных сияний связано с локальным усилением продольного тока в результате внутримагнитосферных процессов или трения конвективного потока об ионосферу. При превышении продольным током нек-рого критич. значения возбуждается токовая неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*), нелинейное насыщение к-рой приводит к возникновению на авроральных силовых линиях (на высотах 1—2 $R_\oplus$) *двойного электрического слоя* и (или) аномального сопротивления плазмы. В области существования продольного электрич. поля с разностью потенциалов в неск. кВ происходит ускорение электронов по направлению к Земле. Их вторжения в атмосферу проявляются в виде дискретных форм полярных сияний.

Кольцевой ток и радиационный пояс. Ионы из атмосферы вытягиваются продольным электрич. полем в плазменный слой геомагн. хвоста. Участвуя затем в крупномасштабной магнитосферной конвекции и ускоряясь, ионы попадают во внутр. М. З. и образуют значит. часть ионного состава магнитосферного кольцевого тока. М а г н и т о с ф е р н ы й к о л ь ц е в о й т о к образован энергичными заряж. частицами, движущимися вокруг Земли на геоцентрич. расстояниях 3—6 $R_\oplus$. Азимутальное движение электронов на восток и протонов на запад обусловлено центробежным и градиентным дрейфами частиц с энергиями от 10 до 10^3 кэВ, инжектированных в область замкнутых геомагн. силовых линий из плазменного слоя хвоста М. З. во время магнитосферных суббурь. Результирующий электрич. ток течёт вокруг Земли в зап. направлении, вызывая понижение горизонтальной составляющей геомагн. поля на поверхности Земли. Большая часть энергии тока сосредоточена в ионах. Кольцевой ток состоит в основном из ионов H^+, O^+ с добавкой He^+, O^{++}, He^{++}. Источником ионов кислорода является ионосфера, ионов водорода и гелия — СВ и ионосфера.

Область замкнутых геомагн. линий является магн. ловушкой для энергичных частиц, энергия к-рых превышает тепловую (г е о м а г н и т н а я л о в у ш к а). В ловушке существуют потоки очень энергичных частиц (электронов и протонов) с энергией св. 1 МэВ, образующих *радиационный пояс*. Во время магн. бурь потоки в радиац. поясе увеличиваются. Инжекция частиц в радиац. пояс происходит из плазменного слоя во время суббурь. Ускорение частиц до высоких энергий обязано резонансу между периодом дрейфа частиц вокруг Земли и временными изменениями крупномасштабного электрич. поля. Приближение частиц к Земле в область более интенсивного магн. поля сопровождается увеличением их энергии. Очень высокие энергии частицы в радиац. поясе могут приобретать вследствие индукц. эффектов на силовых линиях хвоста М. З. при перестройке хвоста во время магнитосферных суббурь.

Кольцевой ток расположен во внеш. части радиац. пояса. Плазма кольцевого тока составляет только часть энергичных частиц радиац. пояса. В радиац. поясе существуют механизмы генерации энергичных заряж. частиц, отличающиеся от действующих в кольцевом токе. В ближайшей к Земле части радиац. пояса энергичные частицы могут возникать вследствие распада нейтронов, появляющихся при взаимодействии космич. лучей с поверхностью Земли.

Излучение М. З.

М. З. является источником волнового излучения в радиодиапазоне. Взаимодействие потоков ускоренных

Т а б л. 1. — **Плазма в окрестности Земли**

Область	Концентрация частиц, см$^{-3}$	Темп-ра ионов, эВ	Темп-ра электронов, эВ	Скорость потока, км/с	Магн. поле, 10^{-5} Гс
Солнечный ветер	5—20	10—20	20—40	300—800	5—15
Входной слой	1—10	200—2000	10—200	100—300	40—60
Плазменная мантия	0,1—5	100—200	26—40	100—200	20—30
Плазменный слой	0,1—1	500—5000	200—2000	0—1000	10—20
Кольцевой ток	5—20	10^4—10^5	10^3	—	100—500
Плазмосфера	10^2—10^3	0,3—1	0,3—1	—	10^2—10^4

Таб л. 2. — **Энергетические характеристики земной магнитосферы**

	Мощность или энергия
Энергия солнечного ветра, падающая на поперечное сечение магнитосферы в 1 с	$2 \cdot 10^{13}$ Вт
Энергия солнечного ветра, инжектируемая в магнитосферу в 1 с	$3 \cdot 10^{11}$ Вт
Мощность эл.-магн. излучения Солнца, падающая на поперечное сечение Земли	$2 \cdot 10^{17}$ Вт
Инжекция плазмы в магнитосферный кольцевой ток	$(2—100) \cdot 10^{10}$ Вт
Джоулев разогрев в ионосфере	$(5—100) \cdot 10^{10}$ Вт
Авроральная радиация (потоки энергичных частиц, вторгающихся в верхнюю атмосферу)	$(4—10) \cdot 10^{10}$ Вт
Геомагнитные микропульсации ($P_c 6$)	$6 \cdot 10^{9}$ Вт
Авроральное километровое излучение	$2 \cdot 10^{7}$ Вт
Энергия магн. поля, запасённая в хвосте	$(3—30) \cdot 10^{15}$ Дж
Энергия энергичных частиц, запасённая в магнитосферном кольцевом токе	$(2—10) \cdot 10^{15}$ Дж

электронов с магнитосферной плазмой на авроральных силовых линиях на высотах 5000 км приводит к генерации аврорального километрового излучения (АКИ). Это интенсивное и спорадически возникающее излучение в километровом диапазоне на гирочастоте электронов ($10^2—10^3$ кГц) резко усиливается во время магнитосферных суббурь, достигая полной мощности 10^9 Вт. Помимо АКИ существует также непрерывное по спектру и во времени излучение. Интенсивность его в диапазоне 0,5—100 кГц уменьшается к высоким частотам. Это нетепловое излучение генерируется вне плазмопаузы на геоцентрич. расстояниях от 4 до 8 $R_\oplus$ и является синхротронным излучением энергичных электронов в радиац. поясе.

Во время возмущений в М. З. возникает широкий спектр короткопериодич. колебаний геомагн. поля с периодами от 1 до 100 с. Наиб. кол-во энергии сосредоточено в колебаниях магн. поля с периодом в неск. десятков секунд и амплитудой $\sim 10^{-4}$ Гс.

Лит.: Сергеев В. А., Цыганенко Н. А., Магнитосфера Земли, М., 1980; Solar-terrestrial physics. Principles and theoretical foundations, ed. by R. L. Carovillano, J. M. Forbes, Dordrecht, 1983; Progress in solar-terrestrial physics, ed. by J. G. Roederer, Dordrecht — Boston, 1983; Achivment of the International magnetosphere study (I. M. S.), European Space Agency, 1984; Лайонс Л., Уильямс Д., Физика магнитосферы: количественный подход, пер. с англ., М., 1987.

Я. И. Фельдштейн.

МАГНИТОСФЕ́РЫ ПЛАНЕ́Т. При обтекании планет *солнечным ветром* (СВ) могут возникать магнитосферы (М.) разл. типов (в зависимости от природы препятствия, создаваемого планетой для СВ).

Собственная М. В тех случаях, когда планета обладает магн. моментом, достаточно большим для того, чтобы давление собств. магн. поля уравновешивало динамич. давление СВ за пределами ионосферы, образуется собств. М. — область в межпланетном пространстве, свободная (в первом приближении) от СВ и содержащая линии магн. поля, выходящие из планеты (см. рис. 1 в ст. *Магнитосфера Земли*). Собств. М. обладают Земля, Меркурий, Юпитер, Сатурн, Уран.

Наведённая, или индуцированная, М. В тех случаях, когда собств. магн. поле незначительно и планета имеет достаточно плотную ионосферу, при контакте СВ с ионосферой в ней, под действием лоренцева электрич. поля $\boldsymbol{E} = -[\boldsymbol{vB}]/c$ ($\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{B}$ — скорость и магн. поле СВ), возбуждаются электрич. токи. Магн. поле этих токов и образует наведённую М. Таким М. обладают Венера и кометы.

Комбинированная М. Если собств. магн. поля планеты недостаточно для того, чтобы своим давлением предотвратить контакт СВ с ионосферой, но его величина соизмерима с величиной наведённого магн. поля, возникает комбиниров. М. Возможно, что М. такого типа обладает Марс.

М. всех трёх типов являются препятствием для сверхзвукового и сверхальвеновского СВ, и перед ними возникает бесстолкновит. ударная волна. Если небесное тело не имеет ни собств. магн. поля, ни ионосферы, то заряж. частицы СВ беспрепятственно достигают поверхности тела и рекомбинируют на ней. В результате позади тела возникает полость, ограниченная *Маха конусом*. Так взаимодействуют с СВ Луна и, вероятно, большинство астероидов.

М. Меркурия была открыта в 1974 при пролётах около планеты автоматич. межпланетной станции (АМС) «Маринер-10». Магнитосфера Меркурия невелика (см. табл.), но в ней имеются все осн. черты собственной М., за исключением плазмосферы и радиац. пояса (определения этих и др. терминов см. в ст. *Магнитосфера Земли*). Плазмосфера отсутствует, т. к. у Меркурия нет заметной ионосферы, а отсутствие радиац. пояса объясняется тем, что область замкнутых магн. силовых линий мала и токовый слой магн. хвоста начинается почти от поверхности планеты. В М. Меркурия были обнаружены быстрые перестройки конфигурации магн. поля с характерным временем 1 мин, к-рые были интерпретированы как суббури.

Основные параметры магнитосфер планет

Планета	Тип магнитосферы	Магнитный момент, Гс·см³	Ориентация	Радиус Чепмена—Ферраро, км
Меркурий	собственная	$4{,}9 \cdot 10^{22}$	14°+	$2{,}56 \cdot 10^{8}$
Венера	наведённая	$1 \cdot 10^{22}$	—	$7 \cdot 10^{9}$
Земля	собственная	$8{,}1 \cdot 10^{25}$	11,7°+	$4 \cdot 10^{4}$
Марс	комбинированная	$1 \cdot 10^{22}$	15°+?	$(3{,}8—4) \cdot 10^{3}$
Юпитер	собственная	$1{,}6 \cdot 10^{30}$	9,6°—	$4{,}3 \cdot 10^{6}$
Сатурн	—"—	$4{,}4 \cdot 10^{28}$	1°—	$1{,}3 \cdot 10^{6}$
Уран	—"—	$4 \cdot 10^{27}$	60°—	$4{,}7 \cdot 10^{5}$

М. Венеры. Первые исследования взаимодействия СВ с Венерой были выполнены в 1967 на АМС «Венера-4» и «Маринер-5», к-рые не обнаружили следов собств. магн. поля Венеры и позволили лишь установить верх. предел для магн. момента планеты. АМС «Венера-9,-10» в 1976 обнаружили протяжённый магн. хвост, топология к-рого наминает топологию хвоста собств. М., но ориентация магн. поля в нём полностью определяется межпланетным магн. полем (ММП). Наведённая М. Венеры была подробно исследована АМС «Венера-9, -10» и «Пионер — Венера». Её конфигурация изображена на рис. 1. На дневной стороне индуцированные в ионосфере лоренцевские электрич. токи экранируют её от проникновения ММП (магн. поле в ионосфере $\sim 10^{-5}$ Гс). Ионосфера имеет резкую границу — ионопаузу, и перед ней поле лоренцевых токов создаёт магн. барьер ($\approx 8 \times \times 10^{-4}$ Гс), к-рый тормозит плазму СВ. Отд. силовые трубки из магн. барьера могут проникать внутрь ионосферы, где в них возбуждается продольный ток, в результате к-рого трубки сворачиваются в магн. жгуты. На ночной стороне линии магн. поля, огибая ионосферу, вытягиваются в направлении от Солнца, образуя магн. хвост. Ориентация токового слоя в этом хвосте определяется направлением ММП. Такой механизм образования наведённой М. при взаимодействии потока замагниченной плазмы с плазменным препятствием был предложен Х. Альвеном

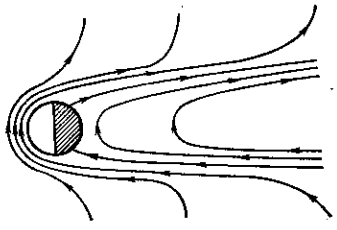


Рис. 1. Наведённая магнитосфера Венеры. Показаны линии магнитного поля, обволакивающие иносферу.

(H. Alfvén) для комет и впервые продемонстрирован в лаб. модельном эксперименте. Аналогичным образом взаимодействуют потоки плазмы внутри М. Юпитера и Сатурна с их спутниками Ио, Титаном и др.

М. Марса была исследована АМС «Марс-2, -3» (1972) и «Марс-5» (1974). Ввиду того что эти аппараты пересекали лишь её границы, их данные не поддаются однозначной интерпретации. Достаточно твёрдо установлено существование бесстолкновит. ударной волны и области с регулярным магн. полем на дневной и ночной сторонах вблизи планеты. Эта область отождествлена с М.

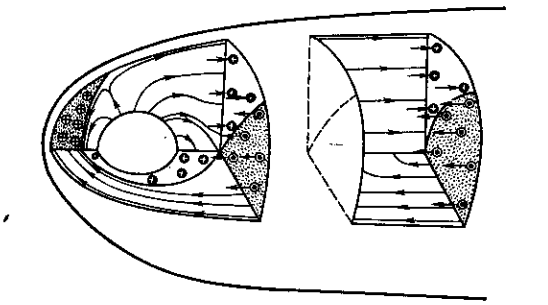


Рис. 2. Комбинированная магнитосфера. Линиями показаны силовые линии магнитного поля, крестиками и точками — направление магнитного поля, заштрихованные области соответствуют наведённому, незаштрихованные — собственному магнитному полю.

Марса. В литературе приводятся величины магн. момента Марса от значений, отвечающих возникновению наведённой М. (10^{22} Гс·см^3), до значений, соответствующих образованию собственной М. Большинство исследователей считают наиболее реальной величину магн. момента $(1—1{,}5)\cdot10^{22}$ Гс·см^3, при к-рой можно ожидать возникновения у Марса комбиниров. М., по крайней мере в тех случаях, когда давление СВ велико. Нет единодушия и в определении ориентации марсианского диполя. В комбиниров. М. можно ожидать существования раздельных областей наведённого и собственного магн. полей. Линии наведённого магн. поля должны обволакивать собств. М. Схема комбиниров. М. в случае ММП, перпендикулярного оси диполя, приведена на рис. 2. В этом случае меридиональные сечения М. обнаруживают топологию поля, характерную для собств. М., а наведённое поле локализуется в экваториальной части М.

М. Юпитера и Сатурна. Существование собств. магн. поля этих планет было установлено по синхротронному радиоизлучению частиц, захваченных в радиац. поясах. М. Юпитера исследована при пролётах АМС «Пионер-10, -11» и «Вояджер -1, -2» (1979), Сатурна — «Вояджер-1» (1980), «Вояджер-2» (1981). Юпитер и Сатурн обладают собств. М. с присущими им признаками. Характерной особенностью М. планет-гигантов является доминирующая роль центробежных сил. Размеры плазмосфер Юпитера и Сатурна таковы, что центробежные силы, воздействуя на плазмосферу, вытягивают линии магн. поля вблизи экватора и М. приобретает дискообразную форму, а токовый слой в плоскости экватора располагается не только на ночной, но и на дневной стороне. Наличие спутников внутри радиац. поясов приводит к уменьшению концентрации быстрых частиц в окрестностях орбит этих спутников из-за рекомбинации. Обнаружение полостей внутри радиац. поясов позволило открыть и определить орбиты ранее не известных спутников Юпитера и Сатурна. Удивительной особенностью Сатурна является совпадение его магн. оси с осью вращения (ранее генерация такого магн. поля считалась невозможной).

М. Урана. Косв. данные позволили предположить существование магн. момента у Урана; обнаружено радиоизлучение планеты и свечение её атмосферы, к-рое может быть связано с полярными сияниями. Непосредственно магн. поле Урана было зарегистрировано в январе 1986 при пролёте АМС «Вояджер-2». Поскольку у Урана ось вращения лежит в плоскости эклиптики (см. *Координаты астрономические*), то ось магн. диполя периодически бывает направлена вдоль скорости СВ. В этом случае конфигурация собств. М. будет радикально отличаться от изображённой на рис. 1 в ст. *Магнитосфера Земли*. Подобная М. (рис. 3) была исследована лишь в лаб. условиях. На дневной стороне

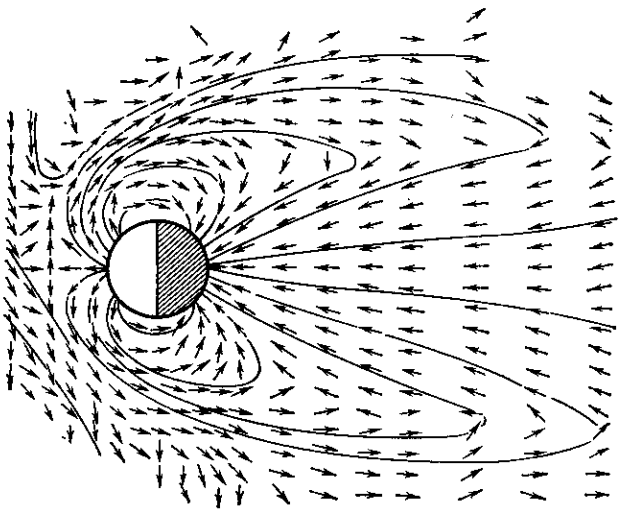


Рис. 3. Схема осесимметричной магнитосферы (возможная магнитосфера Урана) по данным лабораторного эксперимента. Стрелками показано направление магнитного поля, сплошными линиями — линии магнитного поля в магнитосфере.

магн. силовые линии поджимаются к планете, а на ночной стороне образуется магн. хвост, состоящий из пучка силовых линий одного направления, охваченного цилиндром, содержащим линии противоположного направления. Две части хвоста разделены цилиндрич. токовым слоем. Плазма СВ, необходимая для поддержания этого токового слоя, проникает внутрь М. через всю её границу, имеющую диффузный характер.

Данные о М. п. суммированы в табл. В колонке «Ориентация» приведено значение угла между магн. осью и осью вращения планеты, знак «+» («—») означает, что северный магн. полюс расположен ближе к южному (северному) полюсу планеты.

Лит.: Ness N. F. и др., Observations of Mercury's magnetic field, «Icarus», 1976, v. 28, № 4, p. 479; Долгинов Ш. Ш. и др., О конфигурации поля в магнитном шлейфе Венеры, «Космич. исследования», 1981, т. 19, в. 4, с. 624; Slavin J. A., Holzer R. E., The solar wind interaction with Mars revisited, «J. of Geophys. Research», 1982, v. 87, № B12, p. 10285; Birmingham T. J., The Jovian magnetosphere, «Revs Geophys. and Space Phys.», 1983, v. 21, № 2, p. 375; Schardt A. W., The magnetosphere of Saturn, там же, p. 390.

П. Л. Израйлевич, И. М. Подгорный.

МАГНИТОТОРМОЗНО́Е ИЗЛУЧЕ́НИЕ — излучение, возникающее при движении заряж. частиц в магн. поле. В однородном магн. поле заряж. частицы движутся по окружности или спирали; в этом случае при движении частиц с релятивистскими скоростями возникает *синхротронное излучение*, при нерелятивистских скоростях — *циклотронное излучение*. Если частицы движутся в неоднородном магн. поле, может возбуждаться *ондуляторное излучение* (периодич. поле), *изгибное излучение* и т. д. Наблюдается также М. и., испускаемое из торцевых областей поворотных магнитов синхротронов.

МАГНИТОУПРУ́ГИЕ ВО́ЛНЫ — волны, возникающие в магнитоупорядоченных кристаллах — ферро- и антиферромагнетиках — из-за связи между магн. и

упругими свойствами вещества. Упругие волны, т. е. колебания ионов в кристаллич. решётке относительно положения равновесия, в магнитоупорядоченных кристаллах сопровождаются колебаниями *спинов*, а следовательно, и колебаниями их магн. моментов; в свою очередь колебания спинов, т. е. *спиновые волны*, вызывают смещение ионов. Т. о. появляется связь между фононной и спиновой, или магнитной, подсистемами. В М. в. изменение магн. параметров состояния (напр., намагниченности) связано с изменением упругих параметров (деформации, механич. напряжения). Возникновение М. в.— одно из проявлений *магнитоупругого взаимодействия*, к-рое в первом приближении можно описать магнитоупругой энергией единицы объёма вещества:

$$U = -b_{iklm}\, u_{ik}\, \frac{M_l}{M_0}\, \frac{M_m}{M_0}, \qquad (1)$$

где b_{iklm} — тензор магнитоупругих констант, имеющий размерность плотности энергии, u_{ik} — тензор деформаций, M_0 — модуль вектора намагниченности, M_l/M_0 и M_m/M_0 — направляющие косинусы вектора намагниченности. В ф-ле (1) суммирование осуществляется по дважды встречающимся индексам. Здесь рассматриваются только те колебания, в к-рых модуль вектора M_0 остаётся постоянным. Смешанная М. в., в к-рой переменными величинами являются как механические, так и магн. параметры состояния, т. е. и u_{ik} и $M_{l,m}$, наиб. ярко проявляется в области частот, где длина упругой волны оказывается близкой по величине к длине спиновой волны (магнитоакустич. резонанс).

Дисперсионное соотношение для спиновой волны имеет вид

$$\omega = \gamma\left(\frac{2A}{M_0}k^2+H_i\right)^{1/2}\left(\frac{2A}{M_0}k^2 + H_i + 4\pi M_0 \sin^2\theta\right)^{1/2}, \qquad (2)$$

где γ — *магнитомеханическое отношение* для электрона, A — обменная постоянная, $H_i = H_0 - 4\pi N M_0$, H_0 — напряжённость внешнего постоянного магн. поля, N — размагничивающий фактор, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, θ — угол между направлениями $\boldsymbol{H}_0$ и $\mathbf{k}$. Дисперсионные соотношения для продольной и поперечной упругих волн имеют вид $\omega = c_l k$, $\omega = c_t k$, где c_l и c_t — скорости звука для продольной и поперечной упругих волн.

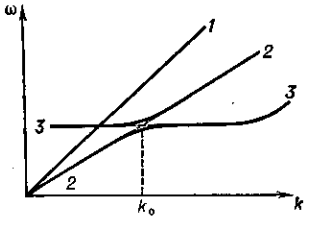
Особенности поведения М. в. можно рассмотреть на примере плоских волн, распространяющихся вдоль одного из рёбер решётки кубич. кристалла. Если внеш. магн. поле H_0 ориентировано вдоль направления распространения волн ($\theta = 0$), то при наличии магнитоупругой связи дисперсионные соотношения для продольной и поперечной волн примут вид

$$\omega^2 - c_l^2 k^2 = 0, \qquad (3)$$

$$\left(\omega^2 - c_t^2 k^2\right)\left(\omega \pm \omega_{\text{сп}}\right) \pm \frac{|\gamma|\, b^2\, \mathbf{k}^2}{\rho M_s} = 0. \qquad (4)$$

Здесь b — магнитоупругая константа, ρ — плотность вещества, M_s — намагниченность насыщения, $\omega_{\text{сп}}$ — значение ω, соответствующее решению дисперсионного соотношения (2). В этом случае продольная часть фононного спектра оказывается не связанной с магн. подсистемой (кривая *1* на рис.), а для поперечных волн возможны два решения k_+ и k_-, соответствующих двум знакам в соотношении (4). Пересечение дисперсионных кривых поперечной упругой (кривая *2*) и спиновой (кривая *3*) волн происходит при значении волнового числа $k = k_0$, т. е.

$$c_t k_0 = \gamma\left(H_i + \frac{2A}{M_0}k_0^2\right).$$



Дисперсионные кривые в области взаимодействия. *1* — продольная упругая волна, *2* — поперечная упругая волна, *3* — спиновая волна.

При $k \ll k_0$ сплошная кривая *3—2* соответствует чисто спиновой волне, а кривая *2—3* — чисто поперечной упругой и обе волны распространяются со своими скоростями почти независимо друг от друга. При $k \gg k_0$ кривая *3—2* соответствует упругой волне, а кривая *2—3* — спиновой и снова волны почти не зависят друг от друга. В области пересечения существуют две связанные М. в., описываемые соотношением (4). При $k \approx k_0$ происходит расщепление дисперсионных кривых на две ветви с частотами

$$\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega, \quad \text{где } \omega_0 = c_t k_0, \quad \Delta\omega = \sqrt{\gamma b^2 \omega_0 / c_t^3 \rho M_s}$$

(масштаб кривых на рис. преднамеренно сильно искажён, т. к. обычно $\Delta\omega \ll \omega_0$).

При фиксиров. частоте ω магнитоупругое взаимодействие обусловливает возможность появления двух волн с волновыми числами k_+ и k_-, к-рые распространяются с разной скоростью. Это приводит к вращению плоскости поляризации линейно поляризованной сдвиговой волны. Угол φ, на к-рый поворачивается плоскость поляризации в волне, прошедшей расстояние z, равен

$$\varphi = \frac{z}{2}(k_+ - k_-) = \frac{\gamma b^2 \omega}{2M_s \rho c_t^2} \cdot \frac{1}{\omega^2 - \omega_н^2 + 2\omega_н \gamma b^2 / M_s \rho c_t^2},$$

где $\omega_н = |\gamma| H_0$.

М. в. могут использоваться для преобразования звуковой волны в спиновую и обратно. В таких материалах, как, напр., монокристаллы ферритов-гранатов, на частотах $\sim 10^9$ Гц гораздо легче возбудить и принять спиновую волну, чем звуковую. Если образец феррита поместить в СВЧ-резонатор и возбудить в нём спиновую волну, то при наличии пост. магн. поля, неоднородного по пространству, по образцу побежит спиновая волна с переменным волновым числом k. При уменьшении напряжённости поля H в направлении распространения спиновой волны и при фиксиров. частоте ω, задаваемой резонатором, величина k по мере распространения будет увеличиваться. Когда она достигнет значения $k \approx k_0$, спиновая волна вследствие магнитоупругого взаимодействия превратится в магнитоупругую, а при дальнейшем увеличении k —в чисто упругую волну. Дальнейшее уменьшение H уже не будет влиять на характер распространения упругой волны. При таком преобразовании скорость распространения волн изменяется, поскольку скорость упругой волны гораздо больше, чем скорость спиновой волны. Если, начиная с к.-л. точки пространства, величина H возрастает и, следовательно, волновое число для спиновых волн уменьшается, то может произойти обратное преобразование звуковой волны в спиновую. Т. о., создавая в образце неоднородное магн. поле, можно преобразовывать друг в друга упругие и спиновые волны и тем самым изменять скорость распространения и время прохождения сигнала по образцу.

Взаимодействие спиновых и упругих волн осуществляется на высоких УЗ- и гиперзвуковых частотах, поскольку область существования спиновых волн ограничена снизу частотами $\sim 10^8$ Гц. Верх. граница для М. в. также определяется возможностью получения спиновых волн и составляет $\sim 5 \cdot 10^{10}$ Гц.

Наилучшим материалом для возбуждения М. в. являются ферриты, в частности монокристаллы железоиттриевого граната, обладающие высокой добротностью как магнитной, так и упругой подсистем. Эти кристаллы используются в *акустоэлектронике* для изготовления *линий задержки* сигналов СВЧ. Управляя посредством неоднородного магн. поля скоростью распространения сигнала (за счёт преобразования волн), можно

создавать линии с переменным временем задержки, а используя усиление М. в., возникающее из-за нелинейности магнитоупругого взаимодействия, можно добиться значит. снижения потерь при распространении сигнала.

Лит.: Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 3, ч. Б, М., 1968, гл. 4; т. 4, ч. Б, М., 1970, гл. 5; Моносов Я. А., Нелинейный ферромагнитный резонанс, М., 1971; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984. *А. Л. Полякова.*

МАГНИТОУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимное влияние намагниченности и упругих деформаций среды (связь спиновой подсистемы кристалла с кристаллич. решёткой). М. в. проявляется, напр., в изменении размеров и формы тела (образца) при его намагничивании (*магнитострикция*), а также в изменении намагниченности при деформации образца (магнитоупругий эффект, или *Виллари эффект*).

Основные представления. М. в. обусловлено тем, что осн. взаимодействия магн. моментов атомов или ионов в веществе, напр. *обменное взаимодействие*, магн. *диполь — дипольное взаимодействие*, взаимодействие магн. моментов с *внутрикристаллическим полем*, зависят от расстояния между ними. Намагничивание кристалла изменяет характер этого взаимодействия, что проявляется в изменении расстояний между частицами, а макроскопически — в деформации образца (магнитострикции). В свою очередь изменение расстояния между частицами, т. е. деформация образца, изменяет силу взаимодействия между магн. частицами, а следовательно, и их ср. магн. моменты, т. е. намагниченность образца, темп-ру Кюри, магн. анизотропию и т. д.

Возникающая при намагничивании деформация приводит к уменьшению отд. составляющих энергии образца — обменной энергии, энергии магн. анизотропии, магнитодипольной энергии. Суммарное изменение энергии образца в результате его деформации при намагничивании определяет магнитоупругую энергию образца (или энергию М. в.). С др. стороны, возникновение деформации вызывает нек-рое увеличение энергии упругой деформации, но оно, конечно, меньше выигрыша в энергии М. в., иначе не возникла бы магнитострикция.

Различают изотропный вклад в энергию М. в., обычно имеющий обменное происхождение, и анизотропный, связанный с энергией магн. анизотропии. Первый является причиной т. н. объёмной магнитострикции, к-рая вносит вклад в тепловое расширение образца, обладает характерной аномалией в районе *Кюри точки*, но не меняет кристаллографич. симметрии вещества. Анизотропная часть М. в. приводит к т. н. линейной магнитострикции и соответствующему изменению кристаллографич. симметрии кристалла, в соответствии с изменением *магнитной симметрии*.

М. в. оказывает влияние на фазовые переходы в точках Кюри и Нееля (см. *Магнитный фазовый переход*). Оно, в частности, может быть ответственно за то, что эти фазовые переходы протекают как переходы 1-го рода. Давая в нек-рых материалах значит. вклад в энергию магн. анизотропии, М. в. является причиной *ориентационных фазовых переходов*, например в $(YTb)_3Fe_5O_{12}$, RFe_2 (R — редкоземельный элемент).

В динамике магнитоупорядоченных сред М. в. проявляется как взаимодействие *упругих волн* (фононов) и *спиновых волн*, приводящее к возникновению *магнитоупругих волн*. Для характеристики влияния М. в. на динамич. процессы вводят коэф. магнитоупругой связи, к-рый представляет собой отношение энергии М. в. в магнитоупругой волне к среднему геометрическому от энергий упругой и спиновой подсистем. Для ферромагн. кристалла:

$$\zeta = (\chi B^2/CM^2)^{1/2},$$

где C — модуль упругости материала, M — намагниченность, χ — квазистатич. *магнитная восприимчивость*, B — характерное значение энергии М. в. (или, точнее, магнитоупругих параметров М. в., см. ниже). Для типичных ферромагн. материалов: $B \sim 10^6$—10^7 эрг/см^3, $C \sim 10^{12}$ эрг/см^3, $M^2 \sim 10^4$—10^5 эрг/см^3, $\chi \sim 1$ и коэф. связи $\zeta \sim 10^{-2}$—10^{-1}. При такой слабой связи можно рассматривать волны, распространяющиеся в ферромагн. кристалле, как невзаимодействующие чисто упругие и спиновые волны. Иная ситуация возникает в условиях пересечения спектров упругих и спиновых волн, где М. в. становится сильным и приводит к разнообразным интересным эффектам (например, *магнитоакустическому резонансу*). Сильной магнитоупругой связью обладают нек-рые соединения редкоземельных металлов и актинидов с металлами группы железа, напр. $TbFe_2$, UFe_2, аморфные сплавы типа Fe—Si—B, Co—Fe—Si—B, а также α-Fe_2O_3, $FeBO_3$, $MnCO_3$, $CoCO_3$, $CsMnF_3$ и антиферромагн. кристаллы с анизотропией типа «лёгкая плоскость» ($\zeta \lesssim 1$). В последних М. в. ответственно за существование энергии активации низкочастотных спиновых волн — эффект магнитоупругой щели в спектре магнонов (А. С. Боровик-Романов, Е. Г. Рудашевский, Е. А. Туров, В. Г. Шавров, 1964).

Под влиянием М. в. возникает ΔE-эффект (см. *Магнитострикция*) и происходит изменение скорости звука под воздействием магн. поля, достигающее 50% и более в веществах с большим коэф. магнитоупругой связи. Высокая чувствительность упругих модулей к воздействию магн. поля в таких материалах является основой параметрич. магнитоупругих явлений (параметрич. возбуждение магнитоупругих волн, преобразование спектра бегущих магнитоупругих волн, генерация гармоник, управляемая фокусировка звука неоднородным магн. полем и т. д.). М. в. ответственно за акустич. эффекты Фарадея и двойного лучепреломления, а также эфф. ангармонизм упругой подсистемы (В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, 1977) [4].

М. в. широко используется в технике; в частности, на нём основаны разнообразные *магнитострикционные преобразователи*.

М. в. представляет большой интерес для функциональной электроники (управляемые магн. полем линии задержки, перестраиваемые резонаторы и фильтры, фазовые модуляторы, конвольверы, анализаторы спектра и др.). В СВЧ-электронике активно исследуют М. в. поверхностных акустич. волн с *магнитостатическими волнами* в магн. плёнках ($Y_3Fe_5O_{12}$, Tb_xFe_{1-x} и др.).

Феноменологическое описание М. в. При теоретич. описании М. в. широко используется феноменологич. подход, основанный на теории симметрии кристаллов. Энергия М. в. записывается в виде разложения по инвариантным полиномам, составленным из компонентов тензора упругих *деформаций* среды ε_{ij} и компонентов многомерного *параметра порядка*, характеризующего *магнитную атомную структуру* среды. В ферромагнетике (ФМ) в качестве параметра порядка используют намагниченность $\boldsymbol{M}$, в антиферромагнетике (АФМ) — векторы антиферромагнетизма и намагниченности, в ферримагнетиках (ФИМ) — намагниченности *магнитных подрешёток* и т. д. Энергия М. в. является чётной ф-цией магн. параметров порядка, откуда следует симметрия относительно инверсии времени (см. *Магнитная симметрия*).

Для ФМ в линейном приближении по ε_{ij} и квадратичном по компонентам намагниченности энергия М. в. может быть представлена в виде

$$\mathscr{E}_{\text{МВ}} = b_{ijkl}\,\varepsilon_{ij}\,\alpha_k\,\alpha_l, \qquad (1)$$

где b_{ijkl} — тензор магнитоупругих постоянных, α_i — направляющие косинусы вектора намагниченности. В ф-ле (1) и далее суммирование осуществляется по дважды встречающимся индексам. Тензор четвёртого

ранга b_{ijkl} определяется точечной симметрией кристалла; он имеет в общем случае 36 независимых компонентов, однако условие $\alpha_1^2+\alpha_2^2+\alpha_3^2=1$ оставляет независимыми из них лишь 30. Конкретный вид тензора b_{ijkl} для разл. классов симметрии приведён, напр., в [1, 2]. Для кристаллов кубической (классы симметрии T_dO, O_h) и гексагональной (классы D_{3d}, C_{3v}, D_6, D_{6h}) сингонии энергия М. в. имеет вид

$$\mathscr{E}_{\text{мв}}^{\text{куб}}=(b_{11}-b_{12})\left(\varepsilon_{11}\alpha_1^2+\varepsilon_{22}\alpha_2^2+\varepsilon_{33}\alpha_3^2\right)+ +b_{44}(\varepsilon_{12}\alpha_1\alpha_2+\varepsilon_{13}\alpha_1\alpha_3+\varepsilon_{23}\alpha_2\alpha_3), \quad (2)$$

$$\mathscr{E}_{\text{мв}}^{\text{гекс}}=(b_{11}-b_{12})\left(\varepsilon_{11}\alpha_1^2+\varepsilon_{22}\alpha_2^2+2\varepsilon_{12}\alpha_1\alpha_2\right)+ +(b_{13}-b_{12})(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22})\alpha_3^2+(b_{33}-b_{31})\varepsilon_{33}\alpha_3^2+ +2b_{44}(\varepsilon_{23}\alpha_2\alpha_3+\varepsilon_{13}\alpha_1\alpha_3).$$

Здесь компоненты тензора b_{ijkl} записаны в матричных обозначениях Фогта.

Для кристаллов кубич. сингонии приняты обозначения: $b_{11}-b_{12}=B_1$, $b_{44}=B_2$, с учётом к-рых энергия М. в. принимает вид

$$\mathscr{E}_{\text{мв}}^{\text{куб}}=B_1\left(\varepsilon_{11}\alpha_1^2+\varepsilon_{22}\alpha_2^2+\varepsilon_{33}\alpha_3^2\right)+ +B_2(\varepsilon_{23}\alpha_2\alpha_3+\varepsilon_{13}\alpha_1\alpha_3+\varepsilon_{12}\alpha_1\alpha_2). \quad (3)$$

Магнитоупругие постоянные B_1 и B_2 связаны с константами магнитострикции след. соотношениями

$$\lambda_{100}=(\Delta l/l)_{100}=-(^2/_3)B_1/(C_{11}-C_{12}), \quad (4)$$
$$\lambda_{111}=(\Delta l/l)_{111}=-(^1/_3)B_2/C_{44},$$

где C_{11}, C_{12}, C_{44} — упругие постоянные кубич. кристалла. В табл. приведены значения магнитоупругих постоянных B_1 и B_2 для нек-рых магнитоупорядоченных кристаллов.

Кристалл	$B_1\left(10^6\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}\right)$	$B_2\left(10^6\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}\right)$
$Y_3Fe_5O_{12}$	1,7	12,6
$CuFe_2O_4$ кубич.	165	−54
$NiFe_2O_4$	100	45
$CoFe_2O_4$	1400	1200
$CdCr_2Se_4$	−3,9	42

Измерение магнитострикции является распространённым методом определения констант М. в. Др. методы — ферромагн. резонанс (сдвиг частоты резонанса под влиянием М. в.), ΔE-эффект и изменение скорости звука под влиянием магн. поля, динамич. магнитоакустич. явления.

В ф-ле (1) магнитоупругие константы рассматриваются как феноменологич. параметры, к-рые определяются экспериментально. В микроскопич. теории М. в. эти параметры и их зависимость от темп-ры и магн. поля определяются для данного материала, исходя из его кристаллич. структуры и квантовомеханич. характеристик магн. ионов. Выделяют М. в., основанное на магн. диполь-дипольном взаимодействии, на анизотропном обмене и на комбинированном с участием спин-орбитального, обменного взаимодействия и на внутрикристаллич. полях.

Для более полного описания М. в. в ф-лу (1) иногда приходится вводить слагаемые более высокого порядка по направляющим косинусам вектора намагниченности.

Ф-лу (1) можно использовать для описания М. в. в магнитоупорядоченных кристаллах с неск. магн. подрешётками; нужно лишь произвести в ней дополнит. суммирование по подрешёткам и учесть наличие перекрёстных по подрешёткам слагаемых. Напр., для двухподрешёточного коллинеарного АФМ

$$\mathscr{E}_{\text{мв}}=b_{ijkl}^{(1)}\varepsilon_{ij}l_kl_l+b_{ijkl}^{(2)}\varepsilon_{ij}m_km_l, \quad (5)$$

где $\boldsymbol{l}$, $\boldsymbol{m}$ — единичные векторы антиферромагнетизма и ферромагнетизма соответственно. В случае *слабого ферромагнетизма* энергия М. в. содержит смешанные инварианты типа $P_{ijkl}\varepsilon_{ij}l_km_l$, ответственные за явления *пьезомагнетизма* и линейную магнитострикцию. Энергию, соответствующую таким инвариантам, наз. пьезомагнитной. В общем случае для определения вида энергии М. в. в многоподрешёточном ФМ используют пространств. симметрию кристалла.

В феноменологич. теории М. в. предполагается, что температурная зависимость магнитоупругих констант определяется тепловыми флуктуациями магн. моментов. Усреднение по флуктуациям приводит к уменьшению модуля намагниченности и вместе с ним к уменьшению коэффициентов в выражении для энергии М. в. Температурная зависимость последних определяется законом:

$$B_l(T)/B_l(0)=m^{l(l+1)/2}, \quad (6)$$

где l — степень полинома от α_i в разложении энергии М. в., B_l — коэф. полинома, $m=M_s(T)/M_s(0)$ — приведённая намагниченность. Напр., для разложений (1—5), где $l=2$, имеем $B(T)/B(0)=m^3$.

Эксперим. и теоретич. исследования М. в. показали, что энергия М. в. в форме (1) хорошо описывает магнитоупругие явления в тех материалах, в к-рых магн. ионы, ответственные за формирование магн. порядка, имеют в качестве осн. состояния орбитальный синглет, отделённый достаточно большим энергетич. интервалом от возбуждённых уровней. Примером таких ионов являются т. н. S-ионы, т. е. ионы, у к-рых в осн. состоянии орбитальный момент $\boldsymbol{L}$ равен нулю (Fe^{3+}, Mn^{2+}, Gd^{3+}, Eu^{2+} и др.), а также ионы с «замороженным» орбитальным моментом (Cr^{3+}, Ni^{2+} в октаэдрич. окружении и др.). Др. тип ионов — ионы, у к-рых орбитальный момент в осн. состоянии отличен от нуля, напр. редкоземельные ионы, Co^{2+} в ферритах и др. Для описания М. в. таких ионов используют микроскопич. теорию.

Элементы атомно-микроскопической теории М. в. Микроскопич. описание М. в. основывается на применении *спинового гамильтониана*. Оно позволяет установить связь магнитоупругих явлений с электронной структурой магнетика, выяснить микроскопич. механизмы М. в., определить зависимость магнитоупругих явлений от темп-ры, магн. поля, состава магнетика и др. факторов. В общем виде спиновый гамильтониан М. в. представляет собой сумму элементарных взаимодействий спиновых магн. моментов со смещениями ионов от положений равновесия, включающими в себя упругие деформации (акустич. фононы) и смещения ионов внутри элементарной ячейки (оптич. фононы). Различают спиновые гамильтонианы одноионного и двухионного М. в.

Одноионное М. в. обусловлено смещениями ионов кристалла при деформации, к-рые изменяют внутрикристаллич. поле, действующее на магн. ион, и тем самым энергию ионов в этом поле. Двухионное М. в. обусловлено зависимостью от деформации таких взаимодействий, как магнитодипольное, псевдодипольное, обменное.

В случае материалов, содержащих ионы с нулевым или «замороженным» орбитальным моментом, микроскопич. теория даёт для энергии М. в. выражение того же вида, что и феноменологич. теория. В частности, зависимость магнитоупругих констант от темп-ры T и магн. поля H полностью определяется намагниченностью m (H, T) [Э. Каллен (E. Callen), Х. Каллен (H. Callen), 1963]:

$$B_l(T)/B_l(0)=\hat{J}_{l+1/2}\{L^{-1}[m(H,T)]\}, \quad (7)$$

где $\hat{J}_{l+1/2}$ — приведённая ф-ция Бесселя: $\hat{J}_{l+1/2}(x) = J_{l+1/2}(x)/J_{1/2}(x)$, $J_{l+1/2}(x)$ — гиперболич. ф-ция Бесселя, $L^{-1}(x)$ — обратная *Ланжевена функция* [$m(H, T) = L(x) = \hat{J}_{3/2}(x)$]. При достаточно низких темп-рах, когда можно пренебречь заселённостью всех уровней, кроме основного и первого возбуждённого, ф-ла (7) приводит к известному закону $B_l(T)/B_l(0) = m^{l(l+1)/2}$.

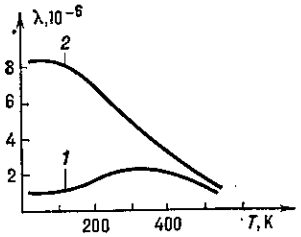


Рис. 1. Температурная зависимость констант магнитострикции для $Y_3Fe_5O_{12}$; 1—λ_{100}, 2 — λ_{111}.

Проиллюстрировать сказанное можно на примере иттриевого феррита-граната $Y_3Fe_5O_{12}$. В нём ионы Fe^{3+} являются ионами *S*-типа. На рис. 1 приведены температурные зависимости констант магнитострикции в этом материале, построенные на основе ф-лы (7); на рис. 2 — полевая зависимость магнитострикции $\lambda_{100} = (\Delta l/l)_{100}$ и $\lambda_{111} = (\Delta l/l)_{111}$. Насыщение констант λ_{100} и λ_{111} происходит в тех же полях, что и насыщение намагниченности.

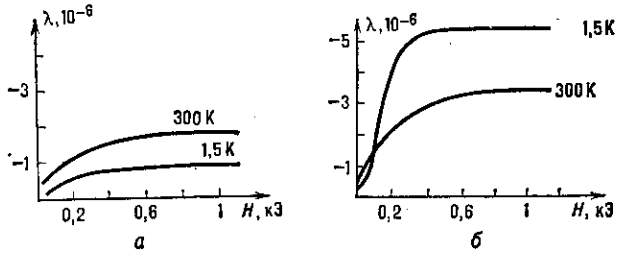


Рис. 2. Зависимость констант магнитострикции $Y_3Fe_5O_{12}$ от напряжённости магнитного поля при разных температурах; *а* — λ_{100}, *б* — λ_{111}.

Ионы с $L \neq 0$ в осн. состоянии обладают более разнообразными полевыми и температурными зависимостями М. в. Оно также значительно больше по величине, чем М. в. ионов с $L = 0$, поэтому в редкоземельных соединениях, особенно при низких темп-рах, часто наблюдается т. н. гигантская магнитострикция ~ 10^{-3}—10^{-2} (К. П. Белов, Р. З. Левитин, С. А. Никитин, В. И. Соколов, 1961 [3]).

Для определения температурной и полевой зависимости энергии М. в. с помощью спинового гамильтониана нужно знать энергетич. спектр и волновые ф-ции иона. При низких темп-рах достаточно знать обычно один-два ниж. уровня. Энергия М. в. ионов с синглетным осн. состоянием (Eu^{3+}, Tm^{3+}, Pr^{3+}, ...) имеет вид (в расчёте на один ион) [5]:

$$\mathscr{E}_{\text{МВ}} = b_{ijkl}(H_{\text{эф}})_k(H_{\text{эф}})_l, \qquad (8)$$

где $H_{\text{эф}}$ — эфф. поле, действующее на ион; магнитоупругие постоянные $b_{ijkl} \sim B\mu_{\text{в}}^2 W^{-1}$, W — характерная энергия, отделяющая осн. уровень от возбуждённых (~10—10^2 $см^{-1}$), $\mu_{\text{в}}$ — *магнетон* Бора, $B \sim 10^2$—10^3 $см^{-1}$ — магнитоупругий коэффициент.

Энергия М. в. крамерсовских ионов, осн. состоянием к-рых во внутрикристаллич. поле является дублет (Dy^{3+}, Er^{3+}, Yb^{3+}, ...), имеет вид

$$\mathscr{E}_{\text{МВ}} = b_{ijkl}\varepsilon_{ij}(H_{\text{эф}})_k m_l(H_{\text{эф}}, T), \qquad (8')$$

где $b_{ijkl} \sim \mu_{\text{в}} BW^{-1}$.

Температурная и полевая зависимости М. в. в этом случае определяются произведениями типа $(H_{\text{эф}})_k m_l$, а не $[m(H_{\text{эф}}, T)]^{l(l+1)/2}$, как в феноменологич. теории. Др. важная особенность М. в. в материалах с такими ионами заключается в том, что их магнитоупругие коэф. обладают сильной полевой зависимостью в области насыщения намагниченности (в феноменологич. теории константы магнитострикции при этом от поля вообще не зависят). Это обстоятельство обусловлено тем, что постоянные М. в. определяются не только ниж. уровнями энергии, а гл. обр. возбуждёнными состояниями, что является своеобразным аналогом ванфлековской восприимчивости в магнитоупругих явлениях (см. *Ванфлековский парамагнетизм*).

Осн. состоянием некрамерсовских ионов в низкосимметричном внутрикристаллич. поле часто является изолированный квазидублет, т. е. два близко расположенных синглетных уровня, отделённых от возбуждённых уровней достаточно большим энергетич. интервалом. Для приближённого описания М. в. этих ионов можно использовать ф-лу (8). На рис. 3 приведена полевая зависимость магнитострикции тербиевого и диспрозиевого гранатов, хорошо иллюстрирующая особенности М. в. в материалах с сильно анизотропными ионами, обладающими орбитальным моментом в осн. состоянии. Для полей, где намагниченность стремится к насыщению ($H \gtrsim 30$ кЭ), характерно, что константы магнитострикции линейно увеличиваются с ростом поля H,

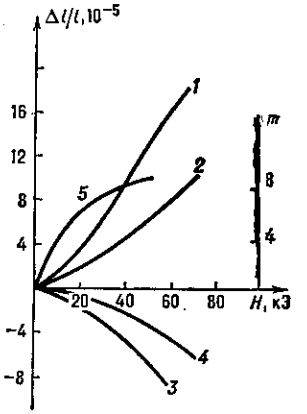


Рис. 3. Зависимость магнитострикции тербий-галлиевого граната ($Tb_3Ga_5O_{12}$) от напряжённости магнитного поля при 4,2 К: *1* — $\boldsymbol{H} \parallel [111]$, *2* — $\boldsymbol{H} \parallel [110]$, *3* — $\boldsymbol{H} \perp [111]$, *4* — $\boldsymbol{H} \parallel [111]$, *5* — зависимость намагниченности (в единицах $\mu_{\text{в}}$/ион) вдоль направления [111] от напряжённости магнитного поля.

не проявляя к.-л. тенденции к насыщению. Аналитич. зависимость магнитострикции этого соединения от $\boldsymbol{H}$ и T может быть представлена ф-лой, сильно отличающейся от тех, к-рые определяются феноменологич. теорией:

$$(\Delta l/l)_{111} = A_1 I_1(\boldsymbol{H}) + A_2 I_2(\boldsymbol{H}), \qquad (9)$$

где

$$I_1(\boldsymbol{H}) = {}^1/_2(H_x m_y + H_x m_z + H_y m_x + H_y m_z + H_z m_x + H_z m_y),$$

$$I_2(\boldsymbol{H}) = H_x H_y H_z^{-1} m_z + H_x H_z H_y^{-1} m_y + H_y H_z H_x^{-1} m_x;$$

$m_\alpha = \text{th}({}^1/_2 T^{-1}\mu H_\alpha)$ — компоненты приведённой намагниченности редкоземельных ионов Dy^{3+}, Tb^{3+}, $\alpha = x, y, z$; A_1 и A_2 — константы магнитострикции, μ — магн. момент иона.

Двухионное М. в. важно учитывать в низкосимметричных материалах, а также в магнетиках кубической сингонии, обладающих сложной пространственной и магнитной структурой, например в редкоземельных ферритах-гранатах. На рис. 4 приведена полевая зависимость констант

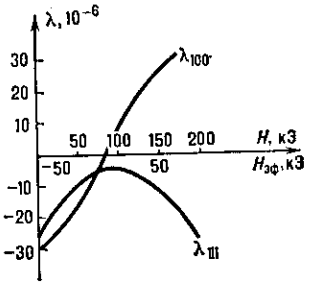


Рис. 4. Зависимость констант магнитострикции λ_{111} и λ_{100} гольмий-иттриевого феррита-граната $Ho_{1,05}Y_{0,95}Fe_5O_{12}$ от напряжённости магнитного поля при 78 К.

магнитострикции $(HoY)_3Fe_5O_{12}$ при 78 К, хорошо иллюстрирующая механизм двухионного М. в. Видно, что константы λ_{111} и λ_{100} этого соединения существенно по-разному зависят от поля: λ_{111} квадратично меняется с полем, в то время как λ_{100} — почти линейная ф-ция $H_{эф}$. Это позволяет однозначно установить, что λ_{111} определяется одноионным механизмом, а λ_{100} — в основном двухионным (обменным) М. в. Рис. 4 показывает также, что одноионный и обменный механизмы М. в. дают сравнимые вклады в магнитострикцию редкоземельных ферритов-гранатов.

Значительным М. в. обладают ионы Co^{2+} в ферритах, где преобладает одноионный механизм, что также обусловлено неполным снятием орбитального вырождения осн. состояния [Дж. Слонзуски (J. Slonczewski), 1960].

Приведённые выше теории М. в. (как феноменологическая, так и микроскопическая) не являются достаточно полными, т. к. рассматривают взаимодействия магн. ионов с деформациями среды лишь в линейном по ε_{ik} приближении и не учитывают их взаимодействия с локальными вращениями среды. Учёт квадратичных по ε_{ik} компонентов М. в. и взаимодействия магн. моментов с локальными поворотами

$$\Omega_{ik} = {}^1/_2(\partial u_i/\partial x_k - \partial u_k/\partial x_i)$$

(здесь $\partial u_i/\partial x_k$ и $\partial u_k/\partial x_i$ — компоненты тензора механич. дисторсии) необходим при анализе нек-рых эффектов, связанных с распространением звука в магнитоупорядоченных кристаллах, а также важен для теории симметрии: без учёта этих взаимодействий энергия М. в. не удовлетворяет требованию вращат. инвариантности теории (симметрии относительно группы непрерывных вращений) [7].

Локальные вращения среды возникают при распространении звука или при др. магнитоупругих процессах и создают локальную магн. анизотропию, действующую на магн. моменты. Отсюда следует, что энергия взаимодействия магн. моментов с локальными поворотами определяется параметрами магнитокристаллич. анизотропии и что это взаимодействие является особенно важным в материалах с большой величиной магн. анизотропии.

Лит.: 1) Леманов В. В., Магнитоупругие взаимодействия, в кн.: Физика магнитных диэлектриков, под ред. Г. А. Смоленского, Л., 1974; 2) Кузьмин Е. В., Петраковский Г. А., Завадский Э. А., Физика магнитоупорядоченных веществ, Новосиб., 1976; 3) Белов К. П. и др., Гигантская магнитострикция, «УФН», 1983, т. 140, с. 271; 4) Ожогин В. И., Обменное усиление магнитоупругости в антиферромагнетиках, «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1978, т. 42, № 8, с. 1625; 5) Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах, М., 1985; 6) Birss R. R., Isaac E. D., Magnetostriction, в кн.: Magnetic oxides, ed. by D. J. Craik, pt 1, L., 1975; 7) Brown W. F., Magnetoelastic interaction, B.— [a. o.], 1966; 8) Callen E., Callen H. B., Magnetostriction, forced magnetostriction, and anomalous thermal expansion in ferromagnets, «Phys. Rew.», 1965, v. 139, p. A 455; 9) Туров Е. А., Шавров В. Г., Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках, «УФН», 1983, т. 140, с. 429.

А. К. Звездин.

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное поглощение или испускание *фононов* определ. частоты носителями заряда (в частности, электронами) в полупроводнике, вызывающее переходы электронов между уровнями Ландау в пост. магн. поле (см. *Ландау уровни*). М. р. проявляется в виде осцилляций проводимости и др. кинетич. характеристик в магн. поле. М. р. предсказан в 1961 В. Л. Гуревичем, Ю. А. Фирсовым [1]. Экспериментально обнаружен С. Пури (S. Puri) и Т. Джеболлом (Th. Geballe) (1963), а также С. С. Шалытом, Р. В. Парфеньевым, В. М. Муждаба [2].

Подобно *Шубникова — де Хааза эффекту* М. р. связан с осцилляциями плотности электронных состояний в магн. поле как ф-ции энергии $g(\mathscr{E})$ [3, 4] (см. *Плотность состояний*, *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). Однако в отличие от эффекта Шубникова — де Хааза для М. р. существенно изменение характера рассеяния электронов в магн. поле, к-рое, как и немонотонная зависимость плотности состояний от энергии, является следствием квантования электронного спектра (орбитального квантования). Магн. поле как бы «собирает» состояния, равномерно распределённые по зоне, в дискретные подзоны Ландау. Магнитофононные осцилляции проводимости связаны с неупругим рассеянием электронов, когда изменение энергии электрона $\Delta\mathscr{E} > kT$ (при отсутствии вырождения электронного газа) или больше размытия уровня Ферми (в случае вырождения). Это имеет место, напр., при взаимодействии электронов с оптич. фононами в области низких темп-р (см. *Колебания кристаллической решётки*). Когда энергия оптич. фонона $\hbar\omega_0$ совпадает с расстоянием между краями к.-л. двух подзон Ландау N и N', т. е. $\hbar\omega_0 = \mathscr{E}_N - \mathscr{E}_{N'}$, то ср. вероятность рассеяния электрона возрастает и в зависимости кинетич. коэф. от магн. поля появляется максимум (резонанс).

М. р. сходен с явлением *циклотронного резонанса* — в обоих случаях имеют место переходы с изменением энергии электрона. Однако в отличие от циклотронного резонанса М. р. — резонанс внутренний: резонансное условие достигается, когда частота собств. колебаний кристаллич. решётки ω_0 кратна частоте ω_c обращения электрона в магн. поле H (*циклотронной частоте*).

Теоретич. рассмотрение показывает, что для невырожденной параболич. зоны (см. *Зонная теория*) условие М. р. имеет вид:

$$\hbar\omega_0 = n\hbar\omega_c = \frac{n\hbar eH}{mc}, \qquad (1)$$

где ω_0 — предельная частота длинноволновых оптич. фононов, m — *эффективная масса* электрона, e — его заряд, n — целое число. Из (1) следует, что осцилляции периодичны по $1/H$, с периодом

$$\Delta(1/H) = e/m\omega_0 c, \qquad (2)$$

к-рый не зависит от концентрации электронов. Осн. причиной осцилляций кинетич. коэффициентов является обращение в ∞ ф-ции плотности состояний $g(\mathscr{E})$ электронов в магн. поле у дна каждой зоны Ландау. Когда эти сингулярные точки (в зонах N и N') разделены по энергии на величину, равную $\hbar\omega_0$, возникают скачкообразное изменение числа актов электрон-фононного рассеяния и связанные с ней осцилляции всех кинетич. коэффициентов.

В *многодолинных полупроводниках* типа Ge возможен М. р., обусловленный рассеянием электронов, сопровождающийся переходом их из одной долины в другую [3]. В этом случае в ф-ле (1) в качестве ω_0 фигурирует частота ω_q-фонона, осуществляющего это рассеяние.

Если при рассеянии на фононах меняется спин электрона (при достаточно сильной спин-орбитальной связи), то возникает т. н. спин-магнитофононный резонанс [5]. Впервые он обнаружен у n — InAs [6]. Условие его наблюдения (для параболич. зоны) имеет вид:

$$\hbar\omega_0 \pm g\mu_B H = n\hbar\omega_c, \qquad (3)$$

где μ_B — *магнетон* Бора, g — фактор спинового расщепления электронных уровней, n — целое число.

М. р.—эфф. метод изучения зонной структуры твёрдого тела и электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках.

Лит.: 1) Гуревич В. Л., Фирсов Ю. А., К теории электропроводности полупроводников в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 199; 2) Шалыт С. С., Парфеньев Р. В., Муждаба В. М., Экспериментальное подтверждение нового типа осцилляции поперечного магнетосопротивления, «ФТТ», 1964, т. 6, с. 647; 3) Цидильковский И. М., Электроны и дырки в полупроводниках, М., 1972; 4) Парфеньев Р. В. и др., Магнитофононный резонанс в полупроводниках, «УФН», 1974, т. 112, с. 3; 5) Павлов С. Т., Фирсов Ю. А., Спин-магнитофононный резонанс и осцилляции магнетосопротивления в полупроводниках, «ЖЭТФ», 1965, т. 49, с. 1664; 6) Аксельрод М. М., Цидильковский И. М., Спин-магнитофононные и магнитофононные осцилляции магнетосопротивления в n — InAs, «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 205.

И. М. Цидильковский.

МАГНИТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ — возникновение в диэлектрич. кристалле намагниченности $\boldsymbol{m}$, индуцированной электрич. полем $\boldsymbol{E}$, или поляризации $\boldsymbol{p}$, индуцированной магн. полем $\boldsymbol{H}$. М. э.— результат взаимодействия двух подсистем ионного кристалла: э л е к т р и ч е с к о й, состоящей из заряж. ионов, и м а г н и т н о й — совокупности нескомпенсиров. спиновых магн. моментов ионов. Полное феноменологич. описание всех возможных магнитоэлектрич. взаимодействий может быть выполнено на основе термодинамич. теории *фазовых переходов* 2-го рода Ландау. М. э. чаще всего наблюдается в антиферромагн. кристаллах, для к-рых *термодинамический потенциал* Ф есть ф-ция проекций векторов: *намагниченности* $\boldsymbol{m}$, *антиферромагнетизма* $\boldsymbol{l}$ и вектора $\boldsymbol{p}$ — изменения электрич. поляризации, вызванного внеш. полями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ и (или) переходом в магнитоупорядоченное состояние. Для однодоменных кристаллов, т. е. таких, в к-рых векторы $\boldsymbol{m}$, $\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{p}$ имеют одинаковую величину и одинаковое направление во всех элементарных ячейках кристалла, связанная с М. э. часть потенциала записывается в виде разложения по смешанным произведениям проекций этих векторов. Из числа всех возможных смешанных произведений вида lmp, lmp^2, m^2p, l^2p, l^2p^2 и т. д. в Ф входят лишь те, к-рые инвариантны при всех преобразованиях группы симметрии парамагн. фазы конкретного кристалла. Условия устойчивости состояния: $\partial\Phi/\partial\boldsymbol{m}=0$ и $\partial\Phi/\partial\boldsymbol{p}=0$,— позволяют найти равновесные значения $\boldsymbol{m}$ и $\boldsymbol{p}$, причём М. э. возможен, если $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{E})\neq 0$ и (или) $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{H})\neq 0$. Вид слагаемых в ф-циях $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{E})$ и $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{H})$ зависит от того, с какими членами в разложении Ф они связаны, при этом те из слагаемых, к-рые содержат проекции $\boldsymbol{l}$, появляются только для кристаллов, обладающих *магнитной атомной структурой*.

Наиб. известен т. н. л и н е й н ы й М. э., возникающий в результате взаимодействий типа lmp, к-рые приводят к линейной связи вида $p_i=\alpha_{ij}H_j$; $m_j=\alpha_{ij}E_i$, где α_{ij} — компоненты тензора М. э., пропорциональны проекции вектора (здесь и далее суммирование осуществляется по повторяющимся индексам).

В однодоменном кристалле направление $\boldsymbol{l}$ задано и взаимная ориентация как $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{E})$ и $\boldsymbol{E}$, так и $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{H})$ и $\boldsymbol{H}$ полностью определяется величинами α_{ij}. Изменение направления $\boldsymbol{l}$ на 180° соответствует др. магн. домену, в к-ром при неизменных относительно кристалла направлениях $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ векторы $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{E})$ и $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{H})$ будут направлены в противоположную сторону. Это обстоятельство используется в эксперименте для получения однодоменного состояния. Кристалл охлаждается ниже точки магн. перехода T_N (см. *Нееля точка*) в присутствии пост. полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, ориентированных так, чтобы вдоль направлений этих полей $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{E})\neq 0$ и $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{H})\neq 0$. В процессе перехода кристалла в магнитоупорядоченное состояние магнитоэлектрич. взаимодействия реализуют во всём объёме кристалла единственный магнитный домен, соответствующий минимуму термодинамич. потенциала Ф.

Линейный М. э. обнаружен в 1960 (Д. Н. Астров) в кристалле оксида хрома Cr_2O_3, элементарная ячейка к-рого показана на рис. 1, *а*. Для Cr_2O_3 $m_z=\alpha_z E_z$, $p_z=\alpha_z H_z$, $m_\perp=\alpha_\perp E_\perp$, $p_\perp=\alpha_\perp H_\perp$, где индекс $\perp$ обозначает величины в базисной плоскости кристалла. При переходе к другому домену (рис. 1, *б*) изменяются знаки α_z и $\alpha_\perp$, однако указать, какому именно домену какой знак соответствует, невозможно.

В сегнетоэлектрич. борацитах — кристаллах с общей ф-лой $M_3B_7O_{13}X$ (M — Co, Ni, Fe, Mn; X — Cl, Br, I) при $T<T_N<Tc$ (*Кюри точке*) также наблюдается линейный М. э., к-рый, в отличие от М. э. в Cr_2O_3, описывается как диагональными, так и недиагональными компонентами тензора α_{ij}.

Известно неск. десятков антиферромагнетиков, в к-рых возможен и наблюдается линейный М. э. с величиной α в пределах от 10^{-5} до 10^{-2} ($TbPO_4$).

Н е л и н е й н ы е М. э. возникают в результате магнитоэлектрич. взаимодействий вида m^2p и lmp^2, к-рые приводят к квадратичным зависимостям соответственно по H и E: $p_i=\gamma_{ijk}H_jH_k$, $m_j=\beta_{ijk}E_iE_k$.

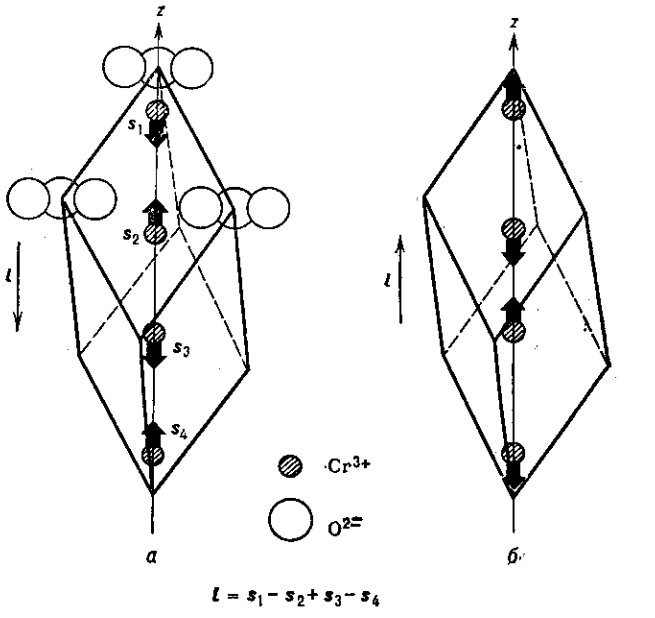


Рис. 1. Элементарная магнитная ячейка антиферромагнетика Cr_2O_3; *а* и *б* — направления магнитных моментов s_1, s_2, s_3 и s_4 ионов в доменах с противоположно ориентированными векторами антиферромагнетизма l.

Первый из них возможен во всех кристаллах без центра симметрии в парамагн. фазе при $T>T_N$ и впервые наблюдался в $NiSO_4\cdot 6H_2O$ с $\gamma\sim 10^{-11}$. Второй возможен только в магнитоупорядоченных кристаллах и наблюдался, напр., в веществах с общей ф-лой RFe_5O_{12} и $RFeO_3$ (R — редкоземельный ион) с $\beta\sim 10^{-6}$—10^{-5}. *Наконец, взаимодействия вида* pl^2 в кристаллах со *слабым ферромагнетизмом* (напр., в Co—I-бораците) обусловливают как линейный, так и нелинейный М. э.

М. э. удобно наблюдать динамич. методом, прикладывая к кристаллу переменные поля $\tilde{\boldsymbol{E}}$ или $\tilde{\boldsymbol{H}}$ на частоте f и измеряя индуцированные ими намагниченность $\tilde{\boldsymbol{m}}$ или поляризацию $\tilde{\boldsymbol{P}}$. Селективная техника обеспечивает достаточно высокую чувствительность даже при измерении слабых квадратичных М. э. в полях $\tilde{\boldsymbol{E}}$ и $\tilde{\boldsymbol{H}}$ с амплитудой много меньше той, к-рая может изменить доменную структуру. В динамич. методе линейному М. э. соответствует сигнал на той же частоте f, а квадратичному на частоте $2f$. При наблюдении квадратичных М. э. можно прикладывать к кристаллу одновременно как переменные $\tilde{\boldsymbol{E}}$ и $\tilde{\boldsymbol{H}}$, так и пост. поля $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$. Тогда $\tilde{p}=\gamma\tilde{H}H_0$ и $\tilde{m}=\beta\tilde{E}E_0$, т. е. зависимости $\tilde{p}(\tilde{H})$ и $\tilde{m}(\tilde{E})$ будут линейными на той же частоте, что и частота $\tilde{H}$ и $\tilde{E}$. В этом случае М. э. можно рассматривать как линейный, индуцированный пост. полем H_0 или E_0.

Проявления магнитоэлектрич. взаимодействий не ограничиваются М. э. Так, при наличии в Ф членов вида lmp^2 и m^2p парамаг. восприимчивость $\chi=\partial^2\Phi/\partial m^2$ и поляризуемость $\varkappa=\partial^2\Phi/\partial p^2$ оказываются зависящими линейно от полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ соответственно. Зависимость $\varkappa(H)$ наблюдалась экспериментально в кристалле $DyFe_5O_{12}$. Член вида pl^2 обусловливает появление поляризации $p\sim l^2$ при переходе кристалла в магнитоупорядоченное состояние. Наконец, член вида p^2l^2 приводит к изломам на кривой температурной

зависимости диэлектрич. проницаемости $\varepsilon(T)$ при $T = T_N(BaMnF_4)$ и $\chi(T)$ в точке Кюри при $T_C < T_N$.

Магнитоэлектрич. взаимодействия могут изменять поляризацию эл.-магн. волн при их отражении или пропускании кристаллами, обладающими М. э., вызывать параметрич. возбуждение спиновых волн в сегнетомагнетиках под действием поля E высокой частоты или поглощение переменного магн. поля на резонансных частотах электрич. дипольной структуры.

Термодинамич. теория, позволяющая найти вид потенциала Ф для кристалла с известной симметрией, не даёт никаких сведений ни о величинах констант, описывающих М. э., ни о природе микроскопич. сил, ответственных за его проявление. При изучении механизма М. э. приходится использовать модельные представления, а имеющаяся «микроскопическая» теория носит в основном качеств. характер. Так, описание зависимости $\alpha_z(T)$ в Cr_2O_3 (рис. 2) удаётся получить на основе модели о сближении ионов Cr^{3+}, принадлежащих одной магн. подрешётке, с ионами O^{2-} и удалении от них ионов Cr^{3+} другой подрешётки под действием поля E, что приводит к изменению изотропного косвенного обменного взаимодействия в подрешётках. В результате намагниченности становятся разными и появляется намагниченность кристалла в целом. Эта же модель может быть применена и к др. кристаллам, обладающим М. э., большинство из к-рых содержит кислород.

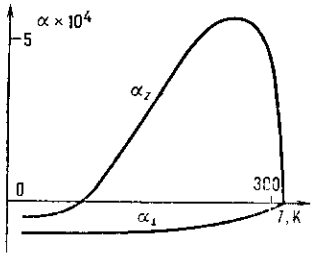


Рис. 2. Температурные зависимости $\alpha_z(T)$ и $\alpha_\perp(T)$ для антиферромагнетика Cr_2O_3.

При наложении на кристалл достаточно больших полей E и H в нём возможны скачкообразные изменения $m(E)$ и $p(H)$, связанные с переходом от одного домена к другому. Так, в Ni — I-бораците при увеличении магн. поля, направленного перпендикулярно вектору спонтанной намагниченности, в точке $H_c \approx 0{,}5$ Тл происходит переброс этого вектора на 90° и вектора спонтанной поляризации на 180° (рис. 3). Внеш. электрич. поле может в свою очередь изменить направление p на 180° с одноврем. переброском m на 90°. В Cr_2O_3 резкое изменение знака М. э., связанное с переходом от одного домена к другому (переключение доменов), наблюдается при одноврем. наложении достаточно сильных полей E_z и H_z.

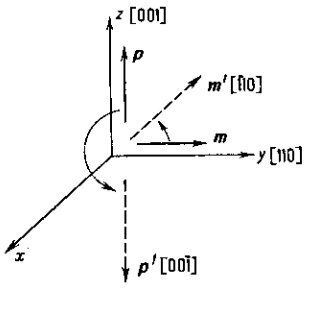


Рис. 3. Изменение ориентации векторов спонтанной намагниченности m и поляризации p в Ni — I-бораците при достижении внешним магнитным полем критического значения H_c.

Синтез монокристаллич. веществ, как правило, очень труден, что препятствует всестороннему изучению М. э., однако его простая регистрация возможна в порошках и поликристаллах, где величина α достигает $\approx 30\%$ от её значения для монокристалла. Охлаждение поликристаллич. образцов ниже T_N в полях E и H создаёт избыток доменов одного типа и, следовательно, макроскопич. намагниченность таких образцов.

Все возможные классы *магнитной симметрии*, допускающие М. э., известны. Экспериментально изученные вещества относятся только к части этих классов, и лишь для неск. веществ получено полное согласие между результатами измерений и предсказаниями теории. Прямое определение магн. симметрии методами *нейтронографии* часто затруднено. Исследование М. э., конкретные проявления к-рого зависят от магн. симметрии, в ряде случаев позволяет дополнить нейтронографич. данные или даже определить магн. атомную структуру независимо, а также получить сведения об её изменении, напр. при *ориентационном фазовом переходе* антиферромагнетика в сильном магн. поле (*спин-флоп переход*).

Практич. применения М. э. (магн. память, фазовращатели, затворы, невзаимные и переключающие элементы в оптике и т. д.) возможны, однако ни одно из подобных устройств не было реализовано в связи с отсутствием монокристаллич. материалов высокого качества.

Лит.: O'Dell T. H., The electrodynamics of magnetoelectric media, Amst.— L., 1970; Magnetoelectric interaction phenomena in crystals, ed. by A. J. Freeman, H. Schmid, L.— [a.o.], 1975; Смоленский Г. А., Чупис И. Е., Сегнетомагнетики, «УФН», 1982, т. 137, в. 3, с. 415; Веневцев Ю. Н., Гагулин В. В., Любимов В. Н., Сегнетомагнетики, М., 1982.

Д. Н. Астров, Л. Н. Батуров.

МАГНО́Н — *квазичастица*, соответствующая кванту *спиновых волн* в магнитоупорядоченных системах. М. по отношению к спиновым колебаниям играет ту же роль, что и *фонон* — к *колебаниям кристаллической решётки*. Энергетич. спектр М. имеет вид $\mathcal{E} = \hbar\omega(\mathbf{k})$, где $\omega(\mathbf{k})$ — закон дисперсии или зависимость частоты спиновых волн от их квазиволнового вектора $\mathbf{k}$, квазиимпульс М. $\boldsymbol{p} = \hbar\mathbf{k}$. Время жизни М. определяется затуханием спиновых волн, и только в случае слабого затухания можно говорить о М. как о хорошо выраженных квазичастицах. М. являются *бозонами*. В тепловом равновесии *химический потенциал* М. равен 0, что и определяет зависимость числа М. в системе от темп-ры. Когда число М. в системе мало, напр. при низких темп-рах, диссипативные и кинетич. процессы в магн. подсистеме (напр., магн. релаксация, спиновая диффузия) удобно формулировать в рамках теории рассеяния для столкновений М. друг с другом и др. квазичастицами твёрдого тела. При этом магн. динамику системы можно определить на основе кинетич. ур-ния Больцмана для ф-ции распределения М. В *ферромагнетиках* М. иногда наз. ферромагнонами.

М. наз. также кванты специфич. спиновых волн в ферми-жидкости (см. *Нулевой звук*). В *парамагнетиках* с сильным магнитным взаимодействием иногда используется термин «парамагноны» для обозначения спиновых флуктуаций в представлении затухающих спиновых волн. По аналогии с фононами М. без щели (или с малой щелью) в энергетич. спектре в области малых $\mathbf{k}$ наз. часто акустическими (как правило, при линейном законе дисперсии, как в *антиферромагнетиках*), а в случае большой щели — оптическими.

Лит. см. при ст. *Спиновые волны.*

А. Э. Мейерович.

МАГНУСА РАЗЛОЖЕ́НИЕ — решение дифференц. ур-ния для оператора временно́й эволюции в экспоненц. форме.

Во *взаимодействия представлении* оператор временно́й эволюции $\hat{S}(t,t')$ произвольной квантовой системы удовлетворяет дифференц. ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial\hat{S}(t,t')}{\partial t} = \hat{W}(t)\hat{S}(t,t') \qquad (1)$$

с граничным условием $\hat{S}(t,t) = \hat{I}$. Здесь $\hat{W}(t)$ — оператор взаимодействия системы с внеш. полем $\hat{V}(t)$, записанный в представлении взаимодействия:

$$\hat{W}(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right)\hat{V}(t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right),$$

$\hat{H}_0$ — невозмущённый гамильтониан ($\hat{I}$ — единичный оператор). В общем случае операторы $\hat{W}(t)$, взятые в разные моменты времени, не коммутируют между собой и ур-ние (1) не интегрируется так же просто, как в классич. физике. Решение (1) может быть представлено в виде экспоненциального М. р. [1—3]:

$$\hat{S}(t,t') = \exp\left(\sum_{n=1}^{\infty} \hat{A}_n\right), \qquad (2)$$

где

$$\left.\begin{aligned}
\hat{A}_1 &= -\frac{i}{\hbar}\int_{t'}^{t} dt\hat{W}(t),\\
\hat{A}_2 &= \frac{1}{2}\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{t'}^{t} dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2\,[\hat{W}(t_1),\hat{W}(t_2)],\\
\hat{A}_3 &= \frac{1}{6}\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^3 \int_{t'}^{t} dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2 \int_{t'}^{t_2} dt_3 \left\{\left[\hat{W}(t_1),[\hat{W}(t_2),\hat{W}(t_3)]\right] + \right.\\
&\quad \left. + \left[[\hat{W}(t_1),\hat{W}(t_2)],\hat{W}(t_3)\right]\right\};\ \ldots
\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Операторы $\hat{A}_n$ представляют собой n-кратные интегралы от $(n-1)$-кратных коммутаторов операторов $\hat{W}(t)$, взятых в разные моменты времени. В нек-рых случаях ряд в экспоненте (2) обрывается и оператор временно́й эволюции записывается в конечном виде. Так происходит, напр., в задаче об эволюции гармонич. осциллятора, на к-рый действует произвольная внеш. сила [4], и в задаче об эволюции в поле, линейном по координатам r и импульсам $\hat{p}$ произвольной квантовой системы с гамильтонианом, квадратичным по r и $\hat{p}$ [5]. М. р. используется при построении теории внезапных возмущений в процессах «встряски» типа рассеяния (см. *Внезапных возмущений метод*). В нулевом порядке по параметру «мгновенности» $\omega\tau \ll 1$ (τ — характерное время взаимодействия, $\hbar\omega$ — типичные собств. значения невозмущённого гамильтониана) оператор временно́й эволюции отличается от (2) заменой в $\hat{A}_n$ (ф-лы (3)) $\hat{W}(t)$ на

$$\hat{W}_0(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t_0\right)\hat{V}(t)\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t_0\right),$$

где t_0 — момент «встряски».

М. р. удобно для построения разл. рода унитарных теорий возмущений, т. к. ввиду эрмитовости операторов $\hat{A}_n$ любой способ обрывания бесконечного ряда в экспоненте (2) не нарушает унитарности оператора эволюции $\hat{S}(t,t')$.

Матем. структура операторов $\hat{W}(t)$ или $\hat{W}_0(t)$ допускает иногда суммирование бесконечного числа членов М. р. Как правило, это происходит в тех случаях, когда $\hat{W}(t)$ [а чаще $\hat{W}_0(t)$] представляет собой линейную комбинацию генераторов L_j конечной *Ли алгебры* с коэффициентами $a_j(t)$ — линейно-независимыми ф-циями времени:

$$\hat{W}(t) = \sum_{j=1}^{m} a_j(t)\hat{L}_j,$$

$m \leqslant n$, n — размерность алгебры Ли. Наиб. естественное и простое в матем. отношении решение дифференц. ур-ния для оператора эволюции, альтернативное М. р., записывается в конечной форме в виде произведения нескольких (в зависимости от числа генераторов группы) экспоненц. операторов

$$\hat{S}(t,t') = \prod_{j=1}^{n} \exp\{g_j(t)\hat{L}_j\}.$$

Такой подход, эквивалентный суммированию членов в М. р., наз. процедурой временного упорядочивания Вэя — Нормана [6]. Неизвестные ф-ции времени $g_j(t)$ удовлетворяют системе дифференц. ур-ний вида

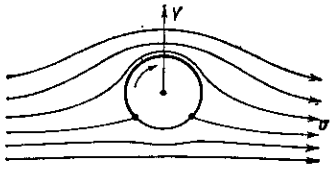
$$\frac{dg_j(t)}{dt} = \sum_{k=1}^{n} \eta_{jk} a_k(t)$$

с граничными условиями $g_j(t') = 0$; η_{jk} — нелинейные функции от $g_j(t)$. Решения этой системы исследуются как для конкретных физич. задач теории излучения и квантовой оптики, так и для моделей, включающих алгебры Ли $SU(1,1)$, $SU(2)$, $SU(3)$ и др.

Лит.: 1) Magnus W., On the exponential solution of differential equations for a linear operator, «Comm. Pure and Appl. Math.», 1954, v. 7, p. 649; 2) Wilcox R. M., Exponential operators and parameter differentiation in quantum physics, «J. Math. Phys.», 1967, v. 8, № 4, p. 962; 3) Pechukas Ph., Light J. C., On the exponential form of timedisplacement operators in quantum mechanics, «J. Chem. Phys.», 1966, v. 44, № 10, p. 3897; 4) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., «Встряхивание» квантовой системы и характер стимулированных им переходов, «УФН», 1978, т. 125, в. 3, с. 377; 5) Юдин Г. Л., Кулоновская ионизация атома быстрым многозарядным ионом, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, в. 3, с. 1026; 6) Wei J., Norman E., Lie algebraic solution of linear differential equations, «J. Math. Phys.», 1963, v. 4, № 4, p. 575.

Г. Л. Юдин.

МА́ГНУСА ЭФФЕ́КТ — возникновение поперечной силы, действующей на тело, вращающееся в набегающем на него потоке жидкости (газа); открыт Г. Г. Магнусом (H. G. Magnus) в 1852. Напр., если вращающийся бесконечно длинный круговой цилиндр обтекает безвихревой поток, направленный перпендикулярно его образующим, то вследствие вязкости жидкости скорость течения со стороны, где направления скорости v потока и вращения цилиндра совпадают (рис.), увеличивается, а со стороны, где они противоположны, уменьшается. В результате давление на одной стороне возрастает, а на другой уменьшается, т. е. появляется поперечная сила Y; её величина определяется *Жуковского теоремой*. Аналогичная сила возникает и при набегании потока на вращающийся шар, чем объясняется непрямолинейный полёт закрученного теннисного или футбольного мяча. Направлена поперечная сила всегда с той стороны вращающегося тела, на к-рой направление вращения и направление потока противоположны, к той стороне, на к-рой эти направления совпадают.



Лит.: Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971.

МА́ДЖИ — РИ́ГИ — ЛЕДЮ́КА ЭФФЕ́КТ — изменение теплопроводности проводника (металла, полупроводника, полуметалла) под действием магн. поля. Открыт Дж. А. Маджи (G. A. Maggi), А. Риги (A. Righi) и независимо от них С. А. Ледюком (S. A. Leduc) в 1887 на Bi. Относится к продольным *термомагнитным явлениям*. М.— Р.— Л. э. обусловлен искривлением траекторий носителей тока в магн. поле под действием *Лоренца силы*, что соответствует уменьшению эфф. длины свободного пробега носителей заряда и приводит к изменению электронной части теплопроводности. В полупроводниках величина М.— Р.— Л. э. значительно больше, чем в металлах. Измерение М.— Р.— Л. э. позволяет отделить электронную часть теплопроводности проводника от решёточной.

Лит.: Цидильковский И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1960; Аскеров Б. М., Кинетические эффекты в полупроводниках, Л., 1970; его же, Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985.

Э. М. Эпштейн.

МА́ЗЕР [Maser — аббревиатура от англ. слов: Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation — усиление микроволн (СВЧ) при помощи индуцированного излучения] — квантовые генераторы и усилители радиодиапазона. См. *Квантовая электроника, Квантовый усилитель.*

МА́ЗЕР НА ЦИКЛОТРО́ННОМ РЕЗОНА́НСЕ (МЦР) — СВЧ-генератор (усилитель), в к-ром используется вынужденное излучение пучка электронов, движущихся по винтовым траекториям в однородном магн. поле (или по трохоидальным траекториям в скрещен-

ных электрическом и магнитном полях). При движении электронов в магн. поле H_0 по винтовым траекториям взаимодействие электронов с эл.-магн. волной, распространяющейся вдоль магнитного поля $E = E_0 \exp i(\omega t - k_\parallel z)$, происходит при выполнении условия *циклотронного резонанса* (синхронизма), к-рое с учётом доплеровской поправки (см. *Доплера эффект*) имеет вид

$$\omega - k_\parallel v_\parallel \approx s\omega_c; \quad s = \pm 1, \pm 2, \ldots \qquad (1)$$

Здесь $v_\parallel$ — поступат. скорость электрона вдоль магн. поля H_0, ω — частота волны, $k_\parallel$ — компонента волнового вектора $\mathbf{k}$ вдоль H_0, $\omega_c = eH_0c/\mathscr{E}$ — циклотронная частота, $\mathscr{E}$ — полная энергия, e — заряд электрона. Из (1) ясно, что при $s \geqslant 1$ в МЦР отсутствует необходимость замедлять волну. Именно это обстоятельство, сближающее МЦР с *квантовыми генераторами*, и определяет его преимущества на миллиметровых и субмиллиметровых волнах перед традиц. СВЧ-генераторами — *магнетроном*, *лампой бегущей волны* (ЛБВ) и др., где для осуществления синхронизма необходимо движение электронов вблизи *замедляющей системы*.

Как и в др. классич. СВЧ генераторах, в МЦР преобразование энергии стационарного электронного пучка в излучение оказывается возможным благодаря группировке частиц полем «затравочной» волны. Образующиеся электронные сгустки усиливают первичную волну (циклотронная неустойчивость). Такой индуциров. процесс происходит в МЦР вследствие: 1) зависимости ω_c от энергии электрона $\mathscr{E}$ (неизохронность вращения), к-рая приводит к азимутальной группировке частиц, меняющих свою энергию в процессе взаимодействия с волной; 2) различия поступат. смещений, к-рые приобретают электроны, попавшие в разные фазы пространственно неоднородной волны; этот механизм приводит к продольной (вдоль H_0) группировке частиц.

При квантовой интерпретации этим механизмам отвечают: неэквидистантность энергетич. уровней электрона в магн. поле (см. *Ландау уровни*) и «отдача» при излучении фотона, также ведущая к различию частот волн, испускаемых и поглощаемых электроном. Первый из этих механизмов специфичен и имеет принципиально релятивистскую природу, а второй более универсален и кроме МЦР действует во многих СВЧ-генераторах, в частности в ЛБВ.

Классическая интерпретация. Рассмотрим взаимодействие электронов, первоначально равномерно распределённых на циклотронной окружности, с электрич. полем E волны, имеющим компоненту, вращающуюся с частотой, равной циклотронной частоте электронов (рис. 1,*а*). В результате взаимодействия циклотронная частота электрона Б, отбирающего энергию у волны, уменьшается и он начинает вращаться медленнее, а циклотронная частота электрона В, отдающего энергию волне, возрастает и он вращается быстрее. Поэтому вблизи электрона А, вращающегося с невозмущённой частотой, образуется сгусток электронов. Для того чтобы электроны в среднем отдавали свою энергию волне, сгусток должен перемещаться синхронно с тормозящей фазой волны. Для этого частота вращения волны (с учётом доплеровской поправки $\omega - k_\parallel v_\parallel$) должна немного превышать исходную циклотронную частоту электронов.

Квантовая интерпретация. Пусть в исходном состоянии все электроны находятся на p-м уровне Ландау (рис. 1, *б*). Поскольку неэквидистантность уровней невелика, волна может вызывать переходы с p-го как на более низкие (вынужденное излучение), так и на более высокие (резонансное поглощение) уровни. Для преобладания излучения над поглощением интенсивность спектра волны на частоте $\omega_{p,p-1}$ должна быть выше, чем на частоте $\omega_{p,p+1}$, что и реализуется при $\omega \gtrsim \omega_c$. Вследствие малой неэквидистантности электрон способен последовательно переходить на всё более низкие уровни, испуская много квантов.

Как и для приборов, основанных на вынужденном излучении электронов, движущихся по прямолинейным траекториям, для МЦР существует много вариантов построения как генераторов (МЦР-монотрон, где обратная связь обеспечивается отражением волн от концов резонатора; МЦР со встречной волной — аналог *лампы обратной волны* и др.), так и усилителей внеш. сигнала (МЦР-ЛБВ и МЦР-клистрон).



Рис. 1. Классическая (*а*) и квантовая (*б*) интерпретации механизма вынужденного излучения электронов в МЦР, обусловленного релятивистской зависимостью циклотронной частоты ω_c электронов от их энергии $\mathscr{E}$.

Гиротрон. Из многочисл. вариантов МЦР при слаборелятивистских энергиях электронов наиб. распространение получили генераторные и усилительные разновидности гиротрона (рис. 2). В гиротроне электроны

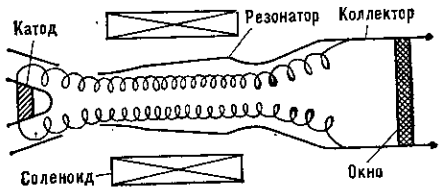


Рис. 2. Схема гиротрона — автогенератора.

слабо взаимодействуют с полем нерегулярного волновода на частоте, близкой к критической, когда фазовая скорость волны $\omega/k_\parallel \gg c$. В таких условиях доплеровская поправка к частоте, равная $k_\parallel v_\parallel$, мала, благодаря чему снижается до минимума уширение спектральной линии (вызванное разбросом поступат. скоростей электронов) и тем самым повышается электронный кпд. Отсутствие замедляющей системы и возможность использования открытых резонаторов делают гиротроны мощными генераторами и усилителями диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн.

Согласно условию (1), длина волны слаборелятивистского гиротрона, работающего на осн. циклотронном резонансе ($s = 1$), связана с величиной магн. поля соотношением:

$$\lambda(\text{мм}) \approx 107/H(\text{кЭ}). \qquad (2)$$

Отсюда ясно, что для реализации гиротронов КВ-части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов требуются интенсивные магн. поля $H_0 \sim 100$ кЭ, к-рые обеспечиваются криомагн. системами или импульсными соленоидами.

Гиротроны позволили освоить весь диапазон миллиметровых волн на высоких уровнях мощности (~1 МВт в импульсном и сотни кВт в непрерывном режимах) с кпд ~ 30—40%. Это делает их перспективными для ряда энергетич. приложений, в частности для нагрева плазмы в установках *управляемого термоядерного синтеза*.

При переходе к релятивистским энергиям электронов эффективность гиротрона уменьшается вследствие слиш-

ком большой неизохронности вращения частиц, приводящей к их быстрому выходу из резонанса. Поэтому в релятивистской области энергий с гиротроном начинает конкурировать др. разновидность МЦР, в к-рой фазовая скорость волны близка к c и изменение ω_c компенсируется соответствующим изменением доплеровской поправки (авторезонанс). В таком МЦР частота генерации может во много раз превышать ω_c (режим *лазера на свободных электронах*).

Первые предложения об использовании вынужденного циклотронного излучения для СВЧ-генерации были высказаны в 1959 независимо А. В. Гапоновым-Греховым, Дж. Шнайдером (J. Schneider) и Р. Пантеллом (R. Pantell), а гиротрон был предложен и реализован в сер. 60-х гг. в СССР.

Лит.: Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К., Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике, «Изв. ВУЗов. Радиофизика», 1967, т. 10, № 9/10, с. 1414; Гапонов-Грехов А. В., Петелин М. И., Мазеры на циклотронном резонансе, в кн.: Наука и человечество, М., 1980, с. 283; Гиротрон. Сб. науч. трудов, под ред. А. В. Гапонова-Грехова, Горький, 1981.

В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург.

МАЗЕРНЫЙ ЭФФЕКТ в космосе — усиление проходящего через космич. среду радиоизлучения за счёт индуциров. испускания фотонов возбуждёнными атомами и молекулами среды. Наблюдается М. э. только в отд. радиолиниях в *межзвёздной среде* и околозвёздных оболочках (космические, или межзвёздные, *мазеры*). Все космич. мазеры (КМ) работают в непрерывном режиме.

Открыты КМ в 1965 [Х. Уивер (H. Weaver) и др.] при исследовании радиоизлучения нек-рых космич. источников (туманность Ориона, Стрелец B2, W3, W49 и др.). В спектрах этих источников на частотах 1665 и 1667 МГц были обнаружены очень узкие интенсивные линии излучения (длина волны $\lambda \approx 18$ см), принадлежащие молекулам гидроксила ОН. Обнаруженные линии обусловлены энергетич. переходами между компонентами Λ-дуплета осн. состояния молекулы ОН [см. *Лямбда-удвоение (расщепление) уровней энергии молекул*]. Позже сильный М. э. был обнаружен в др. радиолиниях ОН, в линии перехода между вращат. уровнями энергии осн. электронно-колебат. состояния молекул воды H_2O (22235 МГц, $\lambda = 1{,}35$ см), в неск. радиолиниях молекул метилового спирта CH_3OH ($\lambda \approx 1{,}2$ см) и при переходах между вращат. уровнями в возбуждённых колебат. состояниях молекул монооксида кремния SiO (2—7 мм). Всего в Галактике и соседних галактиках открыты многие сотни сильных КМ. Слабый мазерный эффект наблюдается в радиолиниях нек-рых др. молекул, а также в дециметровом и более длинноволновых диапазонах на *рекомбинационных радиолиниях* водорода с гл. квантовым числом ок. $n = 200$.

Сильные КМ связаны чаще всего с областями *звездообразования* (мазеры ОН 1-го типа и мазеры H_2O). Мощность излучения в радиолинии H_2O $\sim 10^{27-33}$ эрг/с, в линиях ОН $\sim 10^{27-30}$ эрг/с, SiO $\sim 10^{29}$ эрг/с, $CH_3OH \sim 10^{27}$ эрг/с.

Источниками излучения являются отдельные пятна (конденсации) размером $\sim 10^{14}$ см, которые собраны в «гнёзда» размером $\sim 10^{16-17}$ см. Число конденсаций в гнезде 10—100, число гнёзд в КМ 1—10. По частоте излучения отд. конденсации можно определить её *лучевую скорость* с точностью 0,1—2 км/с. Разброс лучевых скоростей конденсаций составляет 100—300 км/с. Яркостная темп-ра излучения в линии достигает 10^{15} К для H_2O, 10^{12} К для ОН, 10^{10} К для SiO. Наблюдения показали, что интенсивность, ширина, профиль спектральной линии конденсации, а также её лучевая скорость переменны в интервалах времени от неск. минут до $\gtrsim 20$ лет. Компоненты линий ОН, SiO обычно сильно (до 100%) циркулярно поляризованы; умеренная линейная поляризация наблюдается в линиях H_2O и ОН.

Ещё более мощный М. э. (до 10^{36} эрг/с) обнаружен от ядер нек-рых галактик (т. н. мегамазеры), но КМ этого типа немногочисленны.

Более распространены слабые КМ (КМ ОН 2-го типа), находящиеся в растекающихся холодных оболочках *переменных звёзд* — сверхгигантов типа Миры Кита и VY Большого Пса. Мощность КМ на молекулах H_2O и ОН (1612 МГц) составляет $\sim 10^{24-28}$ эрг/с, а на SiO $\sim 10^{26-27}$ эрг/с. Мощность КМ в оболочках звёзд коррелирует с ИК-излучением этих звёзд.

Редкими являются КМ на молекулах ОН (1720 МГц), находящиеся в областях взаимодействия ударных волн *остатков вспышек сверхновых* звёзд с молекулярными облаками.

М. э. в рекомбинац. радиолиниях возникает на периферии областей ионизов. водорода.

В атмосферах Марса и, возможно, Венеры имеется слабая инверсия и усиление ИК-излучения в колебат. полосе CO_2, т. е. там, по-видимому, «работает» слабый естеств. лазер.

Существование М. э. в космосе свидетельствует о длит. поддержании в естеств. условиях сильно неравновесной заселённости энергетич. уровней атомов и молекул. Это возможно лишь в условиях постоянно действующей *накачки* энергии, поддерживающей *инверсию населённостей* сигнальных уровней (1,2 на рис.). Цикл накачки включает неск. последовательных переходов: собственно накачки (в простейшем случае переход между уровнями 1 и 3) и стока энергии (переход

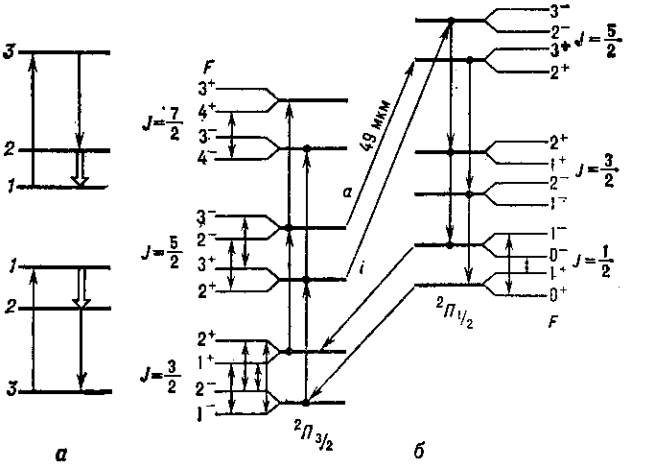


Схема накачки космического мазера на молекулах ОН. *а* — принципиальная трёхуровневая схема: переход *1-3* — накачка, *2-3* — сток, *1-2* — мазерный переход. *б* — схема RR_r-накачки в сильных мазерах ОН. Показана цепочка ИК-переходов, которая приводит к инверсии населённостей Λ-дублета основного состояния ОН. $^2\Pi_{3/2}$ и $^2\Pi_{1/2}$ — вращательные уровни, соответствующие двум возможным ориентациям проекции спина неспаренного электрона на ось молекулы (тонкое расщепление). Каждый вращательный уровень расщеплён на два: + и — (т. н. Λ-удвоение). Линии сверхтонкого расщепления обозначены буквой *F*. Прямые линии *a*, *i* — процесс ИК-накачки; двойными стрелками обозначены переходы, наблюдаемые в космических мазерах.

между уровнями 2 и 3). Механизмы накачки и стока в КМ обозначают символами: RR, RC, CR, CC (первый символ указывает характер накачки: R — радиационный, C — столкновительный, второй символ — вид стока энергии). Тип переходов, обусловливающих накачку, указывают в виде индекса справа внизу: r — вращательный, v — колебательный, e — электронный. В сильных мазерах ОН 1-го типа преобладает, видимо, RR_r-накачка (рис.), в молекулах H_2O, вероятно, CR_r- или CC_r-накачка.

Необходимая для М. э. неравновесность заселённости уровней достигается за счёт мощного ИК-излучения рождающихся массивных звёзд (протозвёзд) в областях

звездообразования при свободном выходе из среды фотонов стока (напр., в сильных мазерах ОН 1-го типа при RR_T-накачке), за счёт различия темп-р электронов и молекул в *ударных волнах*, за счёт различия темп-ры газа и *радиационной температуры*, описывающей интенсивность поля излучения в среде, а также, возможно, по ряду др. причин.

Слабый М. э. весьма обычен в космосе и соответствует *оптической толщине* τ в центре мазерной радиолинии ок. 1—3. Сильный М. э. наблюдается лишь на отд. переходах тех молекул, к-рые имеют подходящую для эфф. накачки систему уровней (см., напр., уровни ОН на рис.).

Лит.: Космические мазеры. Сб. ст., пер. с англ., М., 1974; Стрельницкий В. С., Космические мазеры, «УФН», 1974, т. 113, с. 463; Моран Дж. М., Радионаблюдения галактических мазеров, в кн.: На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Рудницкий Г. М., Молекулы в астрофизике, М., 1983; Бочкарев Н. Г., Основы физики межзвездной среды, М., 1990. *Н. Г. Бочкарёв.*

МАЙЕРА ДИАГРАММЫ в статистической физике — способ наглядного представления разложения конфигурац. интеграла для классич. неидеального газа по степени плотности. Статистич. сумму газа, состоящего из N молекул, можно представить в след. виде:

$$Z_N = \lambda^{-3N/2}(N!)^{-1}\int\dots\int d\mathbf{r}_1\dots d\mathbf{r}_N\prod_{i<\mathbf{k}}(1+f_{i\mathbf{k}}),$$

где $f_{i\mathbf{k}}$ — *Майера функция*, $\lambda = (h^2/2\pi mkT)^{1/2}$, m — масса молекулы, T — темп-ра. М. д. позволяют упростить разложение Z_N по степеням $f_{i\mathbf{k}}$.

С каждым членом разложения Z_N сопоставляют определённую М. д. (граф). Каждой из переменных интегрирования $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$ соответствует пронумерованный кружок (вершина графа), а каждому множителю $f_{i\mathbf{k}}$ — линия, соединяющая вершины i и k.

Напр., интегралу

$$\lambda^{-9}(6!)^{-1}\int\dots\int d\mathbf{r}_1\dots d\mathbf{r}_6 f_{12}f_{24}f_{56}$$

отвечает шестивершинная М. д. (рис. 1). Графы, в к-рых нет связей между всеми вершинами, наз. несвязными. Граф на рис. 1 несвязный, он состоит из трёх не связанных между собой графов 1—2—4, 5—6, 3.

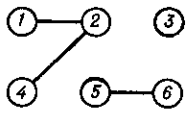


Рис. 1. Несвязная диаграмма Майера.

В *групповом разложении* давления P и плотности $n = N/V$ (V — объём) по степеням активности $Z = \lambda^{-3}\exp(\mu/kT)$ (μ — хим. потенциал):

$$P = kT\sum_{l=1}^{\infty}b_l z^l, \qquad n = \sum_{l=1}^{\infty}l b_l z^l,$$

групповые интегралы b_l,

$$b_l = V^{-1}(l!)^{-1}\int\dots\int\sum_{i<j}\prod f_{ij}d\mathbf{r}_1\dots d\mathbf{r}_l, (1\leqslant i<j\leqslant l),$$

определяются лишь связными М. д. (рис. 2).



Рис. 2. Диаграммы Майера для групповых интегралов b_l.

В *вириальном разложении* P по степеням плотности вириальные коэффициенты определяются лишь связными неприводимыми М. д., в к-рых каждая вершина связана с другими более чем одной связью (рис. 3).

Метод М. д., введённый Дж. Майером (J. Mayer) в 1937, был первым диаграммным методом, к-рый использовался в теоретич. физике и на к-ром были исследованы общие свойства подобных методов. Позднее диаграммные методы получили широкое распространение

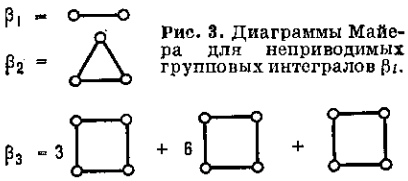


Рис. 3. Диаграммы Майера для неприводимых групповых интегралов β_l.

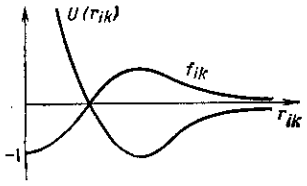
в разл. разделах физики, в частности в статистич. механике квантовых систем (см. *Термодинамическая теория возмущений*) и в квантовой теории поля (см. *Фейнмана диаграммы*).

Лит. см. при ст. *Вириальное разложение.* *Д. Н. Зубарев.*

МАЙЕРА УРАВНЕНИЕ — ур-ние, устанавливающее связь между теплоёмкостями при пост. давлении C_P и пост. объёме C_V 1 кмоля *идеального газа*: $C_P - C_V = R$, где R — *газовая постоянная*. Впервые было получено Ю. Р. Майером (J. R. Mayer) в 1842 и ещё до работ Дж. П. Джоуля (J. P. Joule) использовано им для количеств. определения *механического эквивалента теплоты*. Для произвольной массы m (кг) вещества в состоянии идеального газа М. у. записывается в виде: $C_P - C_V = (m/\mu)R$, где μ — молекулярная масса газа. М. у. можно получить из общего соотношения $C_P - C_V = T(\partial V/\partial T)_P(\partial P/\partial T)_V$ (см. *Термодинамика*), если учесть, что для идеального газа справедливо *Клапейрона уравнение*.

Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 2], М., 1979.

МАЙЕРА ФУНКЦИЯ — функция $f_{i\mathbf{k}} = \exp[-\beta U(r_{i\mathbf{k}})] - 1$, где $\beta = 1/kT$, T — темпра, $U(r_{i\mathbf{k}}) = U(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{\mathbf{k}}|)$ — потенциальная энергия взаимодействия молекул. М. ф. применяют в теории классич. неидеальных газов малой плотности при разложении конфигурац. интеграла по степеням малой плотности. М. ф. ограничена и стремится к нулю при $r_{i\mathbf{k}} \to \infty$ (рис.).



Сравнение потенциала взаимодействия молекул $U(r_{ik})$ и функции Майера f_{ik}.

Кроме того,

$$\exp\Big[-\beta\sum_{i<\mathbf{k}}U(r_{i\mathbf{k}})\Big] = \prod_{i<\mathbf{k}}(1+f_{i\mathbf{k}}) \approx$$

$$\approx 1 + \sum_{i<\mathbf{k}}f_{i\mathbf{k}} + \sum_{\substack{i<j\\ \mathbf{k}<l}}f_{ij}f_{\mathbf{k}l} + \dots$$

Разложение по степеням М. ф. под знаком конфигурац. интеграла соответствует его разложению по степеням плотности (см. *Вириальное разложение*).

Д. Н. Зубарев.

МАЙКЕЛЬСОНА ИНТЕРФЕРОМЕТР — см. *Интерферометр Майкельсона.*

МАЙКЕЛЬСОНА ОПЫТ — опыт, поставленный впервые А. Майкельсоном (A. Michelson) в 1881 с целью измерения влияния движения Земли на скорость света. Отрицат. результат был одним из осн. эксперим. фактов, к-рые легли в основу *относительности теории*.

В физике кон. 19 в. предполагалось, что свет распространяется в нек-рой универсальной мировой среде — *эфире*. При этом ряд явлений (*аберрация света*, *Физо опыт*) приводил к заключению, что эфир неподвижен или частично увлекается телами при их движении. Согласно гипотезе неподвижного эфира, можно наблюдать «эфирный ветер» при движении Земли сквозь эфир и скорость света по отношению к Земле должна зависеть от направления светового луча относительно направления её движения в эфире.

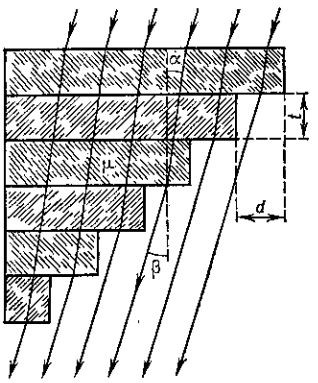
М. о. проводился с помощью *интерферометра Майкельсона* с равными плечами; одно плечо направлялось по движению Земли, другое — перпендикулярно к нему. При повороте всего прибора на 90° разность хода лучей должна менять знак, вследствие чего должна смещаться интерференц. картина. Расчёт показывает, что такое смещение, выраженное в долях ширины интерференц. полосы, равно $\Delta = (2l/\lambda)(v^2/c^2)$, где l — длина плеча интерферометра, λ — длина волны применявшегося света (жёлтая линия Na), c — скорость света в эфире, v — орбитальная скорость Земли. Т. к. величина v/c для орбитального движения Земли порядка 10^{-4}, то ожидавшееся смещение очень мало и в первом М. о. составляло всего 0,04. Тем не менее уже на основе этого опыта Майкельсон пришёл к убеждению о неверности гипотезы неподвижного эфира.

В дальнейшем М.о. неоднократно повторялся. В опытах Майкельсона и Э. У. Морли (E. W. Morley; 1885—87) интерферометр устанавливался на массивной плите, плавающей в ртути (для плавного вращения). Оптич. длина пути с помощью многократных отражений от зеркал была доведена до 11 м. При этом ожидавшееся смещение $\Delta \approx 0{,}4$. Измерения подтвердили отрицат. результат М. о. В 1958 в Колумбийском ун-те (США) было ещё раз продемонстрировано отсутствие неподвижного эфира. Пучки излучения двух одинаковых квантовых генераторов микроволн (мазеров) направлялись в противоположные стороны — по движению Земли и против движения — и сравнивались их частоты. С огромной точностью ($\sim 10^{-9}$ %) было установлено, что частоты остаются одинаковыми, в то время как «эфирный ветер» привёл бы к появлению различия этих частот на величину, почти в 500 раз превосходящую точность измерений.

В классич. физике отрицат. результат М. о. не мог быть понят и согласован с др. явлениями *электродинамики движущихся сред*. В теории относительности постоянство скорости света для всех *инерциальных систем отсчёта* принимается как постулат, подтверждаемый большой совокупностью экспериментов.

Лит.: Вавилов С. И., Экспериментальные основания теории относительности, Собр. соч., т. 4, М., 1956; Эйнштейновский сборник, 1980—1981, М., 1985. *Е. К. Тарасов.*

МАЙКЕЛЬСОНА ЭШЕЛО́Н — многолучевой интерференц. спектральный прибор высокой разрешающей силы. Представляет собой набор плоскопараллельных стеклянных или кварцевых пластинок одинаковой толщины, поставленных на *оптический контакт* так, что их концы образуют ступеньки лестницы (рис.). Точность изготовления плоскостей пластинок, их параллельность и толщина должны быть порядка $\approx (1/50)\lambda$. Толщина пластинок $t \approx 5 \div 10$ мм, число пластинок N около 25÷30.



Ход лучей в прозрачном эшелоне Майкельсона.

Способ образования когерентных пучков в М. э. и его оптич. схема такие же, как у *дифракционной решётки*. Угл. распределение интенсивности в результирующей интерференционной картине в плоскости дисперсии также определяется произведением двух функций: дифракционной — $(\sin u/u)^2$ при дифракции на одной ступеньке шириной d и интерференционной функции $(\sin Nv/\sin v)^2$, определяемой интерференцией N когерентных пучков от всех ступенек М. э.:

$$I = A^2 d^2 (\sin u/u)^2 (\sin Nv/\sin v)^2,$$

где A — амплитуда падающей на М. э. световой волны. Если α — угол падения плоской волны, а β — угол дифракции, отсчитываемый от нормали к ступеньке (рис.), то $u = kvd/2$, $v = k(t\delta + \nu d)/2$, $\nu = n\sin\alpha + \sin\beta$, $\delta = n\cos\alpha - \cos\beta$, $k = 2\pi/\lambda$, n — показатель преломления материала пластинок М. э., t — высота (толщина) ступенек; $t\delta + \nu d = \Delta$ — разность хода между соседними когерентными пучками. Как и в случае дифракц. решётки, направление на интерференц. максимумы определяется из условия $\Delta = m\lambda$, где m — порядок спектра.

В отличие от дифракц. решётки период d в М. э. много больше длины волны λ, и потому ширина дифракц. максимума функции $(\sin u/u)^2$ очень мала, а её макс. значение совпадает с направлением на высокий порядок функции $(\sin Nv/\sin v)^2$. В этом отношении М. э. эквивалентен дифракц. решётке — эшелетту, работающему с концентрацией энергии в высоких порядках спектра. Обычно М. э. используется в условиях нормального падения $\alpha = 0$, а угол β мал.

Для М. э. с $N = 30$, $t = 1$ см, $n = 1{,}5$, $\lambda = 500$ нм рабочий порядок спектра $m \approx 10^4$, т. е. очень большой, разрешающая сила велика $R \approx 3 \cdot 10^5$, но область дисперсии очень мала $\Delta\lambda \approx 5 \cdot 10^{-2}$ нм, что является существенным недостатком М. э. и требует предварительной высокой степени монохроматизации исследуемого спектра.

Кроме прозрачных М. э. существуют отражательные М. э., у к-рых на ступеньки наносятся отражающие покрытия и работа ведётся в отражённом свете, обычно они применяются в УФ- и ИК-диапазоне. М. э. используются крайне редко из-за трудности их изготовления.

Лит.: Королев Ф. А., Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., 1953; Толанский С., Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955.
В. И. Малышев.

МАЙОРА́НОВСКАЯ ЧАСТИ́ЦА — электрически нейтральная элементарная частица, для к-рой античастица тождественна частице (*истинно нейтральная частица*). Все известные истинно нейтральные частицы имеют целый спин. На нетривиальную возможность существования М. ч. со спином $^1/_2$ впервые указал в 1937 Э. Майорана (E. Majorana) — т. н. майорановские *нейтрино*. Экспериментально майорановские нейтрино пока не обнаружены. *А. А. Комар.*

МАЙОРО́Н (символ M^0) — гипотетич. нейтральная, псевдоскалярная (со спином 0 и отрицат. внутр. чётностью) частица с нулевой массой, преим. взаимодействующая с *нейтрино* майорановского типа. М. был введён в теорию в 1980 в работе [1] как *голдстоуновский бозон*, возникающий при *спонтанном нарушении симметрии* лептонного числа. В результате этого нарушения нейтрино приобретают массы (становятся майорановскими) и появляются взаимодействия, изменяющие лептонное число на два.

Связь М. с нейтрино описывается членом лагранжиана $h\overline{\nu_L}(\nu_L)^c M^0 +$ э. с., где h — безразмерная константа, ν_L — оператор поля левого нейтрино (черта означает дираковское сопряжение, индекс c — *зарядовое сопряжение*, э. с. — эрмитово-сопряжённый член). При испускании или поглощении М. нейтрино переходят в антинейтрино $\tilde{\nu}$, и наоборот. Взаимодействия М. с заряж. лептонами и кварками сильно подавлены; они возникают в высших порядках теории возмущений и (или) в результате смешивания М. с нейтральными *Хиггса бозонами*. Из-за аксиальной структуры связей М. обмен М. в веществе приводит, как можно показать, к потенциалу $V(r) \sim r^{-3}$ с очень малой константой. М. может приобретать малую массу вследствие дополнит. взаимодействий, явно нарушающих лептонное число [2].

Свойства взаимодействий М. существенно зависят от структуры теории, и прежде всего от величины слабого изоспина М. I_w (см. *Изотопический спин*). В моделях с синглетным М. ($I_w = 0$) [1] все связи М., за исключением связей с правыми (стерильными) нейтри-

но (ν_R), сильно подавлены. Такой М. может ассоциироваться с т. н. невидимым (invisible) *аксионом*. В моделях с триплетным М. ($I_w = 1$) [3] М. непосредственно взаимодействует с левыми нейтрино и предсказываемые эффекты могут быть на уровне чувствительности совр. экспериментов. Наиб. важные процессы с участием М. и их следствия таковы.

1) Майоронные распады нейтрино: $\nu \to \nu' + M^0$, где ν' — более лёгкая компонента, могут иметь времена, много меньше возраста Вселенной, и, следовательно, устранять космологич. ограничение на массы *нейтрино*.

2) Майоронный двойной бета-распад:

$$ {}^{A}_{Z}X \to {}^{A}_{Z+2}X + 2e^- + M^0 $$

(М. испускается виртуальным нейтрино, рождающимся и поглощающимся в ядре) [4]. Отрицат. результаты поиска такого распада ограничивают константу $h \lesssim 10^{-4}$ [5]. Полулептонные распады π- и К-мезонов, $\pi(K) \to l + \nu + M^0$ (где l — лептон), дают более слабое ограничение: $h \lesssim 10^{-2}$.

3) Фоторождение М.: $\gamma + e \to e + M^0$, приводит к дополнит. охлаждению звёзд, поскольку М. свободно выходят из их внутр. областей [4]. Наблюдат. данные по красным гигантам и сверхновой СН 1987А с учётом этого обстоятельства дали верхний предел для вакуумного ожидания скалярного поля, нарушающего лептонное число.

4) Майоронный распад Z^0-бозона: $Z^0 \to M^0 + H^0$, где H^0 — хиггсовский скаляр, в модели триплетного М. при $m_H \ll m_Z$ (m — масса) имеет парциальную ширину, вдвое большую, чем ширина нейтринного распада. Результаты измерения полной ширины Z^0 на e^+e^--*коллайдерах* исключают такой дополнит. вклад в ширину, а, значит, и само существование триплетного М.

5) Аннигиляция нейтрино в М.: $\nu + \tilde{\nu} \to M^0 + M^0$, при $h \gtrsim 10^{-6}$ приводит к частичному или полному исчезновению массивных реликтовых нейтрино. Наряду с аннигиляцией процессы рассеяния $\nu + M^0 \to \nu + M^0$ и индуцированные $\tilde{\nu}$-распады в плотном веществе, $\tilde{\nu} \to \nu + M^0$, могут существенно повлиять как на динамику гравитац. коллапса звёзд, так и на формирование нейтринного импульса, его энергетику и длительность.

В рамках суперсимметричного обобщения теории (см. *Суперсимметрия*) предложена модель с дублетным М. ($I_w = 1/2$) [7]. В этом случае М. является суперсимметричным партнёром нейтрино. Майоронные ν-распад и двойной бета-распад происходят с испусканием одновременно двух М., напр.

$$ {}^{A}_{Z}X \to {}^{A}_{Z+2}X + 2e^- + 2M^0. $$

Эксперим. наблюдение эффектов, связанных с М., свидетельствовало бы о ненулевых массах нейтрино, и наоборот, обнаружение у нейтрино масс, превышающих космологич. ограничение, явилось бы указанием на существование М.

Лит.: 1) Chikashige Y., Mohapatra R. N., Peccei R. D., Spontaneously broken lepton number and cosmological constraints on the neutrino mass spectrum, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 1926; их же, Are the real goldstone bosons associated with broken lepton number?, «Phys. Lett.», 1981, v. 98 B, p. 265; 2) Смирнов А. Ю., Насколько тяжелы нейтрино?, «Ядерная физика», 1981, т. 34, в. 6, с. 1547; 3) Gelmini G. B., Roncadelli M., Left-handed neutrino mass scale and spontaneously broken lepton number, «Phys. Lett.», 1981, v. 99 B, p. 411; 4) Georgy H., Glashow S. L., Nussinov S., Unconventional model of neutrino masses, «Nucl. Phys.», 1981, v. 193 B, p. 297; 5) Caldwell D. O. и др., Limits on neutrinoless ββ decay including that with majoron emission, «Phys. Rew. Lett.», 1987, v. 59, p. 419; Elliot S. R., Hahn A. A., Moe M. K., Limit on neutrinoless double-beta decay with majoron emission in ^{82}Se, там же, p. 1649; 6) Grifols J. A., Masso E., Peris S., Majoron couplings to neutrinos and SN 1987 A, «Phys. Lett.», 1988, v. 215 B, p. 593; 7) Santamaria A., Valle J. W. F., Supersymmetric majoron signatures and solar neutrino oscillations, «Phys. Rev. Lett.», 1988, v. 60, p. 397.

А. Ю. Смирнов.

МАКЛО́РЕНА РЯД — частный случай *Тейлора ряда*.

МАКРОМОЛЕ́КУЛА (от греч. makrós — большой и *молекула*) — молекула полимера (высокомолекулярного соединения), образованная одной, несколькими или многими полимерными цепями — линейными, разветвлёнными или кольцевыми. Каждая полимерная цепь состоит из большого числа ковалентно соединённых мономерных звеньев — групп атомов, также соединённых ковалентными хим. связями. Термин «М.» введён Г. Штаудингером (H. Staudinger, 1922), экспериментально установившим факт цепного строения молекул полимеров. Подробнее см. в ст. *Полимеры*.

МАКРОСКОПИ́ЧЕСКИЕ КВА́НТОВЫЕ ЭФФЕ́КТЫ — совокупность явлений, в к-рых характерные особенности квантовой механики непосредственно проявляются в поведении макроскопич. объектов. В большинстве случаев поведение макроскопических (содержащих большое число атомов) тел с высокой точностью описывается классич. механикой, так что характерная для квантовой механики величина — постоянная Планка h — не входит в управляющие этим поведением ур-ния. Однако при низких темп-рах существует важный класс вполне макроскопич. экспериментов, в результаты к-рых постоянная Планка входит в явном виде и может быть из них непосредственно измерена. Б. ч. этих экспериментов связана со *сверхтекучестью* жидкого гелия и *сверхпроводимостью* металлов.

В квантовой механике состояние и движение системы описывается с помощью волновой ф-ции, не имеющей классич. аналога. В рассматриваемых явлениях, однако, волновая ф-ция проявляется как наблюдаемая макроскопич. величина. Это возможно в том случае, когда в системе имеется большое число частиц, находящихся в одном и том же квантовом состоянии.

В матем. аппарате квантовой теории уничтожение и рождение частиц описывается операторами *вторичного квантования* $\hat{\psi}(\boldsymbol{r},t)$ и $\hat{\psi}^+(\boldsymbol{r},t)$ (где $\boldsymbol{r}$ — координата, t — время), удовлетворяющими для частиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна, перестановочным соотношениям

$$ \hat{\psi}(\boldsymbol{r},t)\hat{\psi}^+(\boldsymbol{r}',t) - \hat{\psi}^+(\boldsymbol{r}',t)\hat{\psi}(\boldsymbol{r},t) = \delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}') \qquad (1) $$

[$\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')$ — дельта-функция Дирака]. Если в к.-л. квантовом состоянии системы находится много частиц, матричные элементы операторов в левой части равенства велики и некоммутативностью операторов, т. е. правой частью (1), можно пренебречь. Тогда операторы $\hat{\psi}$ и $\hat{\psi}^+$ переходят в коммутирующие друг с другом классич. ф-ции координат и времени $\psi_0(\boldsymbol{r},t)$ и $\psi_0^*(\boldsymbol{r},t)$. Ф-цию $\psi_0(\boldsymbol{r},t)$ можно назвать макроскопич. волновой ф-цией рассматриваемых частиц, и наличие такой ф-ции является свидетельством имеющейся в этом случае макроскопич. *квантовой когерентности*. В простейшем виде такая ситуация реализуется в классич. эл.-магн. поле, к-рое можно рассматривать как совокупность большого числа фотонов, находящихся в близких квантовых состояниях. Однако особенно интересные явления происходят в случае, когда в одном состоянии находится большое число «обыкновенных» частиц, напр. атомов, число к-рых, в отличие от числа фотонов, сохраняется.

Это осуществляется в сверхтекучем ^{4}He. При темп-рах ниже темп-ры перехода в гелии происходит *Бозе — Эйнштейна конденсация*, состоящая в том, что конечная доля атомов гелия переходит в низшее (при данных макроскопич. условиях) квантовое состояние. Будучи пропорциональным полному числу атомов в теле, число атомов в конденсате велико, так что, согласно сказанному выше, они описываются классич. «волновой ф-цией конденсата» $\psi_0(\boldsymbol{r},t) = |\psi_0|\exp(i\alpha)$. Для покоящегося гелия ψ_0 — просто постоянная. Но если гелий движется, ψ_0 зависит от координат и времени, причём скорость сверхтекучего движения v_s связана с фазой α волновой ф-ции ф-лой

$$ v_s = \frac{h}{2\pi m}\nabla\alpha, \qquad (2) $$

где m — масса атома гелия. Ф-ла (2) выражает макроскопич. квантовый характер движения сверхтекучего гелия. Действительно, из (2) следует, что циркуляция скорости $\oint v_s dl$ по нек-рому замкнутому контуру в жидкости равна $(h/2\pi m)\delta\alpha$; $\delta\alpha$ — изменение фазы α при обходе контура, к-рое вследствие однозначности ф-ции ψ_0 должно равняться $2\pi n$, где n — целое число. Т. о., в сверхтекучем гелии

$$\oint v_s dl = \frac{h}{m} n. \qquad (3)$$

Это означает наличие в жидкости квантованных вихревых нитей. При приближении к нити скорость v_s возрастает как $h/2\pi rm$, где r — расстояние до нити. Вокруг каждой нити имеется циркуляция скорости, равная h/m.

Такой характер движения сверхтекучего гелия даёт возможность измерения постоянной Планка в прямом макроскопич. механич. эксперименте, поставленном У. Ф. Вайненом в 1960 [1]. По оси заполненной жидким гелием трубочки радиуса $R = 2$ мм была укреплена струна с собств. частотой 500 Гц. Система помещалась между полюсами магнита, и импульс тока приводил струну в колебания в нек-рой плоскости. Такое колебание можно рассматривать как совокупность двух циркулярно поляризов. колебаний, к-рые в случае покоящегося гелия имеют одну и ту же частоту ν. Затем трубочка приводилась во вращение, и вокруг струны возникало движение гелия с циркуляцией h/m. При этом на струну действовала сила, аналогичная подъёмной силе крыла и равная на единицу длины струны $(h/m)\rho_s u$, где ρ_s — плотность сверхтекучей части гелия, u — скорость струны. Эта сила приводила к расщеплению частот циркулярно поляризов. колебаний. Можно показать, что $\Delta\nu = \rho_s h/2\pi\varkappa m$, где $\varkappa$ — масса единицы длины струны. В эксперименте колебание проявлялось в виде биений сигнала с частотой 0,45 Гц.

Др. способом определения постоянной Планка в этом эксперименте может служить измерение угл. скорости Ω вращения трубочки, при которой впервые появляются биения. Согласно теории, $\Omega = (h/2\pi mR^2)\ln(R/a)$, $a \approx 4\cdot10^{-8}$ см; в условиях эксперимента эта величина составляла 0,2 рад $\cdot c^{-1}$.

Отметим, что для эффектов данного типа характерна линейная зависимость наблюдаемой величины от h.

Ряд М. к. э. наблюдается в сверхпроводящих металлах. Поскольку электроны подчиняются статистике Ферми — Дирака, в одном квантовом состоянии не может находиться больше одного электрона. Однако при переходе в сверхпроводящее состояние в металле образуются пары из двух электронов с противоположными импульсами и спинами — т. н. куперовские пары. Эти пары, являющиеся бозонами, ниже точки перехода находятся в состоянии бозе-конденсации и характеризуются макроскопич. волновой ф-цией $\psi_0 = |\psi_0|\exp(i\alpha)$. Для описания М. к. э. в сверхпроводниках существенно поведение ψ_0 при калибровочных (градиентных) преобразованиях векторного A и скалярного φ потенциалов эл.-магн. поля. Волновая ф-ция пары ведёт себя при этих преобразованиях как волновая ф-ция частицы с зарядом $2e$ (e — заряд электрона). Соответственно никакие имеющие прямой физ. смысл величины не должны меняться при след. преобразовании A, φ и фазы волновой ф-ции α:

$$A \to A + \nabla f, \quad \varphi \to \varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial f}{\partial t}, \quad \alpha \to \alpha + \frac{4\pi e}{hc} f, \qquad (4)$$

где f — произвольная ф-ция координат и времени.

Характерным М. к. э. в сверхпроводнике является *квантование магнитного потока*. Поток индукции через отверстие в массивном сверхпроводнике может быть равен лишь целому кратному от нек-рого «кванта потока» Φ_0. Для доказательства рассмотрим охватывающий отверстие контур в глубине сверхпроводника (толщиной больше глубины проникновения магн. поля), где магн. поле, а следовательно, и плотность тока отсутствуют (магн. поле вытесняется из сверхпроводника вследствие эффекта Мейснера). Сверхпроводящий ток, как и сверхтекучая скорость в гелии, связан с градиентом фазы волновой ф-ции α. Поэтому при полном отсутствии магн. поля, когда можно считать, что $A = 0$ во всём пространстве, условие отсутствия тока имеет вид $\nabla\alpha = 0$. Но при наличии A это соотношение не может быть верным, т. к. оно нарушается при преобразовании (4). Инвариантное относительно (4) условие, очевидно, имеет вид

$$\nabla\alpha - \frac{4\pi e}{hc} A = 0. \qquad (5)$$

Проинтегрировав (5) по указанному контуру и учитывая, что $\oint \nabla\alpha dl = 2\pi n$, а поток магн. индукции

$$\Phi = \int B dS = \int \mathrm{rot} A dS = \oint A dl,$$

получаем

$$\Phi = n\Phi_0, \quad \Phi_0 = \frac{hc}{2|e|} \approx 2{,}07\cdot10^{-7}\ \text{Гс}\cdot\text{см}^2. \qquad (6)$$

Наличие множителя 2 в знаменателе непосредственно связано со спариванием электронов в сверхпроводнике. Тот факт, что для вывода (6) было достаточно рассмотреть область пространства, где магн. поле отсутствует, ярко демонстрирует неклассич. характер эффекта.

Квантование потока было экспериментально обнаружено в 1961 Б. С. Дивером и У. М. Фэрбанком [2], а также Р. Доллом и М. Набауэром [3]. В этих экспериментах использовались оловянные трубочки диам. $(1-1{,}5)\cdot10^{-3}$ см и длиной порядка 1 см. Когда в трубочке был «вморожен» один квант потока, магн. поле в ней равнялось примерно 0,1 Гс. В опытах можно было измерить магн. момент трубочки, а следовательно, и постоянную Планка.

Др. типа М. к. э. возможны в сверхпроводниках 2-го рода. Достаточно сильное магн. поле проникает в них в виде отд. нитей — вихрей Абрикосова (см. *Квантованные вихри*) с толщиной порядка глубины проникновения слабого поля в сверхпроводник. В каждой нити заключён один квант потока.

Очень важные для техн. приложений М. к. э. основаны на *Джозефсона эффекте* [4,5]. Они наблюдаются в сверхпроводящих цепях, в к-рых имеются джозефсоновские контакты — тонкие слои диэлектрика (или несверхпроводящего материала), разделяющие два сверхпроводника. Квантовое туннелирование позволяет электронам переходить из одного сверхпроводника в другой, так что в цепи может течь сверхпроводящий ток. Величина этого тока I должна определяться разностью фаз волновой ф-ции сверхпроводящих пар по обе стороны контакта:

$$I(\alpha) = I(\alpha_1 - \alpha_2). \qquad (7)$$

Ф-ция $I(\alpha)$ строго периодична с периодом 2π, поскольку при изменении фазы на 2π волновая ф-ция ψ_0 не меняется. Кроме того, она нечётна, т. к. изменение знака α соответствует в квантовой механике *обращению времени*, что меняет знак тока.

Из М. к. э. в джозефсоновских контактах рассмотрим нестационарный эффект Джозефсона, к-рый наблюдается при приложении к контакту постоянной разности потенциалов (этот эффект экспериментально обнаружен И. М. Дмитренко и И. К. Янсоном в 1964). В отсутствие разности потенциалов явления в цепи стационарны, так что α_1 и α_2 не зависят от времени: $\partial\alpha_1/\partial t = \partial\alpha_2/\partial t = 0$. При наличии скалярного потенциала эти равенства обобщаются так, чтобы они оставались инвариантными при преобразованиях (4):

$$\frac{\partial\alpha_1}{\partial t} + \frac{4\pi e}{h}\varphi_1 = 0, \qquad \frac{\partial\alpha_2}{\partial t} + \frac{4\pi e}{h}\varphi_2 = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_1 - \alpha_2) = \frac{4\pi e}{h} V = 0, \quad V = \varphi_1 - \varphi_2.$$

Если V не зависит от времени, то $\alpha_1 - \alpha_2 = (4\pi e/h)V(t)$, что даёт для тока

$$I(\alpha) = I\left(\frac{4\pi eV}{h} t + \text{const}\right). \qquad (8)$$

Т. о., если к контакту приложено пост. напряжение, в цепи течёт строго периодич. ток. Более подробная теория показывает, что ток $I(\alpha)$ в (7) и (8) является синусоидальным с частотой $\nu = 2eV/h$. Монохроматичность тока нарушается только флуктуациями напряжения в цепи. Рассмотренный эффект позволил уточнить известное значение постоянной Планка.

На основе джозефсоновских контактов созданы получившие широкое распространение сверхпроводящие квантовые интерферометры — СКВИДы. Принципиальная схема такого прибора содержит включённое в электрич. цепь, разрезанное в двух местах сверхпроводящее кольцо, причём в разрезы вставлены джозефсоновские контакты. Рассуждения, аналогичные проведённым при выводе (6), показывают, что если кольцо пронизывает поток магн. индукции Ф, то разности фаз на контактах будут отличаться на $2\pi(n + \Phi/\Phi_0)$. Это приводит к зависимости тока в цепи от потока Ф:

$$I = I_0 \sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \qquad (9)$$

что позволяет измерять изменения потока в доли кванта Φ_0.

Своеобразна ситуация в сверхтекучем ^{3}He. Атомы ^{3}He являются фермионами, и его сверхтекучесть связана с образованием куперовских пар. В ^{3}He эти пары образуются, в отличие от пар электронов в обычных сверхпроводниках, с орбитальным и спиновым угл. моментами, равными единице. Это приводит к тому, что волновая ф-ция пар в ^{3}He является не скаляром, а тензором 2-го ранга, что обусловливает анизотропию сверхтекучего ^{3}He и большое разнообразие в нём М. к. э.

В 1980 обнаружен новый тип явлений, к-рый также носит характер М. к. э., — *квантовый Холла эффект*. Он наблюдается при низких темп-рах в инверсном слое — двумерной системе электронов, удерживаемых вблизи границы раздела двух полупроводников перпендикулярным к границе электрич. полем. При наложении перпендикулярного слою магн. поля H энергетич. спектр электронов разбивается на дискретные уровни Ландау. В вырожденном электронном газе заполнены те уровни Ландау, к-рые лежат ниже энергии ферми-газа, причём на каждом уровне может находиться (на единице поверхности слоя) eH/hc электронов. Холловская компонента тензора поверхностной проводимости σ_{xy} в сильном магн. поле равна $-Nec/H$, где N — поверхностная плотность электронов. Если уровень Ферми лежит между n-м и $(n+1)$-м уровнями Ландау, то $N = (eH/hc)n$ и

$$\sigma_{xy} = -n\frac{e^2}{h}, \qquad (10)$$

т. е. σ_{xy} — квантована. Число электронов, а следовательно, и положение уровня Ферми можно менять, изменяя напряжение перпендикулярного электрич. поля V. При тех значениях V, при к-рых уровень Ферми лежит указанным выше образом, на кривой $\sigma_{xy}(V)$ должен иметься плоский участок — «плато» — при квантованном значении σ_{xy}. Приведённый вывод не учитывает наличия примесей, к-рые могут связывать часть электронов, и электрон-электронного взаимодействия. На опыте, однако, наблюдаются отчётливые «плато», причём σ_{xy} на них равно значениям (10) с очень высокой точностью. Кроме того, имеются, по-видимому, «плато» при дробных рациональных значениях n, что можно интерпретировать как существование квазичастиц с дробными значениями электрич. заряда. Полное теоретич. объяснение этих особенностей эксперимента пока отсутствует. Возможно, что кулоновское взаимодействие между электронами приводит к особого рода квантовой когерентности в этой системе.

Лит.: 1) Vinen W. F., The detection of single quanta of circulation in liquid helium II, «Proc. Roy. Soc.», 1961, v. 260 A, p. 218; 2) Deaver B. S., Fairbank W. M., Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 43; 3) Doll R., Näbauer M., Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring, там же, p. 51; 4) Кулик И. О., Янсон И. К., Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М., 1970; 5) Бароне А., Патерно Д., Эффект Джозефсона: физика и применения, пер. с англ., М., 1984; 6) Laughlin R. B., Anomalous quantum Hall effect. An incompressible quantum fluid with fractionally charged excitations, «Phys. Rev. Lett.», 1983, v. 50, p. 1395. См. также лит. при ст. *Квантовая жидкость, Сверхпроводимость, Сверхтекучесть*.

Л. П. Питаевский.

МАКСВЕЛЛ (Мкс, Mx) — единица магн. потока в *СГС системе единиц*. Назв. в честь Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell). 1 Мкс = 10^{-8} Вб (см. *Вебер*).

МАКСВЕЛЛА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — распределение по скоростям частиц (молекул) макроскопич. физ. системы, находящейся в статистич. равновесии, в отсутствие внеш. поля при условии, что движение частиц подчиняется законам классич. механики. Установлено Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) в 1859. Согласно М. р., вероятное число частиц в единице объёма, компоненты скоростей к-рых лежат в интервалах от v_x до $v_x + dv_x$, от v_y до $v_y + dv_y$ и от v_z до $v_z + dv_z$, равно $dw_v = f(\boldsymbol{v})dv_x dv_y dv_z$, где $f(\boldsymbol{v}) = n(m/2\pi kT)^{3/2} \times \exp[-m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2kT]$ — ф-ция распределения Максвелла по скоростям, n — число частиц в единице объёма, m — масса частицы, T — абс. темп-ра. Отсюда следует, что число частиц, абс. значения скоростей к-рых лежат в интервале от v до $v + dv$, равно

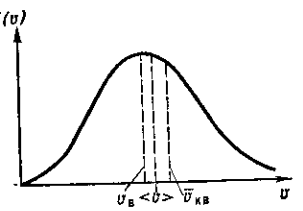
$$dw_v = F(v)dv = n(m/2\pi kT)^{3/2}\exp[-mv^2/2kT]4\pi v^2 dv.$$

Это распределение наз. М. р. по абс. значениям скоростей. Ф-ция $F(v)$ достигает максимума при скорости $v_в = (2kT/m)^{1/2}$, наз. наиб. вероятной скоростью. Для молекул H_2 при $T = 273$ К $v_в \sim 1500$ м/с. При помощи М. р. можно вычислить ср. значение любой ф-ции от скорости молекул: ср. квадрат скорости $\langle v^2\rangle = 3kT/m$, ср. квадратичную скорость $v_{кв} \equiv \langle v^2\rangle^{1/2} = (3kT/m)^{1/2}$, ср. арифметич. скорость $\langle v\rangle = (8kT/\pi m)^{1/2}$, к-рая в $(4/\pi)^{1/2}$ раза больше $v_в$ (рис.).

М. р. по относит. скоростям молекул u имеет вид

$$dw_u = n(m/4\pi kT)^{3/2}\exp(-mu^2/4kT)4\pi u^2 du,$$

откуда следует, что ср. относит. скорость молекул равна $\langle u\rangle = \sqrt{2}\langle v\rangle$.



М. р. не зависит от взаимодействия между молекулами и справедливо не только для газов, но и для жидкостей, если для них возможно классич. описание. В случае многоатомных молекул М. р. имеет место для поступат. движения молекул (для скорости их центра тяжести) и не зависит от внутримолекулярного движения и вращения даже в том случае, когда для них необходимо квантовое описание. М. р. справедливо для *броуновского движения* частиц, взвешенных в жидкости или газе.

Максвелл использовал для обоснования М. р. *детального равновесия принцип*. М. р. можно получить из *канонического распределения Гиббса* для классич. системы, интегрируя по всем пространственным координатам и по всем скоростям, кроме одной, т. к. в классич. случае распределение по скоростям не зависит от распределения по пространственным координатам. М. р. является частным решением *кинетического уравнения Больцмана* для случая статистич. равновесия в отсут-

ствие внеш. полей. М. р. обращает в нуль интеграл столкновения этого ур-ния, выражающего баланс между прямыми и обратными столкновениями. Во внеш. потенциальном поле имеет место распределение Максвелла — Больцмана (см. *Больцмана распределение*). М. р.— предельный случай *Бозе — Эйнштейна распределения* и *Ферми — Дирака распределения* в случае, когда можно пренебречь явлением квантового вырождения газа. М. р. подтверждено экспериментально О. Штерном (O. Stern) в 1920 в опытах с молекулярными пучками от источника, помещённого внутри вращающейся цилиндрич. поверхности, и позднее (1947) в опытах И. Эстермана (I. Estermann), О. Симпсона (O. Simpson) и Штерна по свободному падению молекул пучка под действием силы тяжести.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 22; Рамзей Н., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1960; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 2 — Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979, § 72—74; Хир К., Статистическая механика, кинетическая теория и стохастические процессы, пер. с англ., М., 1976, гл. 1.

Д. Н. Зубарев.

МАКСВЕЛЛА СООТНОШЕ́НИЯ — соотношения между производными термодинамич. ф-ций:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V=-\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S,\quad \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P=\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S,$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V=\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T,\quad \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P=-\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T,$$

где P — давление, T — абс. темп-ра, V — объём, S — *энтропия*. М. с. можно получить из *второго начала термодинамики*. Напр., из термодинамич. равенства $dU = TdS - PdV$, где U — внутр. энергия, следует первое М. с. как условие того, что dU есть полный дифференциал. Остальные М. с. следуют из того, что энтальпия H, энергия Гельмгольца F и энергия Гиббса G являются *характеристическими функциями* или *термодинамическими потенциалами* в переменных S, P; V, T; P, T. Иногда М. с. наз. соотношениями взаимности.

Лит.: Стенли Г., Фазовые переходы и критические явления, пер. с англ., М., 1973, гл. 2; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984, § 2, 8.

Д. Н. Зубарев.

МАКСВЕЛЛА ТЕ́НЗОР НАТЯЖЕ́НИЙ — пространственная часть тензора энергии-импульса эл.-магн. поля:

$$\sigma_{\alpha\beta}=\frac{1}{4\pi}\left[E_\alpha E_\beta+H_\alpha H_\beta-\frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}(E^2+H^2)\right], \quad (1)$$

где E_α, E_β и H_α, H_β — компоненты электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{H}$ полей в вакууме, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$. М. т. н. введён Дж. К. Максвеллом в 1861. Следуя М. Фарадею (M. Faraday), Максвелл считал причиной электрич. и магн. явлений упругие деформации гипотетич. среды — *эфира*. Характерной особенностью сил упругости является возможность сведения их к натяжениям (напряжениям), возникающим в деформиров. средах. Если f_α — компонент силы, действующий на единицу объёма упругой среды, то суммарный α-компонент силы, действующий на нек-рый объём V, сводится к интегралу сил натяжений по поверхности этого объёма:

$$\int f_\alpha\, dV=\oint\sigma_{\alpha\beta}ds_\beta\,, \quad (2)$$

где ds_β — компоненты элемента поверхности ds, направленного по внеш. нормали к поверхности. Т. о., $\sigma_{\alpha\beta}$ представляет собой α-й компонент силы, действующей на единицу поверхности, перпендикулярный β-й оси. Если известны поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ вне нек-рого тела, находящегося в вакууме, то М. т. н. позволяет найти силу, действующую на тело. Так, напр., учитывая, что у поверхности проводника напряжённость поля $\boldsymbol{E}$ имеет только нормальную составляющую, из (1) легко найти, что на единицу поверхности проводника действует сила «отрицательного» давления (давление направлено наружу от проводника) $E^2/8\pi$. Апалогично на единицу поверхности сверхпроводника, помещённого в магн. поле, действует сила «положительного» давления, равная $H^2/8\pi$. Различие в знаке силы связано с тем, что у поверхности сверхпроводника, выталкивающего магн. поле, напряжённость поля $\boldsymbol{H}$ имеет только тангенциальную составляющую. М. т. н. позволяет определять величину *давления света*. Напр., пусть плоская монохроматич. световая волна падает по нормали на поверхность диэлектрика и поглощается им. Т. к. вблизи поверхности диэлектрика поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ имеют только тангенциальные составляющие, то, согласно (1), давление световой волны на диэлектрик равно плотности энергии эл.-магнитного поля $(E^2 + H^2)/8\pi$.

Выражение (2) справедливо только в том случае, если компоненты тензора натяжений связаны с плотностью объёмных сил дифференц. соотношением

$$\frac{\partial\sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta}=f_\alpha\,. \quad (3)$$

Используя *Максвелла уравнения*, из (3) получаем след. выражение для объёмной силы:

$$\boldsymbol{f}=\rho\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{jH}]+\frac{1}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{EH}], \quad (4)$$

где ρ — плотность электрич. заряда, $\boldsymbol{j}$ — плотность электрич. тока. Соотношение (4) связывает плотность объёмной силы со скоростью изменения механич. импульса (*Лоренца силой*) и со скоростью изменения импульса эл.-магн. поля.

В случае материальной среды Максвелл предполагал, что тензор натяжений имеет вид

$$\sigma_{\alpha\beta}=\frac{1}{4\pi}\left[E_\alpha D_\beta+H_\alpha B_\beta-\frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}(\boldsymbol{ED}+\boldsymbol{HB})\right], \quad (5)$$

где D_β, B_β — компоненты электрич. и магн. индукции. Тензор (5) в общем случае несимметричен. Система объёмных сил может быть заменена эквивалентной системой натяжений только тогда, когда тензор натяжений симметричен (в противном случае момент объёмных сил будет отличаться от момента сил натяжений).

В макроскопич. электродинамике существуют разл. конкурирующие выражения для тензора энергии-импульса эл.-магн. поля в среде. Основные из них: симметричный тензор Абрагама и несимметричный тензор Минковского, пространственной частью к-рого является выражение (5). Тензор натяжений, получающийся из (5) симметризацией по индексам α и β, был введён Г. Р. Герцем (H. R. Hertz) и представляет собой симметричную часть тензора энергии-импульса Абрагама в системе покоя материальной среды как целого. Существование различных допустимых выражений для тензора энергии-импульса и соответственно для тензора натяжений эл.-магн. поля в среде (в т. ч. и несимметричных) вызвано двумя обстоятельствами. Первое связано с тем, что два тензора натяжений $\sigma_{\alpha\beta}$ и $\sigma'_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} + \tau_{\alpha\beta}$ определяют одну и ту же наблюдаемую объёмную силу f_α, если $\partial\tau_{\alpha\beta}/\partial x_\beta = 0$, а т. к. система натяжений рассматривается как нек-рое вспомогат. построение, то тензоры $\sigma_{\alpha\beta}$ и $\sigma'_{\alpha\beta}$ эквивалентны. Второе обстоятельство заключается в том, что тензор натяжений эл.-магн. поля в среде представляет собой только часть полного тензора натяжений $\sigma^{\text{полн}}_{\alpha\beta} = \sigma^{\text{поля}}_{\alpha\beta} + \sigma^{\text{вещества}}_{\alpha\beta}$. Разделение полного тензора натяжений на «полевую» и «вещественную» части может осуществляться разл. способами, каждый из к-рых обладает своими преимуществами.

В случае изотропной среды с диэлектрич. проницаемостью ε и магн. проницаемостью μ М. т. н. (5) симметричен и имеет вид

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi}\left[\varepsilon E_\alpha E_\beta + \mu H_\alpha H_\beta - \frac{1}{2}(\varepsilon E^2 + \mu H^2)\right]. \quad (6)$$

Если поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ стационарны, то из соотношений (6) и (3) следует выражение для плотности объёмной силы:

$$\boldsymbol{f} \equiv f_0 = \rho\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{jH}] - \frac{1}{8\pi}E^2\mathrm{grad}\,\varepsilon - \frac{1}{8\pi}H^2\mathrm{grad}\mu. \quad (7)$$

В М. т. н. (6) и соответственно в выражении для плотности объёмной силы (7) не учтена зависимость ε и μ от плотности среды, ответственная за возникновение магнито- и электрострикционных явлений — упругих деформаций, вызываемых в материальных средах эл.-магн. полями.

Если поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ нестационарны, то из (6) и (3) следует, вместо (7), соотношение

$$\boldsymbol{f} = f_0 + \frac{\varepsilon\mu}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{EH}]. \quad (8)$$

Казалось бы, в рассматриваемом случае изотропной среды не возникает никаких затруднений. М. т. н. симметричен, нет разногласий в том, как он выглядит, и как будто бы однозначно интерпретируется соотношение (8), аналогичное соотношению (4) для случая вакуума: второе слагаемое в (8) естественно считать скоростью изменения плотности импульса эл.-магн. поля в среде, равной, следовательно,

$$\boldsymbol{g}^{\mathrm{M}} = \varepsilon\mu[\boldsymbol{EH}]/4\pi c$$

(такой считал плотность импульса в среде Г. Минковский, H. Minkowski, 1908). Однако, согласно М. Абрагаму (M. Abraham, 1909), плотность импульса эл.-магн. поля в среде $\boldsymbol{g}^{\mathrm{A}} = [\boldsymbol{EH}]/4\pi c$. Приняв для плотности импульса в среде выражение Абрагама, можно переписать соотношение (8) в виде

$$\boldsymbol{f} = f_0 + \boldsymbol{f}^{\mathrm{A}} + \frac{1}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{EH}]. \quad (9)$$

Теперь последнее слагаемое в (9) описывает скорость изменения плотности импульса эл.-магн. поля в среде, а величина

$$\boldsymbol{f}^{\mathrm{A}} = \frac{\varepsilon\mu - 1}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{EH}] \quad (10)$$

представляет собой т. н. силу Абрагама. В 1975—77 предприняты попытки непосредств. измерения этой крайне малой силы. Объёмная сила, соответствующая силе Абрагама (10), была обнаружена в эксперименте канад. физиков (Walker G. B., Lahoz D., Walker G., «Can. J. Phys.», 1975, v. 53, p. 2577). Её существование свидетельствует в пользу выбора симметричного тензора энергии-импульса эл.-магн. поля в среде (и соответствующего симметричного М. т. н.) в форме Абрагама.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987.

Ю. П. Степановский.

МАКСВЕЛЛА УРАВНЕ́НИЯ

Содержание:

1. Краткая история 33
2. Каноническая форма 33
3. Максвелла уравнения в интегральной форме . . 33
4. Общая характеристика Максвелла уравнений . . 34
5. Максвелла уравнения для комплексных амплитуд . . 34
6. Алгебраические Максвелла уравнения 34
7. Материальные уравнения 35
8. Граничные условия 36
9. Двойственная симметрия Максвелла уравнений . . 36
10. Максвелла уравнения в четырёхмерном представлении 37
11. Лоренц-инвариантность Максвелла уравнений . . 37
12. Лагранжиан для электромагнитного поля 38
13. Единственность решений Максвелла уравнений . . 38
14. Классификация приближений Максвелла уравнений 38
15. Максвелла уравнения в различных системах единиц 39

Максвелла уравнения — ур-ния, к-рым подчиняется (в пределах применимости классической макроскопич. электродинамики, см. *Электродинамика* классическая), *электромагнитное поле* в вакууме и сплошных средах.

1. Краткая история

Установлению М. у. предшествовал ряд открытий законов взаимодействий заряженных, намагниченных и токонесущих тел (в частности, законов Кулона, Био — Савара, Ампера). В 1831 М. Фарадей (M. Faraday) открыл закон эл.-магн. индукции и примерно в то же время ввёл понятие электрич. и магн. полей как самостоят. физ. субстанций. Опираясь на фарадеевское представление о поле и введя ток смещения, равнозначный по своему магн. действию обычному электрич. току, Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell, 1864) сформулировал систему ур-ний, названную впоследствии ур-ниями Максвелла. М. у. функционально связывают электрич. и магн. поля с зарядами и токами и охватывают собой все известные закономерности макроэлектромагнетизма. Впервые о М. у. было доложено на заседании Лондонского Королевского общества 27 окт. 1864. Первоначально Максвелл прибегал к вспомогат. механич. моделям «эфира», но уже в «Трактате об электричестве и магнетизме» (1873) эл.-магн. поле рассматривалось как самостоят. физ. объект. Физ. основа М. у. — принцип близкодействия, утверждающий, что передача эл.-магн. возмущений от точки к точке происходит с конечной скоростью (в вакууме со скоростью света c). Он противопоставлялся ньютоновскому принципу дальнодействия, сводящемуся к мгновенной передаче воздействий на любое расстояние ($c \to \infty$). Матем. аппаратом теории Максвелла послужил векторный анализ, представленный в инвариантной форме через *кватернионы* Гамильтона. Сам Максвелл считал, что его заслуга состоит лишь в матем. оформлении идей Фарадея.

2. Каноническая форма

Канонич. форма записи, принятая ныне, принадлежит Г. Герцу (H. Hertz) и О. Хевисайду (O. Heaviside) и основана на использовании не кватернионных, а *векторных полей*: *напряжённости электрического поля* $\boldsymbol{E}$, *напряжённости магнитного поля* $\boldsymbol{H}$, векторов *электрической индукции* $\boldsymbol{D}$ и *магнитной индукции* $\boldsymbol{B}$. М. у. связывают их между собой, с *плотностью электрического заряда* ρ и *плотностью электрического тока* $\boldsymbol{j}$, к-рые рассматриваются как источники:

$$[\nabla\boldsymbol{H}] = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$[\nabla\boldsymbol{E}] = -\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla\boldsymbol{B} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla\boldsymbol{D} = 4\pi\rho. \quad (4)$$

Здесь использована *Гаусса система единиц* (о записи М. у. в др. системах см. в разделе 15). Входящие в (1) — (4) величины $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{j}$ являются истинными, или полярными, векторами (а величина ρ — истинным скаляром), поля $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{B}$ — псевдовекторами, или *аксиальными векторами*. Все эти величины предполагаются непрерывными (вместе со всеми производными) ф-циями времени t и координат $\boldsymbol{r}$ ($r_\alpha \equiv x_\alpha$, $\alpha = 1, 2, 3$). Следовательно, в ур-ниях (1) — (4) не учитывается ни дискретная структура электрич. зарядов и токов, ни квантовый характер самих полей. Учёт дискретности истинных источников может быть произведён даже в доквантовом (классич.) приближении с помощью *Лоренца — Максвелла уравнений*.

3. Максвелла уравнения в интегральной форме

Используя *Гаусса — Остроградского формулу* и *Стокса формулу*, ур-ниям (1) — (4) можно придать форму интегральных:

$$\oint \boldsymbol{H}d\boldsymbol{l} = \frac{4\pi}{c}\int\limits_S \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_S \boldsymbol{D}d\boldsymbol{S}, \qquad (1a)$$

$$\oint \boldsymbol{E}d\boldsymbol{l} = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_S \boldsymbol{B}d\boldsymbol{S}, \qquad (2a)$$

$$\oint \boldsymbol{B}d\boldsymbol{S} = 0, \qquad (3a)$$

$$\oint \boldsymbol{D}d\boldsymbol{S} = 4\pi\int\limits_V \rho dV. \qquad (4a)$$

Криволинейные интегралы в (1*a*), (2*a*) берутся по произвольному замкнутому контуру (их наз. циркуляциями векторных полей), а стоящие в правых частях поверхностные интегралы — по поверхностям, ограниченным этими контурами (опирающимся на них), причём направление циркуляции (направление элемента контура $d\boldsymbol{l}$) связано с направлением нормали к S (вектор $d\boldsymbol{S}$) правовинтовым соотношением (если в качестве исходного выбрано пространство с правыми системами координат). В интегралах по замкнутым поверхностям (S) в (3*a*), (4*a*) направление вектора элемента площади $d\boldsymbol{S}$ совпадает с наружной нормалью к поверхности; V — объём, ограниченный замкнутой поверхностью S.

М. у. в форме (1*a*) — (4*a*) предназначаются не только для изучения топологич. свойств эл.-магн. полей, но и являются удобным аппаратом решения конкретных задач электродинамики в системах с достаточно высокой симметрией или с априорно известными распределениями полей. Кроме того, в матем. отношении эта система ур-ний содержательнее системы (1) — (4), поскольку пригодна для описания разрывных, недифференцируемых распределений полей. Но в отношении физ. пределов применимости обе системы ур-ний равнозначны, т. к. любые скачки полей в макроэлектродинамике должны рассматриваться как пределы микромасштабно плавных переходов, с тем чтобы внутри них сохранялась возможность усреднения ур-ний Лоренца — Максвелла. С этими оговорками резкие скачки можно описывать и в рамках М. у. (1) — (4), прибегая к аппарату *обобщённых функций*.

Наконец, М. у. в интегральной форме облегчают физ. интерпретацию мн. эл.-магн. явлений и поэтому нагляднее сопоставляются с теми экспериментально установленными законами, к-рым они обязаны своим происхождением. Так, ур-ние (1*a*) есть обобщение Био — Савара закона (с добавлением к току $I = \int_S \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S}$ максвелловского *смещения тока*). Ур-ние (2*a*) выражает закон индукции Фарадея; иногда его правую часть переобозначают через «магн. ток смещения»

$$I^m_{\text{см}} = \int j^m_{\text{см}}\, d\boldsymbol{S} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \Phi_B}{\partial t}, \qquad j^m_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},$$

где $j^m_{\text{см}}$ — плотность «магн. тока смещения», Φ_B — магн. поток. Ур-ние (3*a*) связывают с именем Гаусса (C. F. Gauß), установившим соленоидальность поля $\boldsymbol{B}$, обусловленную отсутствием истинных магн. зарядов. Впрочем вопрос о существовании *магнитных монополей* пока остаётся открытым. Но соответствующее обобщение М. у. произведено (Хевисайд, 1885) на основе принципа двойственной симметрии М. у. (см. в разделе 9), для чего в (2) и (2*a*) наряду с магн. током смещения вводится ещё и «истинный» магн. ток (процедура, обратная проделанной когда-то Максвеллом с электрич. током в первом ур-нии), а в ур-ние Гаусса (3), (3*a*) — магн. заряд

$$Q^m = \frac{1}{4\pi}\int \rho^m dV = \frac{1}{4\pi}\oint \boldsymbol{B}d\boldsymbol{S},$$

где ρ^m — плотность магн. заряда. Фактически все экспериментальные установки для регистрации ожидаемых магнитных монополей основаны на этом предположении. Наконец, ур-ние (4*a*) определяет поле свободного электрич. заряда; его иногда называют законом Кулона (Ch. A. Coulomb), хотя, строго говоря, оно не содержит утверждения о силе взаимодействия между зарядами, да и к тому же справедливо не только в электростатике, но и для систем с произвольным изменением поля во времени. На тех же основаниях иногда и ур-ние (1*a*) связывают с именем Ампера (A. Ampère).

4. Общая характеристика Максвелла уравнений

Совокупность М. у. (1) — (4) составляет систему из восьми (двух векторных и двух скалярных) линейных дифференц. ур-ний 1-го порядка для четырёх векторов ($\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{D}$). Источники (скаляр ρ и вектор $\boldsymbol{j}$) не могут быть заданы произвольно; применяя операцию (∇) к ур-нию (1) и подставляя результат в (4), получаем:

$$\nabla \boldsymbol{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \qquad (5)$$

или в интегральной форме:

$$\oint \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S} + \frac{\partial}{\partial t}\int \rho dV = 0. \qquad (5a)$$

Это ур-ние непрерывности для тока, содержащее в себе закон сохранения заряда для замкнутых изолиров. областей ($\oint \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S} = 0$, $\int \rho dV = \text{const}$),— один из фундам. физ. принципов, подтверждаемых в любых экспериментах.

Ур-ния (1) — (4) распадаются на два самостоят. «блока»: ур-ния (1) и (4), содержащие векторы $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H}$ и источники ρ, $\boldsymbol{j}$, и ур-ния (2) и (3) — однородные ур-ния для $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, не содержащие источников. Ур-ния (2) и (3) допускают получение общего решения, в к-ром $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ выражаются через т. н. *потенциалы электромагнитного поля* $\boldsymbol{A}^e$ и φ^e. При этом ур-ние (3) «почти следует» из (2), т. к. операция (∇), применённая к (2), даёт $\nabla \boldsymbol{B} = \text{const}$, что отличается от (3) только константой, определяемой нач. условиями. Аналогично ур-ние (4) «почти следует» из (1) и ур-ния непрерывности (5).

Система М. у. (1) — (4) не является полной: по существу, она связывает 4 векторные величины двумя векторными ур-ниями. Её замыкание осуществляется путём добавления соотношений, связывающих векторы 1-го «блока» $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$ с векторами 2-го «блока» $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$. Эти соотношения зависят от свойств сред (материальных сред), в к-рых происходят эл.-магн. процессы, и наз. материальными ур-ниями (см. раздел 7).

5. Максвелла уравнения для комплексных амплитуд

В силу линейности системы (1) — (4) для её решений справедлив *суперпозиции принцип*. Часто оказывается удобным фурье-представление общего решения (1) — (4) как ф-ции времени (см. *Фурье преобразование*). Записывая временно́й фактор в виде $\exp(i\omega t)$, для комплексных фурье-амплитуд ($\boldsymbol{E}_\omega$, $\boldsymbol{H}_\omega$ и т. д.) получаем систему ур-ний

$$[\nabla \boldsymbol{H}_\omega] - \frac{i\omega}{c}\boldsymbol{D}_\omega = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}_\omega, \qquad (1б)$$

$$[\nabla \boldsymbol{E}_\omega] + \frac{i\omega}{c}\boldsymbol{B}_\omega = 0, \qquad (2б)$$

$$\nabla \boldsymbol{B}_\omega = 0, \qquad (3б)$$

$$\nabla \boldsymbol{D}_\omega = 4\pi\rho_\omega. \qquad (4б)$$

Система (1*б*) — (4*б*) в нек-ром смысле удобнее (1) — (4), ибо упрощает применение к эл.-динамич. системам, обладающим временно́й дисперсией (см. раздел 7), т. е. зависимостью параметров от частоты ω.

6. Алгебраические Максвелла уравнения

Если распространить (в силу линейности М. у.) фурье-разложение и на зависимость полей от пространственных координат, т. е. представить общее решение ур-ний (1) — (4) в виде суперпозиции плоских волн ти-

па exp $i(\omega t - \mathbf{kr})$ ($\mathbf{k}$ — волновой вектор), то для фурье-компонентов полей ($\boldsymbol{E}_\omega$, $\mathbf{k}$ и т. д.) получим систему алгебраич. ур-ний:

$$[i\mathbf{k}\,\boldsymbol{H}_{\omega,k}] - \frac{i\omega}{c}\boldsymbol{D}_{\omega,k} = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}_{\omega,k}, \qquad (1в)$$

$$[i\mathbf{k}\,\boldsymbol{E}_{\omega,k}] + \frac{i\omega}{c}\boldsymbol{B}_{\omega,k} = 0, \qquad (2в)$$

$$(i\mathbf{k}\,\boldsymbol{B}_{\omega,k}) = 0, \qquad (3в)$$

$$(i\mathbf{k}\boldsymbol{D}_{\omega,k}) = 4\pi\rho_{\omega,k}. \qquad (4в)$$

Такое сведение М. у. к набору ур-ний для осцилляторов (осцилляторов поля) составляет важный этап перехода к квантовой электродинамике, где эл.-магн. поле рассматривается как совокупность фотонов, характеризуемых энергиями $\hbar\omega$ и импульсами $\hbar\mathbf{k}$, $|\mathbf{k}| = \omega/c$. Однако и в макроэлектродинамике представления (1в)—(4в) оказываются иногда вполне адекватными физ. сущности процессов: напр., при выделении откликов высокодобротных систем (см. *Объёмный резонатор*) или при изучении «механизма формирования» мод со сложной пространственной структурой из набора плоских волн и т. п. Наконец, М. у. в форме (1в) — (4в) удобны для описания свойств эл.-динамич. систем, обладающих не только временно́й, но и пространственной дисперсией, если последняя задаётся в виде зависимости параметров от волнового вектора $\mathbf{k}$.

7. Материальные уравнения

В макроэлектродинамике материальные связи, характеризующие эл.-магн. свойства сред, вводятся феноменологически; они находятся либо непосредственно из эксперимента, либо на основании модельных представлений. Существуют два способа описания: в одном векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ считаются исходными и материальные ур-ния задаются в виде $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}(\boldsymbol{E},\boldsymbol{H})$ и $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}(\boldsymbol{E},\boldsymbol{H})$, в другом — за исходные берутся векторы 2-го «блока» $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, и соответствующие материальные связи представляются иначе: $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}(\boldsymbol{E},\boldsymbol{B})$, $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}(\boldsymbol{E},\boldsymbol{B})$. Оба описания совпадают для вакуума, где материальные уравнения вырождаются в равенства $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H}$.

Рассмотрим простейшую модель среды, характеризуемую мгновенным, локальным поляризац. откликом на появляющиеся в ней поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$. Под действием поля $\boldsymbol{E}$ в такой среде возникает электрич. поляризация $\boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{E})$ (см. *Поляризации вектор*), а под действием поля $\boldsymbol{H}$ — магн. поляризация $\boldsymbol{P}^m(\boldsymbol{H})$. Чаще её наз. *намагниченностью* и обозначают $\boldsymbol{M}$.

Материальные ур-ния для таких сред имеют вид

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{E}), \qquad (6)$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + 4\pi\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}). \qquad (7)$$

При этом индуцированные в среде электрич. заряды наз. связанными или поляризац. зарядами с плотностью $\rho^e_{\text{св}}$, а токи, обусловленные их изменениями,— поляризац. токами с плотностью $\boldsymbol{j}^e_{\text{св}}$:

$$\rho^e_{\text{св}} = -\nabla\boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{E}),$$

$$\boldsymbol{j}^e_{\text{св}} = \frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{E}), \qquad (8)$$

$$\nabla\,\boldsymbol{j}^e_{\text{св}} + \frac{\partial}{\partial t}\rho^e_{\text{св}} = 0.$$

Эти понятия были перенесены и на магн. поля, что можно выразить в виде системы ур-ний, аналогичной (8):

$$\rho^m_{\text{св}} = -\nabla\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}),$$

$$\boldsymbol{j}^m_{\text{св}} = \frac{\partial\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H})}{\partial t},$$

$$\nabla\,\boldsymbol{j}^m_{\text{св}} + \frac{\partial}{\partial t}\rho^m_{\text{св}} = 0,$$

и только потом выяснилось, что истинными источниками намагничивания среды оказались электрич. токи $\boldsymbol{j}^e_{\text{св}} = c[\nabla\boldsymbol{M}(\boldsymbol{B})]$, а не магн. заряды. Поэтому терминология сложилась на основе физически некорректной системы

$$[\nabla\boldsymbol{H}] = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}^e + \frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t},$$

$$\nabla\boldsymbol{H} = 4\pi\rho^m_{\text{св}}(\boldsymbol{H}),$$

тогда как следовало бы принять беззарядовые ур-ния

$$[\nabla\boldsymbol{B}] = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}^e + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}^e_{\text{св}} + \frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t}, \qquad (9)$$

$$\nabla\boldsymbol{B} = 0,$$

что равносильно замыканию исходных М. у. (1) — (4) с помощью материальных связей

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{B} - 4\pi\boldsymbol{M}(\boldsymbol{B}). \qquad (7а)$$

Из (6) и (7а) следует, что 2-й вариант представления материальных соотношений, в к-ром постулируются в качестве исходных векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, физически предпочтительнее.

В модели Лоренца — Максвелла усреднение микрополя $\boldsymbol{H}_{\text{микро}}$, произведённое с учётом вклада со стороны индуциров. полей, приводит к ур-ниям (9) и соответственно $\langle\boldsymbol{H}_{\text{микро}}\rangle = \boldsymbol{B}$. Однако обычно параметры сред вводятся с помощью ур-ний (7), что облегчает двойственную симметризацию ф-л (подробнее см. в разделе 9). Напр., скалярные восприимчивости сред (χ^e, χ^m) определяются соотношениями

$$\boldsymbol{P}^e = \chi^e\boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{P}^m = \chi^m\boldsymbol{H}$$

и позволяют ввести *диэлектрическую проницаемость* ε и *магнитную проницаемость* μ:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{B} = \mu\boldsymbol{H}, \quad \varepsilon = 1 + 4\pi\chi^e, \quad \mu = 1 + 4\pi\chi^m. \qquad (10)$$

Простейшие модели сред характеризуются пост. значениями ε и μ. В случае вакуума $\varepsilon = \mu = 1$, $\chi^e = \mu^m = 0$. Классификация разл. сред обычно основывается на материальных ур-ниях типа (10) и их обобщениях. Если проницаемости ε и μ не зависят от полей, то М. у. (1) — (4) вместе с материальными ур-ниями (10) остаются линейными, поэтому о таких средах говорят как о л и н е й н ы х с р е д а х. При наличии зависимостей $\varepsilon = \varepsilon(\boldsymbol{E},\boldsymbol{B})$, $\mu = \mu(\boldsymbol{E},\boldsymbol{B})$ среды наз. н е л и н е й н ы м и: решения М. у. в *нелинейных средах* не удовлетворяют принципу суперпозиции. Если проницаемости зависят от координат $\varepsilon = \varepsilon(\boldsymbol{r})$, $\mu = \mu(\boldsymbol{r})$, то говорят о н е о д н о р о д н ы х с р е д а х, при зависимости от времени $\varepsilon = \varepsilon(t)$, $\mu = \mu(t)$ — о н е с т а ц и о н а р н ы х с р е д а х (иногда такие эл.-динамич. системы наз. п а р а м е т р и ч е с к и м и). Для *анизотропных сред* скаляры ε, μ в (10) заменяются на *тензоры*: $D_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}E_\beta$, $B_\alpha = \mu_{\alpha\beta}H_\beta$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ (по дважды встречающимся индексам производится суммирование). Важное значение имеют также эффекты запаздывания и нелокальности отклика среды на внеш. поля. Значение индуциров. поляризации $\boldsymbol{P}^e$, напр. в момент t, может определяться, вообще говоря, значениями полей во все предыдущие моменты времени, т. е.

$$\boldsymbol{P}^e = \int_{-\infty}^{t}\chi^e(t-t')\boldsymbol{E}(t')dt',$$

что при преобразовании Фурье по времени приводит к зависимости $\varepsilon(\omega)$ [соответственно $\mu(\omega)$]. Такие среды наз. средами с временно́й (частотной) дисперсией или просто *диспергирующими средами*. Аналогичная связь устанавливается и для нелокальных взаимодействий, когда отклик в точке $\boldsymbol{r}$ зависит от значения полей,

строго говоря, во всех окружающих точках r', но обычно всё-таки в пределах нек-рой конечной её окрестности: $D(r) = \int \varepsilon(r-r')E(r')dV'$. При преобразовании Фурье по r это приводит к появлению зависимостей $\varepsilon(\mathbf{k})$ и $\mu(\mathbf{k})$; такие среды наз. средами с пространственной дисперсией (см. *Дисперсия пространственная*).

В проводящих средах входящая в М. у. (1) — (5) плотность тока $j(r,t)$ состоит из двух слагаемых: одно по-прежнему является сторонним током $j_{ст}$, обусловленным заданным перемещением электрич. зарядов под действием сторонних сил (обычно неэлектрич. происхождения), а другое — током проводимости $j_{пр}$, зависящим от полей, определяемых системой М. у., и связанным с ними материальными ур-ниями вида $j_{пр} = j_{пр}(E,B)$. В простейшем случае эта зависимость сводится к локальному *Ома закону*:

$$j^e = j^e_{ст} + j^e_{пр} = j^e_{ст} + \sigma E, \qquad (11)$$

где σ — *электропроводность* (проводимость) среды. Иногда в (11) вводят обозначение $j^e_{ст} = \sigma E_{ст}$, благодаря к-рому различают системы с заданными токами и системы с заданными полями (напряжениями). Для синусоидальных во времени полей, подчинённых ур-ниям (1$б$) — (4$б$) и материальным связям (10) и (11), вводится комплексная диэлектрич. проницаемость, объединяющая (10) и (11), $\hat{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon''$, мнимая часть к-рой обусловлена проводимостью и определяет *диссипацию энергии* эл.-магн. поля в среде. По аналогии вводится комплексная магн. проницаемость $\hat{\mu} = \mu' - i\mu''$, мнимая часть к-рой обусловливает потери, связанные с перемагничиванием среды. Комплексные проницаемости в общем случае зависят от частоты ω и волнового вектора $\mathbf{k}$; эти зависимости не могут быть произвольными: *причинности принцип* связывает их действительные и мнимые части *Крамерса — Кронига соотношениями*.

В общем случае вид материальных ур-ний зависит также и от системы отсчёта, в к-рой эти ур-ния рассматривают. Так, если в неподвижной системе K среда характеризуется простейшими ур-ниями (10), то в инерциальной системе K', движущейся относительно K с пост. скоростью u, появляется анизотропия:

$$\begin{aligned}
D'_{\parallel} &= \varepsilon E', \quad H'_{\parallel} = \frac{1}{\mu} B'_{\parallel}, \\
D'_{\perp} &= \left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)^{-1}\left\{\varepsilon\left(E'_{\perp} - \frac{1}{c}[u\,B']_{\perp}\right) + \right. \\
&\left. + \frac{1}{\mu}\left[\frac{u}{c}\left(B' + \left[\frac{u}{c}E'\right]\right)\right]_{\perp}\right\}, \qquad (12) \\
H'_{\perp} &= \left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)^{-1}\left\{\frac{1}{\mu}\left(B'_{\perp} + \left[\frac{u}{c}D'\right]_{\perp}\right) - \right. \\
&\left. - \varepsilon\left[\frac{u}{c}\left(D' - \left[\frac{u}{c}H'\right]\right)\right]_{\perp}\right\},
\end{aligned}$$

где индексы $\parallel$ и $\perp$ обозначают продольные и поперечные к u составляющие векторов. В рамках алгебраич. М. у. (1$в$) — (4$в$) материальные ур-ния (12) могут быть переписаны в виде

$$D'_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega,\mathbf{k})E'_\beta, \quad B'_\alpha = \mu_{\alpha\beta}(\omega,\mathbf{k})H'_\beta,$$

что можно трактовать как наличие временно́й и пространственной дисперсии. Исследование процессов с материальными связями типа (12) составляет предмет *электродинамики движущихся сред*. Заметим, что хотя характеристики ε и μ удобно симметризуют материальные ур-ния, их введение не является непременным условием замыкания М. у. Соответствующей перенормировкой допустимо свести описание магн. поля к одновекторному, т. е. сделать $B = H$, $\mu = 1$, но при этом даже для изотропной среды диэлектрич. проницаемость становится тензором, она различна для вихревых и потенциальных полей. Физически это связано с неоднозначностью модельного представления дипольных моментов, во всяком случае при $\omega \neq 0$ они могут равноправно интерпретироваться и как зарядовые, и как токовые.

8. Граничные условия

Поскольку М. у. справедливы для любых (в рамках применимости макроэлектродинамики) неоднородных сред, то в областях резкого изменения их параметров иногда можно игнорировать тонкую структуру распределения полей в переходном слое и ограничиться «сшиванием» полей по разные стороны от него, заменяя тем самым переходный слой матем. поверхностью — границей, лишённой толщины. Если внутри переходной области имелись заряды с объёмной плотностью ρ или токи с объёмной плотностью j, то при сжатии слоя в поверхность сохраняются их интегральные значения — вводятся поверхностные заряды $\rho_{пов}$ и поверхностные токи $j_{пов}$: $\rho_{пов} = \int_{\Delta x}\rho dx$, $j_{пов} = \int_{\Delta x} j dx$, где Δx — толщина переходного слоя.

Применение М. у. и ур-ния непрерывности приводит к следующим граничным условиям:

$$\left[n_{1,2}(H_2 - H_1)\right] = \frac{4\pi}{c} j_{пов}, \qquad (1г)$$

$$[n_{1,2}(E_2 - E_1)] = 0, \qquad (2г)$$

$$n_{1,2}(B_2 - B_1) = 0, \qquad (3г)$$

$$n_{1,2}(D_2 - D_1) = 4\pi\rho_{пов}, \qquad (4г)$$

$$n_{1,2}(j_2 - j_1) = -\frac{\partial}{\partial t}\rho_{пов}. \qquad (5г)$$

Здесь индексы 1 и 2 характеризуют поля по разные стороны от границы, а $n_{1,2}$ — единичный вектор нормали к поверхности, направленный из среды 1 в среду 2. Правила (1$г$) — (5$г$) пригодны для перехода через любые поверхности, независимо от того, совпадают ли они с границами раздела сред или проходят по однородным областям, поэтому их иногда наз. поверхностными М. у.

Иногда граничные условия (1$г$) — (5$г$) порождают краевые условия, т. е. задают не правила перехода через границу, а сами поля на ней. Напр., внутри идеального проводника ($\sigma = \infty$) в силу (11) $E = 0$ (иначе возник бы ток неограниченной плотности), поэтому на границе раздела диэлектрик — идеальный проводник в согласии с (2$г$) $[n_{1,2}E_2] = 0$. Такие границы наз. идеальными электрич. стенками. Аналогично вводится понятие идеальной магн. стенки, на к-рой $[n_{1,2}H_2] = 0$. Если структура полей по одну сторону от границы универсальна, т. е. не зависит от распределения полей по др. сторону, то краевые условия могут состоять в задании не самих полей, а лишь связей между ними, напр. $E_{тан} = (c/4\pi)Z[n_{1,2}H]$, где Z — нек-рая скалярная или тензорная ф-ция координат границы ($E_{тан}$ — тангенциальный компонент E). К условиям такого рода относится, в частности, *Леонтовича граничное условие* для синусоидально меняющихся во времени полей на поверхности хороших проводников.

9. Двойственная симметрия Максвелла уравнений

Двойственная симметрия М. у. имеет место для любой формы их записи. Она состоит в инвариантности М. у. относительно линейных преобразований полей, производимых по след. правилам:

$$E' = E\cos\theta + H\sin\theta, \quad H' = H\cos\theta - E\sin\theta,$$
$$D' = D\cos\theta + B\sin\theta, \quad B' = B\cos\theta - D\sin\theta.$$

Здесь θ — произвольный угл. параметр; в частности, при $\theta = 0$ получаются тождественные преобразования, а при $\theta = \pi/2$ — стандартные преобразования перестановочной двойственности (операция $e \rightleftarrows m$): замена $\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H} \to -\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D} \to \boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{B} \to -\boldsymbol{D}$ даёт в областях, свободных от источников, новое решение М. у. При этом, однако, оно меняет местами ур-ния (1) $\rightleftarrows$ $\rightleftarrows$ (2), (3) $\rightleftarrows$ (4) и, следовательно, там, где раньше были распределены электрич. источники, возникают источники магнитные ($\rho^e \to \rho^m$, $j^e \to j^m$, $\rho^m \to -\rho^e$, $j^m \to -j^e$). Поэтому с точки зрения двойственной симметрии М. у. задание материальных связей в виде $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}(\boldsymbol{E},\boldsymbol{H})$ и $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}(\boldsymbol{E},\boldsymbol{H})$ представляется вполне удобным. Дуально-симметричные М. у. обладают рядом достоинств, по крайней мере в чисто методич. плане. Так, напр., они симметризуют скачки тангенциальных компонентов магн. и электрич. полей и, если задание $\boldsymbol{H}_{\text{тан}}$ на поверхности идеальной электрич. стенки эквивалентно заданию поверхностного электрич. тока, то задание $\boldsymbol{E}_{\text{тан}}$ на идеальной магн. стенке сводится к заданию магн. поверхностного тока: $[\boldsymbol{n}_{1,2}\boldsymbol{E}_2] = -\frac{4\pi}{c} j^m_{\text{пов}}$. Таким сведéнием задач с заданными полями к задачам с заданными токами широко пользуются в теории дифракции волн, в частности в дифракции радиоволн.

Принцип перестановочной двойственности является представителем класса дискретных преобразований (см. *Симметрия*), оставляющих инвариантными М. у. Такого же сорта преобразованиями являются, в частности, операция обращения времени ($\hat{T}$) $x_\alpha \to x_\alpha$, $t \to -t$, $\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D} \to \boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H} \to -\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B} \to -\boldsymbol{B}$, $\rho^e \to \rho^e$, $j^e \to -j^e$, операция зеркального отражения ($\hat{P}$) $x_\alpha \to -x_\alpha$, $t \to t$, $\boldsymbol{E} \to -\boldsymbol{E}$, $j^e \to -j^e$, $\boldsymbol{H} \to \boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B} \to \boldsymbol{B}$, $\rho^e \to \rho^e$, операция обращения знаков зарядов ($\hat{C}$) $\rho^e \to -\rho^e$, $j^e \to -j^e$, $\boldsymbol{E} \to -\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D} \to -\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H} \to -\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B} \to -\boldsymbol{B}$ и любые последовательно осуществляемые комбинации операций $\hat{P}\hat{T}\hat{C}$.

10. Максвелла уравнения в четырёхмерном представлении

Придавая времени t смысл четвёртой координаты и представляя её чисто мнимой величиной $x_4 = ict$ (см. *Минковского пространство-время*), можно заключить описание электромагнетизма в компактную форму. Эл.-магн. поле в 4-описании может быть задано двумя антисимметричными тензорами H_{pq} и E_{pq}:

$$\{H_{\alpha\beta} = e_{\alpha\beta\gamma}H_\gamma, \quad H_{\alpha 4} = -iD_\alpha\}, \tag{13}$$

$$\{E_{\alpha\beta} = e_{\alpha\beta\gamma}E_\gamma, \quad E_{\alpha 4} = iB_\alpha\}, \tag{14}$$

где $e_{\alpha\beta\gamma}$ — *Леви-Чивиты символ*, лат. индексы пробегают значения 1, 2, 3, 4, а греческие — 1, 2, 3. В 4-векторе тока объединены обычная плотность тока j^e и плотность электрич. заряда ρ^e:

$$j^e_p = (j^e, ic\rho^e),$$

аналогично вводят 4-вектор магн. тока.

В этих обозначениях М. у. допускают компактное 4-мерное представление:

$$\frac{\partial H_{pq}}{\partial x_q} = \frac{4\pi}{c} j^e_p, \tag{15 а}$$

$$\frac{\partial E_{pq}}{\partial x_q} = -\frac{4\pi}{c} j^m_p. \tag{15 б}$$

Взаимной заменой векторов поля и индукции в ф-лах (13), (14) вводятся тензоры индукции эл.-магн. поля B_{pq} и D_{pq}:

$$\begin{aligned}\{B_{\alpha\beta} = e_{\alpha\beta\gamma}B_\gamma, \quad B_{\alpha 4} = -iE_\alpha\},\\ \{D_{\alpha\beta} = e_{\alpha\beta\gamma}D_\gamma, \quad D_{\alpha 4} = iH_\alpha\},\end{aligned} \tag{16}$$

через к-рые также могут быть записаны М. у.:

$$\frac{1}{2i} e_{pqrs}\frac{\partial D_{rs}}{\partial x_q} = \frac{4\pi}{c} j^e_p, \tag{17}$$

$$\frac{1}{2i} e_{pqrs}\frac{\partial B_{rs}}{\partial x_q} = \frac{4\pi}{c} j^m_p. \tag{18}$$

Любая пара тензорных ур-ний, содержащая в правых частях оба 4-тока (электрич. и магн.), тождественна системе М. у. Чаще используют пару ур-ний (15 *а*), (18), при этом материальные ур-ния сводятся к функциональной связи между тензорами H_{pq} и B_{pq} (последний чаще обозначают через F_{pq}).

Из антисимметрии тензоров поля, индукции и М. у. в форме (17) — (18) следует равенство нулю 4-дивергенций 4-токов:

$$\frac{\partial}{\partial x_p} j^{e,m}_p = 0,$$

к-рое представляет собой 4-мерную запись ур-ний непрерывности для электрич. (магн.) зарядов. Т. о., 4-векторы токов являются чисто вихревыми, и соотношения (17), (18) можно рассматривать как их представление в виде 4-роторов соответствующих тензоров.

Наряду с представленным здесь вариантом часто используется также 4-мерное описание, в к-ром временна́я координата (обычно с индексом 0) берётся действительной, но 4-мерному пространству приписывается гиперболич. сигнатура (+, −, −, −); в таком пространстве приходится различать ко- и контравариантные компоненты векторов и тензоров (см. *Ковариантность и контравариантность*).

11. Лоренц-инвариантность Максвелла уравнений

Все экспериментально регистрируемые эл.-динамич. явления удовлетворяют *относительности принципу*. Вид М. у. сохраняется при линейных преобразованиях, оставляющих неизменным интервал $ds^2 = (dx_4)^2 - (dx_1)^2 - (dx_2)^2 - (dx_3)^2$ и составляющих 10-мерную *Пуанкаре группу*: 4 трансляции Δx_γ, 3 пространственных (орто-) поворота (x_1x_2, x_1x_3, x_2x_3) и 3 пространственно-временных (орто-хроно-) поворота, иногда называемых лоренцевыми вращениями. Последние соответствуют перемещениям системы отсчёта вдоль осей x_α с пост. скоростями $dx_\alpha/dx_4 = u_\alpha/ic = \text{const}$. В частности, для $\alpha = 1$ получается простейшая разновидность *Лоренца преобразований*: $x'_{2,3} = x_{2,3}$, $x'_1 = \gamma(x_1 - u_1 t)$, $t' = \gamma(t - u_1x_1/c^2)$, где $\gamma = 1/\sqrt{1 - u_1^2/c^2}$. Соответственно поля преобразуются по правилам:

$$E'_1 = E_1, \quad D'_1 = D_1, \quad B'_1 = B_1, \quad H'_1 = H_1,$$

$$E'_{2,3} = \gamma\left(E_{2,3} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{u}\boldsymbol{B}]_{2,3}\right),$$

$$B'_{2,3} = \gamma\left(B_{2,3} - \frac{1}{c}[\boldsymbol{u}\boldsymbol{E}]_{2,3}\right),$$

$$H'_{2,3} = \gamma\left(H_{2,3} - \frac{1}{c}[\boldsymbol{u}\boldsymbol{D}]_{2,3}\right),$$

$$D'_{2,3} = \gamma\left(D_{2,3} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{u}\boldsymbol{H}]_{2,3}\right).$$

Релятивистски-ковариантная запись М. у. позволяет легко находить инвариантные комбинации полей, токов и потенциалов (4-скаляров или инвариантов *Лоренца группы*), сохраняющихся, в частности, при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой. Во-первых, это чисто полевые инварианты (см. *Инварианты электромагнитного поля*). Во-вторых, это токовые (источниковые) инварианты:

$$j^{e,m}_p\, j^{e,m}_p = j^{e,m}\, j^{e,m} - c^2(\rho^{e,m})^2 = \text{invar},$$

$$j^e_p\, j^m_p = j^e\, j^m - c^2\rho^e\rho^m = \text{invar}.$$

В-третьих, это потенциальные инварианты:

$$A^{e,m}_p\ A^{e,m}_p = A^{e,m}\,A^{e,m} - \varphi^{e,m}\,\varphi^{e,m} = \text{invar},$$

$$A^{e}_p\ A^{m}_p = A^{e}A^{m} - \varphi^{e}\varphi^{m} = \text{invar},$$

где A^m, φ^m — магн. потенциалы (получающиеся из A^e и φ^e преобразованием перестановочной двойственности), источниками к-рых являются магн. токи j^m и заряды ρ^m. И, наконец, многочисл. комбиниров. инварианты типа $j^e_p\,A^e_p = j^e A^e - c\rho^e\,\varphi^e = \text{invar}$ и им подобные. Число таких комбиниров. инвариантов (квадратичных, кубичных и т. д.) по полям и источникам неограниченно.

12. Лагранжиан для электромагнитного поля

М. у. могут быть получены из *наименьшего действия принципа*, т. е. их можно совместить с *Эйлера — Лагранжа уравнениями*, обеспечивающими вариационную экстремальность ф-ции *действия*:

$$S = \int\limits_V \int\limits_t \mathscr{L}\,dV\,dt,$$

здесь $\mathscr{L}$ — *лагранжиан*, являющийся релятивистски-инвариантной величиной; интегрирование ведётся по 4-мерному объёму V, $(t_2 - t_1)$ с фиксиров. границами. В качестве обобщённых координат принято обычно использовать потенциалы A_α и φ. Поскольку лагранжев формализм должен давать полное (замкнутое) динамич. описание системы, то при его построении нужно принимать во внимание материальные ур-ния. Они фигурируют как зависимости связанных зарядов и токов от полей $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{E}$:

$$\rho^e_{\text{св}} = -\nabla \boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{B},\boldsymbol{E}),$$

$$\boldsymbol{j}^e_{\text{св}} = \frac{\partial}{\partial t}\,\boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{B},\boldsymbol{E}) + [\nabla \boldsymbol{P}^m(\boldsymbol{B},\boldsymbol{E})].$$

В результате лагранжиан принимает вид инвариантной комбинации полей, потенциалов и источников:

$$\mathscr{L} = \frac{1}{8\pi}\,(E^2 - B^2) - \rho^e\varphi^e - \rho^e_{\text{св}}\,\varphi^e + \frac{1}{c}\,\boldsymbol{j}^e\boldsymbol{A}^e + \frac{1}{c}\,\boldsymbol{j}^e_{\text{св}}\,\boldsymbol{A}^e.$$

А ур-ния Эйлера — Лагранжа для нек-рой обобщённой координаты $\psi = (\varphi, A_1, A_2, A_3)$ получают приравниванием нулю соответствующих вариационных производных:

$$\frac{\delta\mathscr{L}}{\delta\psi} = \frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\psi} - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial(\partial\psi/\partial t)}\right) - \nabla_\alpha\,\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial(\nabla_\alpha\psi)} = 0.$$

Для $\psi = \varphi$ приходим к (4), для $\psi = A_1, A_2, A_3$ — к ур-нию (1) в соответствующих обозначениях. Вариационный подход позволяет придать теории универсальную форму описания, распространяемую и на описания динамики любых взаимодействий, даёт возможность получать ур-ния для комбиниров. динамич. систем, напр. электромеханических. В частности, для систем с сосредоточенными параметрами, характеризуемых конечным числом степеней свободы, соответствующие ур-ния наз. ур-ниями Лагранжа — Максвелла.

13. Единственность решений Максвелла уравнений

Различают теоремы единственности для стационарных и нестационарных процессов. Условия единственности нестационарных решений извлекаются из *Пойнтинга теоремы*, где источники считаются заданными ф-циями координат и времени. Если бы они порождали два разл. поля, то разность этих полей в вакууме (или в любой линейной материальной среде) вследствие принципа суперпозиции была бы решением однородных М. у. Для обращения этой разности в нуль и, следовательно, получения единств. решения достаточно удовлетворить след. трём условиям. 1) На поверхности S, окружающей область V, где ищется поле, должны быть заданы тангенциальные составляющие поля $\boldsymbol{E}_{\text{тан}}$ или поля $\boldsymbol{H}_{\text{тан}}$ либо соотношения между ними импедансного типа: $\boldsymbol{E}_{\text{тан}} = (c/4\pi)Z[\boldsymbol{nH}]$ ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к S) со значениями Z, исключающими приток энергии извне. К таковым относятся, в частности, условия излучения (см. *Зоммерфельда условия излучения*), к-рым удовлетворяют волны в однородной среде на больших расстояниях от источников. Во всех случаях поток энергии для разностного поля вообще исчезает или направлен наружу (из объёма). 2) В нач. момент времени должны быть заданы все поля всюду внутри V. 3) Плотность *энергии электромагнитного поля* $W = (1/8\pi)(\boldsymbol{ED} + \boldsymbol{HB})$ должна быть положительна (вакуум, среды с $\varepsilon > 0$, $\mu > 0$). Эта частная теорема единственности обобщается на среды с нелокальными связями, а также на нек-рые виды параметрич. сред. Однако в нелинейных средах, где принцип суперпозиции не работает, никаких общих утверждений о единственности не существует.

В стационарных режимах нач. условия выпадают, и теоремы единственности формулируются непосредственно для установившихся решений. Так, в электростатике достаточно задать все источники $\rho^e_{\text{ст}}$, все полные заряды на изолиров. проводниках или их потенциалы, чтобы при соответствующих условиях на бесконечности (нужное спадание поля) решение было бы единственным. Аналогичные теоремы устанавливаются для магнитостатики и электродинамики пост. токов в проводящих средах.

Особо выделяется случай синусоидальных во времени процессов, для к-рых формулируют след. признаки, достаточные для получения единств. решения: 1) задание источников $\boldsymbol{j}^e(\boldsymbol{r})e^{i\omega t}$; 2) задание $\boldsymbol{E}_{\text{тан}}$ или $\boldsymbol{H}_{\text{тан}}$ на ограничивающей объём V поверхности S или соответствующих импедансных условий, обеспечивающих отсутствие потока вектора Пойнтинга внутрь V; 3) наличие малого поглощения внутри V или малой утечки энергии через S для исключения существования собств. колебаний на частоте ω.

14. Классификация приближений Максвелла уравнений

Классификация приближений М. у. обычно основывается на безразмерных параметрах, определяющих и критерии подобия для эл.-магн. полей. В вакууме таким параметром является отношение $a = \Delta L/c\Delta T$, где ΔL — характерный масштаб изменения полей (либо размер области, в к-рой ищется решение), ΔT — характерный временной масштаб изменения полей.

а) $a = 0$ — статич. приближение, статика.

Система М. у. распадается на три.

I.

$$[\nabla \boldsymbol{E}] = 0 \quad \Rightarrow \boldsymbol{E} = -\nabla\varphi,$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{D} = 4\pi\rho,$$

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{E}) + 4\pi\boldsymbol{P}^e_{\text{ст}}.$$

Материальная связь в простейшем случае имеет вид $\boldsymbol{P}^e(\boldsymbol{E}) = \chi^e\,\boldsymbol{E}$. Это система М. у. для электростатики, в к-рой источниками служат заданные распределения плотности электрич. заряда ρ и сторонней поляризации $\boldsymbol{P}^e_{\text{ст}}$. В однородной среде ($\varepsilon = \text{const}$) эл.-статич. потенциал φ определяется *Пуассона уравнением*

$$\Delta\varphi = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\,\rho.$$

Для более сложных материальных ур-ний различают электростатику анизотропных сред ($D_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}E_\beta$), нелинейную электростатику [$\varepsilon = \varepsilon(|\boldsymbol{E}|)$], электростатику сред с пространственной дисперсией [$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$], важным частным случаем к-рых являются движущиеся среды с временно́й дисперсией (здесь может даже меняться тип ур-ния для потенциала с эллиптического на параболический) и т. п.

II. Поля в магнитостатике описываются ур-ниями

$$[\nabla \boldsymbol{H}] = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j},$$

$$\nabla \boldsymbol{B} = 0 \Rightarrow \boldsymbol{B} = [\nabla \boldsymbol{A}],$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + 4\pi \boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}) + 4\pi \boldsymbol{M}_{\text{ст}},$$

где в случае простейшей материальной связи индуциров. намагниченность определяется соотношением

$$\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}) = \chi^m \boldsymbol{H}.$$

Источниками в ур-ниях магнитостатики являются заданные распределения плотности электрич. тока $\boldsymbol{j}$ и сторонней намагниченности $\boldsymbol{M}_{\text{ст}}$. В однородной среде ($\mu = \text{const}$) векторный потенциал магн. поля $\boldsymbol{A}$ (калибровка кулоновская) определяется векторным ур-нием Пуассона

$$\Delta \boldsymbol{A} = -\frac{4\pi}{c}\mu \boldsymbol{j}, \qquad \nabla \cdot \boldsymbol{j} = 0.$$

В общем случае возможны такие же разновидности сред, что и в электростатике.

III. К статич. электродинамике относят и процессы протекания пост. токов в распределённых проводящих средах. Токовая статика охватывается ур-ниями

$$\boldsymbol{j}^e = \sigma(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{E}_{\text{ст}}),$$

$$[\nabla \boldsymbol{E}] = 0.$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = 4\pi\rho.$$

Источниками являются силы неэлектрич. происхождения, действующие на заряды, характеризующиеся напряжённостью $\boldsymbol{E}_{\text{ст}}$. Электрич. заряды присутствуют лишь в местах неоднородности среды, напр. на границах проводящих сред. Распределение токов в проводящих средах сопоставимо с распределением электрич. и магн. полей в электростатике и магнитостатике. Часто благодаря этой аналогии говорят, напр., о магн. цепях, по к-рым «текут» магн. потоки $\Phi_B = \int \boldsymbol{B}d\boldsymbol{S}$, аналогичные электрич. токам $I = \int \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S}$ в электрич. цепях.

б) $a \ll 1$ — квазистатика, обобщающая соответствующие статич. приближения.

В квазиэлектростатике вакуумные электрич. поля описываются ур-ниями статики (I.), а в ур-ниях для магн. поля в качестве заданного источника фигурирует и ток смещения. Квазимагнитостатика описывается статич. ур-ниями для магн. полей с учётом закона индукции (2) для электрич. поля. Поскольку вихревое электрич. поле меняет электрич. токи в проводниках, являющиеся источниками магн. поля, то этот раздел квазистатики более богат, чем предыдущий; он описывает широкий круг явлений, происходящих в цепях перем. тока с сосредоточенными параметрами: ёмкостями, индуктивностями и сопротивлениями.

Квазистатика в распределённых проводящих средах описывается ур-ниями *квазистационарного* (*квазистатического*) *приближения*, в к-рых током смещения пренебрегают по сравнению с токами проводимости. В этом приближении распределения электрич. токов, электрич. и магн. полей описываются одинаковыми ур-ниями диффузионного тина:

$$\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma\mu}\Delta \boldsymbol{H}.$$

Эти ур-ния определяют, напр., распределение токов Фуко, проникновение перем. эл.-магн. поля в проводник (*скин-эффект*) и т. п.

в) $a \sim 1$. Резонансные волновые поля описываются точной системой М. у., однако их иногда выделяют из общего класса полей, особенно в тех случаях, когда их структура (пространственное распределение) фиксируется границами области, внутри к-рой эти поля могут быть возбуждены (напр., внутри полых резонаторов с металлическими стенками или в поперечном сечении волноводов либо в окрестности тонкой проволочной или щелевой *антенны*). При этом обычно обращаются к фурье-преобразованию М. у. и представлению поля в виде набора дискретных или квазидискретных мод.

г) $a \gg 1$. В рамках этого неравенства существуют квазиоптич. и оптич. приближения (см. *Квазиоптика*, *Геометрической оптики метод*), относящиеся к протяжённым в масштабе длины волны распространениям полей (волновым пучкам, многомодовым конфигурациям и т. п.). Под характерным масштабом, входящим в параметр a, здесь подразумевается масштаб изменения амплитуды поля.

15. Максвелла уравнения в различных системах единиц

Выше использовалась симметричная гауссова абс. система единиц. Удобство гауссовой системы единиц состоит в том, то все 4 вектора поля $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B}$ обладают в ней одинаковыми размерностями ($\text{г}^{1/2}\text{см}^{-1/2}\text{с}^{-1}$) и потому в классическом «линейном» вакууме можно избежать введения ненужных констант: в силу $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{B}$ безразмерные проницаемости вакуума обращаются в единицы $\varepsilon_0 = 1$, $\mu_0 = 1$. Др. достоинством одинаковой размерности эл.-магн. полей является их естеств. объединение в единые тензоры поля вида (13), (14) без внесения корректирующих множителей.

Если принять запись ур-ния непрерывности в форме (5), а также соблюдение принципа дуальной симметрии, то М. у. можно придать вид

$$[\nabla \boldsymbol{H}] = \alpha \boldsymbol{j} + \beta \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t},$$

$$[\nabla \boldsymbol{E}] = -\beta \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},$$

$$\nabla \boldsymbol{B} = 0,$$

$$\nabla \boldsymbol{D} = \gamma\rho,$$

где константы α, β, γ связаны соотношением

$$\alpha = \beta\gamma.$$

Для простейших материальных связей типа (10) можно ввести проницаемости вакуума ε_0 и μ_0 и относит. проницаемости среды $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$, $\mu_r = \mu/\mu_0$. Тогда из волнового ур-ния в вакууме следует естеств. соотношение между константами

$$\varepsilon_0\mu_0 c^2\beta^2 = 1,$$

где c — скорость распространения любого эл.-магн. возмущения (в частности, света) в вакууме. В гауссовой системе $\beta = 1/c$, $\alpha = 4\pi/c$, $\gamma = 4\pi$, $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$. Существует операция рационализации, предложенная Хевисайдом и состоящая в устранении иррациональных числовых множителей из М. у. Простейший путь ($\alpha = 1/c$, $\gamma = 1$) принят в рационализов. системе Хевисайда — Лоренца.

В *Международной системе единиц* (СИ) возникает дополнительная размерная константа, наз. импедансом (или характеристическим сопротивлением) вакуума $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$ Ом. Это представляет известные удобства при сопоставлении процессов распространения плоских волн в свободном пространстве с волнами напряжения и тока в линиях передач, но приходится

приписывать вакууму размерные значения проницаемостей:

$$\varepsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c^2}, \quad \frac{\Phi}{\text{м}},$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}, \quad \frac{\text{Г}}{\text{м}}.$$

Значения коэф. в СИ: $\beta = 1$, $\alpha = \gamma = 1$, $\varepsilon_0\mu_0 = c^{-2}$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Власов А. А., Макроскопическая электродинамика, М., 1955; Никольский В. В., Теория электромагнитного поля, 3 изд., М., 1964; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Каценеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966; Стражев В. И., Томильчик Л. М., Электродинамика с магнитным зарядом, Минск, 1975; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977; Новожилов Ю. В., Яппа Ю. А., Электродинамика, М., 1978; Туров Е. А., Материальные уравнения электродинамики, М., 1983; Фущич В. И., Никитин А. Г., Симметрия уравнений Максвелла, К., 1983; Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н., Классическая электродинамика, М., 1985.

М. А. Миллер, Е. В. Суворов.

МАКСВЕЛЛА — БОЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — см. в ст. *Больцмана распределение.*

МАКСИМА́ЛЬНАЯ РАБО́ТА в термодинамике — 1) работа, совершаемая теплоизолиров. системой при обратимом переходе из неравновесного состояния в равновесное (когда энтропия системы остаётся постоянной). 2) Работа, совершаемая системой в термостате при обратимом переходе из одного равновесного состояния в другое. Эта М. р. равна изменению величины $U - T_0S + P_0V$, где U — внутр. энергия тела, S, V — его *энтропия* и объём, T_0, P_0 — темп-ра и давление в термостате, отличающиеся от темп-ры T и давления P системы, т. е.

$$R_{\text{макс}} = -\Delta(U - T_0S + P_0V).$$

Предполагается, что в каждый данный момент система находится в равновесном состоянии, но не в равновесии со средой.

В частном случае, когда темп-ра и объём системы остаются неизменными, причём $T = T_0$, М. р. равна изменению свободной энергии (*Гельмгольца энергии*) F: $R_{\text{макс}} = -(\Delta F)_{V,T}$. В случае, когда постоянны темп-ра и давление системы, причём $T = T_0$, $P = P_0$, М. р. равна изменению *Гиббса энергии*: $R_{\text{макс}} = (\Delta G)_{P,T}$. Предполагается, что состояние системы определяется не только T и V (или T и P), но и др. параметрами, напр. при хим. реакциях или растворении. Эти параметры могут изменяться медленно.

Для адиабатич. процессов М. р. определяется изменением внутр. энергии U при заданных S и V или изменением *энтальпии* H при заданных S и P:

$$R_{\text{макс}} = -(\Delta U)_{S,V}, \quad R_{\text{макс}} = -(\Delta H)_{S,P}.$$

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 19, 20.

Д. Н. Зубарев.

МАКСИМА́ЛЬНОГО ПРАВДОПОДО́БИЯ МЕ́ТОД — метод оценивания неизвестных параметров для распределения случайной величины $\boldsymbol{x}$ по наблюдению её реализаций при параметрич. *анализе данных*. М. п. м. был предложен Р. Э. Фишером (R. A. Fisher) в 1912 и формулируется след. образом. Пусть плотность вероятности величины x есть $p(x|\boldsymbol{a})$, где $\boldsymbol{a}$ — вектор неизвестных параметров. Определим ф-цию правдоподобия выражением

$$L(\boldsymbol{a} \mid \boldsymbol{x}) = P(\boldsymbol{x} \mid \boldsymbol{a}) = \prod_{n=1}^{N} p(x_n \mid)\boldsymbol{a}, \qquad (1)$$

к-рое в отличие от плотности вероятности $P(\boldsymbol{x}|\boldsymbol{a})$ рассматривают как ф-цию вектора $\boldsymbol{a}$ при заданном векторе $\boldsymbol{x}$ реализовавшихся значений x_n. Оценкой М. п. м. наз. вектор $\hat{\boldsymbol{a}}$, отвечающий максимуму выражения (1) и принадлежащий допустимой области значений $\boldsymbol{a}$. Часто ищут максимум выражения $l(\boldsymbol{a}|\boldsymbol{x}) = \ln L(\boldsymbol{a}|\boldsymbol{x})$, что упрощает задачу поиска $\hat{\boldsymbol{a}}$ для экспоненциальных распределений. Идея М. п. м. заключается в том, что данная реализация вектора $\boldsymbol{x}$ должна отвечать наиболее вероятному значению $\boldsymbol{x}$, а потому при заданном $\boldsymbol{x}$ выражение $P(\boldsymbol{x}|\boldsymbol{a})$ должно принимать макс. значение.

Напр., время жизни t нестабильных частиц подчиняется распределению $p(t|\tau) = \tau^{-1}\exp(-t/\tau)$, где τ — неизвестный параметр, характерный для каждой частицы. Пусть измерены времена жизни t_i для N распадов. Если пренебречь ошибками измерений t_i, то ф-ция правдоподобия равна

$$L(\tau \mid t) = \tau^{-N}\exp\left\{-\sum_{n=1}^{N} t_n/\tau\right\}.$$

Оценка М. п. м. $\hat{\tau}$ получается из решения ур-ния правдоподобия

$$\partial l(\tau \mid t)/\partial\tau = -N/\tau + \tau^{-2}\sum_{n=1}^{N} t_n = 0$$

и равна $\hat{\tau} = N^{-1}\sum_{n=1}^{N} t_n$.

С М. п. м. связано неравенство Крамера — Рао: дисперсия $D(a)$ оценки параметра a, полученной любым методом, удовлетворяет неравенству

$$D(a) \geqslant [1 + db(a)/da]^2/\mathscr{U}(a), \qquad (2)$$

где

$$b(a) = M(\hat{a}) - a = \int dx\hat{a}(x)P(x \mid a) - a$$

наз. смещением оценки $\hat{a}$, а

$$\mathscr{U}(a) = M[(\partial l(a \mid x)/\partial a)^2] = -M[\partial^2 l(a \mid x)/\partial a^2]$$

наз. кол-вом информации в $\boldsymbol{x}$ о параметре a. В случае вектора параметров $\boldsymbol{a}$ неравенство (2) обобщается след. образом. Если ввести ср. значения a_i,

$$M(a_i) = a_i + b_i(\boldsymbol{a}) \equiv g_i(\boldsymbol{a}),$$

ковариационную матрицу

$$K_{ij} = M\left[\left(\hat{a}_i - g_i(\boldsymbol{a})\right)\left(\hat{a}_j - g_j(\boldsymbol{a})\right)\right],$$

матрицу $\Delta_{ij} = \partial b_i(\boldsymbol{a})/\partial a_j$ и информац. матрицу

$$\mathscr{U}_{nm} = M\left[\frac{\partial l}{\partial a_n}\frac{\partial l}{\partial a_m}\right] = -M\left[\frac{\partial^2 l}{\partial a_n \partial a_m}\right],$$

то справедливо неравенство

$$K \geqslant [I + \Delta]\mathscr{U}^{-1}[I + \Delta]^{\text{т}}, \qquad (3)$$

где I — единичная матрица, т означает транспонирование. Если оценки $\hat{a}_i$ являются несмещёнными, то для дисперсий $\hat{a}_i$, как это следует из (3), выполняется неравенство

$$D(a_i) \geqslant (\mathscr{U}^{-1})_{ii}.$$

Неравенство Крамера — Рао полезно тем, что позволяет ещё на стадии планирования эксперимента оценить достижимую точность «измерения» параметров изучаемых распределений.

При нек-рых ограничениях на $p(x|a)$ можно показать, что оценка М. п. м. состоятельна, т. е. при $N \to \infty$ один из корней ур-ния правдоподобия, $\partial l(a|x)/\partial a = 0$, стремится к точному значению a. Оценка М. п. м. асимптотически распределена по нормальному закону с нулевым ср. значением и дисперсией, равной $\mathscr{U}^{-1}(a)$.

При конечных N оценка М. п. м., вообще говоря, является смещённой. Оптим. свойством оценки М. п. м. при конечных N оказывается то, что при нек-рых условиях $D(\hat{a})$ достигает нижней границы, задаваемой неравенством Крамера — Рао (2). В общем случае свой-

ства оценки М. п. м. можно изучить при помощи *Монте-Карло метода*: задавая значение a из области возможных значений, получают выборку x; по x находят оценку $\hat{a}$ и строят её среднее значение и ковариационную матрицу. Другое оптимальное свойство оценки М. п. м.: оценка $\hat{f}$ ф-ции $f(a)$ равна $\hat{f} = f(\hat{a})$. В этом её преимущества перед оценкой по *наименьших квадратов методу*.

Лит.: Клепиков Н. П., Соколов С. Н., Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия, М., 1964; Рао С. Р., Линейные статистические методы и их применения, пер. с англ., М., 1968; Кендалл М., Стьюарт А., Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

В. П. Жигунов.

МАКСИМО́Н — название гипотетич. частицы максимально большой массы в спектре масс элементарных частиц. Др. словами, термин «М.» (М. А. Марков, 1965) [1] предполагает, что спектр элементарных частиц ограничивается сверху массой определ. значения. По своему положению предельной частицы в спектре масс элементарных частиц М. должен обладать нек-рыми свойствами, связанными с фундам. параметрами, характеризующими свойства материи. Можно полагать, что не случайно из мировых констант c, $\hbar$, G (гравитац. постоянная) можно единств. образом построить величину с размерностью массы, а именно:

$$m \sim \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \sim 10^{-5}\text{г}. \qquad (1)$$

Предположено [1], что выражением (1) определяется масса М.

$$m_{\text{макс}} = \alpha\sqrt{\frac{\hbar c}{G}}\ , \quad \text{где } \alpha \sim 1 \qquad (2)$$

(вообще говоря, α должна определяться из *квантовой теории гравитации* и, в конце концов, экспериментально). Частица такой массы — М.— действительно обладает рядом свойств, к-рые, в известном смысле, носят «предельный» характер. Так, её *гравитационный радиус* ($r_{\text{гр}} \sim m_{\text{макс}}G/c^2$) оказывается равным комптоновской длине волны этой частицы

$$\lambda_C/2\pi = \frac{\hbar}{m_{\text{макс}}c} \sim \frac{m_{\text{макс}}G}{c^2}\ . \qquad (3)$$

Массу М. можно получить из равенства (3), к-рое является предельным значением неравенства

$$\lambda_C/2\pi \geqslant r_{\text{гр}}. \qquad (4)$$

Этому неравенству, по-видимому, удовлетворяют все частицы, фигурирующие в литературе под термином «элементарные» [2]. При массе $m > m_{\text{макс}}$ условие (4) не выполняется и такая частица выпадает из списка элементарных.

Физ. реальность М. в такой же мере (или даже более) несомненна, как и существование распадающихся *чёрных дыр* [3]. Если чёрные дыры существуют и распадаются за счёт хокинговского излучения, то, достигая в процессе распада массы $\sim 10^{-5}$ г, они становятся по своим свойствам М. с указанными выше параметрами. Вся масса М. заключена под сферой Шварцшильда с радиусом $r_{\text{гр}} \sim mG/c^2$ с плотностью, выражаемой также через мировые константы,

$$\rho_{\text{макс}} \sim \frac{m_{\text{макс}}}{r^3_{\text{гр}}} \sim \frac{c^6}{\hbar G^2} \sim 10^{94}\ \text{г/см}^3. \qquad (5)$$

Можно предполагать, что данная плотность материи представляет собой то же предельное значение, возможное при коллапсе звёзд и Вселенной (Марков, 1982 [4], Н. Розен, 1985 [5]).

Теоретически М.— богатое разнообразием семейство частиц. Они могут быть как электрически заряженными, так и нейтральными, обладать спином, внутренней предельно большой темп-рой или быть абсолютно холодными [6], представляться чёрной дырой как 1-го рода, так и 2-го рода («серой дырой») [3]. Вопрос о возможной стабильности нек-рых из них является пока открытым. Наличие стабильных М. могло бы решить астрофиз. проблему *скрытой массы*.

Лит.: 1) Markov M. A., Can the gravitational field prove essential for the theory of elementary particles?, «Progr. Theor. Phys. Suppl.», Extra number, 1965, p. 85; Марков М. А., Элементарные частицы максимально больших масс (кварки, максимоны), «ЖЭТФ», 1966, т. 51, с. 878; 2) Марков М. А., О «максимоне» и «минимоне» в свете возможной формулировки «элементарной частицы», «Письма в ЖЭТФ», 1987, т. 45, с. 115; 3) Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика черных дыр, М., 1986; 4) Марков М. А., Предельная плотность материи как универсальный закон природы, «Письма в ЖЭТФ», 1982, т. 36, с. 214;5) Rosen N.,General relativity cosmological models without the big bang, «Astrophys. J.», 1985, v. 297, p. 347; 6) Марков М. А., О природе материи, М., 1976, с. 210—13.

М. А. Марков.

МА́КСИМУМА МО́ДУЛЯ ПРИ́НЦИП — утверждение, согласно к-рому *аналитическая функция* одного или неск. комплексных переменных, отличная от постоянной, не может внутри области аналитичности достигать своего максимального по абс. величине значения. В частности, если $f(z)$ — аналитич. ф-ция в области D, и в нек-рой окрестности U точки $z_0 \in D$ имеет место неравенство $|f(z)| \geqslant |f(z_0)|$, $z \in U$, то $f(z)$ постоянна в D. Если $f(z)$ аналитична в D и непрерывна в замыкании D, то ф-ция $|f(z)|$ достигает своего макс. значения на границе области D.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.*

Б. И. Завьялов.

МАЛОУГЛОВО́Е РАССЕ́ЯНИЕ — упругое рассеяние эл.-маги. излучения или пучка частиц (электронов, нейтронов) на неоднородностях вещества, размеры к-рых существенно превышают длину волны излучения (или дебройлевскую длину волны частиц); направления рассеянных лучей при этом лишь незначительно (на малые углы) отклоняются от направления падающего луча. В зависимости от параметров излучения М. р. может быть обнаружено при рассеянии на неоднородностях разл. масштабов: от $\sim 10^{-15}$ м и менее (рассеяние электронов на ядрах) до метров и километров (рассеяние радиоволн на неоднородностях земной поверхности). Распределение интенсивности рассеянного излучения зависит от строения рассеивателя, что используется для изучения структуры вещества.

В структурных исследованиях вещества используют, как правило, рентг. излучение или тепловые нейтроны с длиной волны ~ 1—10Å (10^{-1}—1 нм). С их помощью изучают неоднородности коллоидных размеров (~ 10—10^4 Å). В отличие от др. дифракц. методов (*рентгеновского структурного анализа*, *нейтронографии*, *электронографии*), с помощью М. р. исследуют структуру разупорядоченных объектов. Иногда М. р.— единств. метод получения прямой структурной информации о системах с хаотическим расположением неоднородностей коллоидных размеров; наличие М. р. уже является доказательством присутствия в среде таких неоднородностей. Неоднородности же, имеющие размеры порядка межатомных расстояний, на малоугловой части дифракц. картины не сказываются.

С помощью М. р. изучают строение биол. молекул в растворе, объёмные дефекты в кристаллич. веществах, кластерную структуру жидкостей и аморфных тел, поры в разл. пористых материалах и т. д.

Возникновение метода М. р. связано с работами А. Гинье (A. Guinier) по изучению надмолекулярного строения сплавов (1938). В 1950-х гг. Г. Пород (G. Porod), О. Кратки (O. Kratky) и В. Луззати (V. Luzzati) развили теоретич. основы метода и разработали принципы конструирования установок для М. р. С кон. 1960-х гг. начался новый этап развития М. р., к-рый характеризуется широким применением нейтронного и синхротронного излучений и позиционно-чувствит. детекторов, а также новых методов анализа данных (вариация контраста, аномальное рассеяние, прямые методы).

Основы теории малоуглового рассеяния. При рассеянии излучения на неоднородностях с линейным разме-

ром D осн. доля рассеянного излучения сосредоточена в области векторов рассеяния:

$$|s| = 4\pi\lambda^{-1}\sin\theta \leqslant 2\pi/D, \qquad (1)$$

где $s = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}$ — соответственно волновые векторы падающей и рассеянной волн, $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_0| = 2\pi/\lambda$, 2θ — угол рассеяния, λ — длина волны падающего излучения. Если $D \gg \lambda$, то $\theta \ll 1$, т. е. рассеянное излучение сосредоточено вблизи первичного пучка. Интенсивность $I(s)$ излучения, рассеянного разупорядоченным ансамблем N идентичных атомов (мотивов атомов) с рассеивающей способностью (формфактором, см. *Атомный фактор*) $f(s)$, равна

$$\langle I(s)\rangle = \langle N\rangle \langle f^2(s)\rangle + \\ + \langle N\rangle \frac{\langle f(s)\rangle^2}{v_1}\int_0^\infty [1 - P(r)]\frac{\sin sr}{sr} 4\pi r^2 dr, \qquad (2)$$

где знак $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по ансамблю N частиц, $v_1 = V_0/\langle N\rangle$, V_0 — облучаемый объём образца, $P(r)$ — т. н. парная корреляц. ф-ция, r — расстояние между частицами. Первый член в (2) отвечает независимому рассеянию на мотивах атомов, второй — интерференции при рассеянии на этих мотивах.

Рассеивающие мотивы атомов иногда можно рассматривать как нек-рые частицы, включённые в однородную матрицу осн. вещества. Тогда ур-ние (2) соответствует т. н. разностной кривой рассеяния (разности интенсивностей излучений рассеянного всей системой и рассеянного матрицей осн. вещества). Если описывать рассеивающие мотивы атомов ф-цией распределения рассеивающей плотности $\rho(r)$, а плотность частиц матрицы обозначить ρ_s, то разность

$$\Delta\rho = \langle\rho(r)\rangle - \rho_s, \qquad (3)$$

являющаяся интегральной характеристикой объекта, показывает, насколько эти частицы «выделяются» на фоне окружающей среды; эта разность наз. к о н т р а с т о м частицы относительно матрицы.

Если ρ_s мало, то 2-м членом в (2) можно пренебречь (или исключить его с помощью последоват. экспериментов с веществами, характеризующимися различными ρ_s). В этом случае

$$\langle I(s)\rangle = \langle N\rangle \langle f^2(s)\rangle, \qquad (4)$$

т. н. интенсивность М. р. пропорциональна усреднённой по всем направлениям интенсивности рассеяния одной частицей. Если частицы неидентичны, то

$$\langle I(s)\rangle = \langle N\rangle \int_0^\infty \langle f^2(s, R)\rangle\, D_N(R) dR, \qquad (5)$$

где R — нек-рый характерный размер частицы, $f(s,R)$ — формфактор частицы с этим размером, $D_N(R)$ — распределение частиц по R.

В тех случаях, когда систему нельзя представить в виде рассеивающих мотивов атомов, вкраплённых в матрицу осн. вещества, М. р. может быть вызвано разл. причинами. Так, в однофазных объектах (напр., в жидкости) М. р. может быть обусловлено статистич. флуктуациями плотности, причём

$$I(0) = f^2(0)\langle N\rangle \frac{kT\beta}{v_1}, \qquad (6)$$

где β — коэф. изотермич. *сжимаемости* жидкости. Если система многофазная, рассеяние возникает как за счёт флуктуаций плотности, так и вследствие различия плотностей рассеивающих фаз. Для бинарных систем изотропное рассеяние на флуктуациях состоит из двух членов $S_{NN}(s) + S_{CC}(s)$, первый из к-рых обусловлен флуктуациями плотности, второй — флуктуациями концентраций. При резких границах фаз в качестве контраста будет выступать среднеквадратичная флуктуация

$$\langle\Delta\rho\rangle^2 = (\rho_1 - \rho_2)^2\varphi_1\varphi_2, \qquad (7)$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотности рассеивающих фаз, φ_1 и φ_2 — их объёмные доли, $\varphi_1 + \varphi_2 = 1$. В этом случае М. р. даёт информацию об интегральных характеристиках объекта (объёмные доли фаз, поверхность раздела и др.).

Интерпретация данных малоуглового рассеяния. Для изотропных монодисперсных систем усреднённая по всем ориентациям интенсивность рассеянного частицей излучения запишется в виде

$$I(s) = \int_V\int \rho(r_1)\rho(r_2)\frac{\sin sr_{12}}{sr_{12}} dr_1 dr_2 \qquad (8)$$

(ф-ла Дебая). Здесь интегрирование ведётся в пределах объёма частицы V, а $r_{12} = |r_1 - r_2|$. Интенсивность $I(s)$ связана с усреднённой самосвёрткой плотности (корреляц. ф-цией) частиц соотношением

$$\gamma(r) = \langle\rho(r)^*\rho(-r)\rangle = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty I(s)\frac{\sin sr}{sr} s^2 ds. \qquad (9)$$

Ф-ции $I(s)$ и $\gamma(r)$ для простейшего случая однородного шара приведены на рис. 1, 2. Из кривой рассеяния можно определить ряд интегральных параметров частицы (т. н. инвариантов). При $s \to 0$ имеем

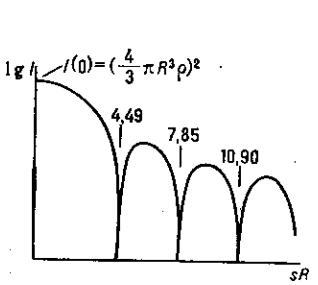


Рис. 1. Кривая интенсивности рассеяния однородным шаром радиуса R и плотности ρ: $I(s) = (^4/_3\pi R^3\rho)^2[3(\sin sR - sR\cos sR)/(sR)^3]^2$.

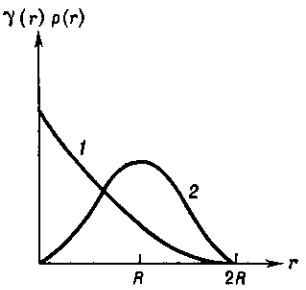


Рис. 2. *1* — Корреляционная функция $\gamma(r)$; *2* — функция $P(r)$ распределения частиц по расстояниям r; $P(r) = r^2\gamma(r)$.

$$I(s) \simeq I(0)\exp(-s^2R_g^2/3), \qquad (10)$$

R_g — радиус инерции частицы (ф-ла Гинье); из условия $\gamma(r) \equiv 0$ при $r > l_{макс}$ определяется её макс. размер $l_{макс}$. Т. н. инвариант Порода

$$Q = \int_0^\infty s^2 I(s) ds = 2\pi^2\int_V \rho^2(r) dr \qquad (11)$$

пропорционален квадрату контраста частицы относительно матрицы. При условии однородности частиц можно, кроме этого, определить её объём:

$$v = 2\pi^2 I(0)/Q, \qquad (12)$$

а также асимптотич. убывание $I(s)$ при $s \to \infty$:

$$I(s) \simeq c_4/s^4, \quad c_4 = \frac{Q}{\pi}\frac{S}{v}, \qquad (13)$$

где S — площадь поверхности частицы. Для сильно вытянутых и сильно сплющенных частиц можно определять соответственно параметры поперечного сечения и толщины.

При заданных инвариантах кривая рассеяния существенно зависит от формы частицы (рис. 3). Это служит основой для метода моделей, где с учётом вычисленных инвариантов и информации, полученной др. методами, рассчитываются интенсивности рассеяния неск. (как правило, однородными) моделями и сравниваются с экспериментом.

Дополнит. информацию о внутр. структуре частицы можно получить с помощью т. н. метода вариации контраста. При изменении рассеивающей плотности матрицы справедлива ф-ла

$$I(s) = (\Delta\rho)^2 I_c(s) + 2\Delta\rho I_{CS}(s) + I_S(s), \qquad (14)$$

где $I_c(s)$ — рассеяние «формой» частицы, $I_S(s)$ — рассеяние на её неоднородностях (т. е. при $\Delta\rho = 0$), $I_{CS}(s)$ — перекрёстный член. Аналогичные зависимости можно записать и для инвариантов. Для многокомпонентных частиц можно также «заменить» одну из компонент (поместив рассеивающие частицы в среду с плотностью, равной плотности этой компоненты) аналогично тому, как это делается в оптике (см. *Иммерсионный метод*), и наблюдать рассеяние на остальных компонентах.

Вариация контраста может быть применена и в несколько другом виде, когда изменяют не плотность матрицы, а плотность отд. участков частицы и, анализируя изменения в кривой рассеяния, находят расстояние между этими участками. В М. р. рентг. излучения для этого присоединяют к частице тяжелоатомные метки (вводят в молекулы тяжёлые атомы), в М. р. нейтронов применяют изотопное замещение. Вариаций контраста удаётся добиться в рентгеновских экспериментах также с использованием *аномального пропускания эффекта*.

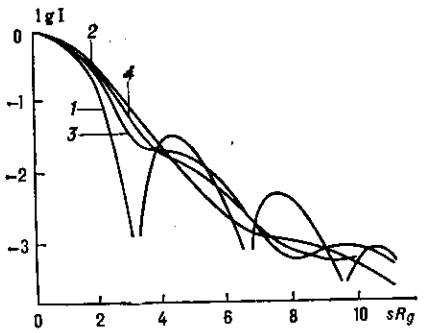


Рис. 3. Нормированные интенсивности малоуглового рассеяния частицами различной формы с одинаковыми R_g и v: *1* — шаровой слой; *2* — трёхосный эллипсоид с отношением осей 0,5 : 1 : 1,5 ; *3* — четыре соприкасающихся эллипсоида вращения; *4* — литая модель по мотивам модели *3*.

Существуют также прямые методы интерпретации интенсивности М. р., где при определ. ограничениях удаётся восстанавливать структуру частиц — ф-цию $\rho(r)$. Простейший случай — сферически-симметричная частица. В этом случае

$$\rho(r) = \rho(r) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty (\pm\sqrt{I(s)})\frac{\sin sr}{sr}s^2 ds \qquad (15)$$

и для восстановления структуры требуется установить знак для амплитуд рассеяния $\sqrt{I(s)}$. Для аксиально-симметричных частиц удаётся с помощью разложения по сферическим гармоникам синтезировать ограниченное число возможных решений, выбор между которыми ведётся с помощью дополнит. информации.

Осн. класс монодисперсных объектов, изучаемых методом М. р.,— растворы биополимеров и их комплексов. Метод позволяет определять общие геометрические и весовые характеристики биол. частиц, их форму, а иногда и детали внутр. структуры. На рис. 4 приведён пример восстановления структуры бактериального вируса Т7 в растворе с помощью прямого метода.

Для полидисперсных систем частиц наиб. актуальна задача восстановления ф-ции распределения по размерам $D_N(R)$ из ур-ния

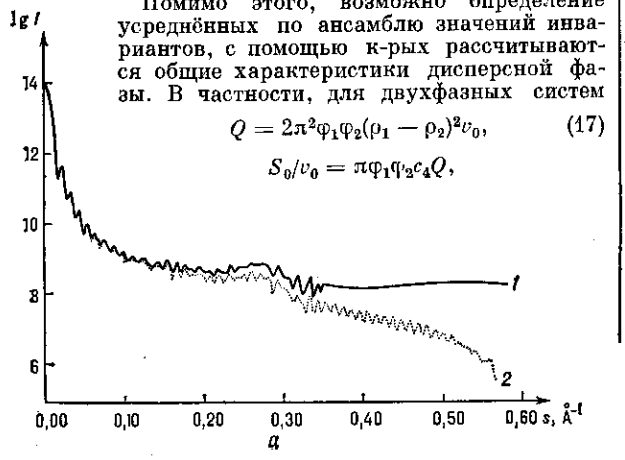
$$I(s) = \int_0^\infty I(sR)D_N(R)dR. \qquad (16)$$

Функцию $D_N(R)$ определяют методом М. р. для раствора полимеров, пористых материалов, металлов и сплавов и т. д.

Помимо этого, возможно определение усреднённых по ансамблю значений инвариантов, с помощью к-рых рассчитываются общие характеристики дисперсной фазы. В частности, для двухфазных систем

$$Q = 2\pi^2\varphi_1\varphi_2(\rho_1 - \rho_2)^2 v_0, \qquad (17)$$

$$S_0/v_0 = \pi\varphi_1\varphi_2 c_4 Q,$$



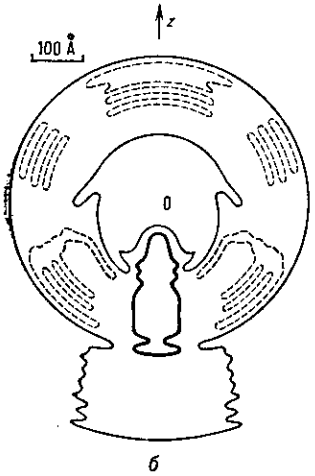


Рис. 4. *а* — Кривые рентгеновского малоуглового рассеяния бактериофагом Т7 в растворе (*1* — экспериментальная кривая; *2* — рассеяние восстановленной структурой); *б* — восстановленная по данным малоуглового рассеяния структура Т7; рассчитанная в аксиально-симметричном приближении карта электронной плотности (сечение, содержащее ось вращения *z*). Сплошные изолинии соответствуют электронной плотности $0{,}38e\cdot Å^{-3}$ (гидратированный белок), штриховые — $0{,}42e\cdot Å^{-3}$ (сильногидратированная ДНК), жирная линия — $0{,}52eÅ^{-3}$ (слабогидратированная ДНК).

где S_0 — площадь поверхности раздела фаз. Для получения дополнит. информации о системе используют разл. модификации методов вариации контраста.

М. р. используется также для определения строения частично упорядоченных объектов — т. н. ориентированных систем. В частности, при изучении слоевых структур (кристаллич. полимеры, жидкие кристаллы, тонкие плёнки) по меридиональным рефлексам определяются толщина слоёв D и профиль рассеивающей плотности по нормали к плоскости слоя $\rho(x)$. Для центросимметричного случая

$$\rho(x) = \frac{F_0}{D} + \frac{2}{D}\sum_n \pm |F_n| \cos(-2\pi x h/D), \qquad (18)$$

где F_n — амплитуда n-го рефлекса.

Знание профиля электронной плотности позволяет исследовать детали упаковки молекул разного сорта, в частности мультислоевыми структурами. На рис. 5 и 6 приведены рентгенограммы М. р. и распределение $\rho(x)$ для сверхрешётки из двух видов молекул бегената бария и октадецилфенола.

Техника эксперимента. Т. к. распределение интенсивности М. р. рентг. лучей и тепловых нейтронов

измеряется под малыми углами, осн. требование к эксперим. технике заключается в создании достаточно узкого нерасходящегося пучка первичного излучения. Этого достигают с помощью спец. коллимац. систем и экранирования его паразитного рассеяния на краях щелей, окнами кювет с образцами, держателями, частицами воздуха на пути распространения луча и т. д. На рис. 7 *а*, *б* приведены наиболее распространённые схемы

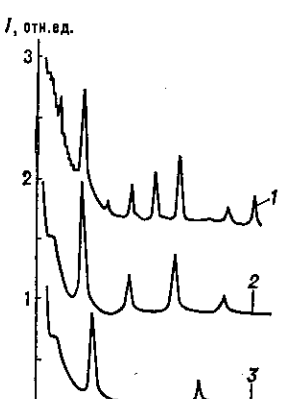


Рис. 5. Малоугловые рентгенограммы ленгмюровских плёнок бегената бария (Бег. Ва) и октадецилфенола (ОДФ): *1* — сверхрешётка с чередованием бислоёв Бег. Ва и ОДФ (10 слоёв); *2* — плёнка из бислоёв Бег. Ва; *3* — плёнка из бислоёв ОДФ.

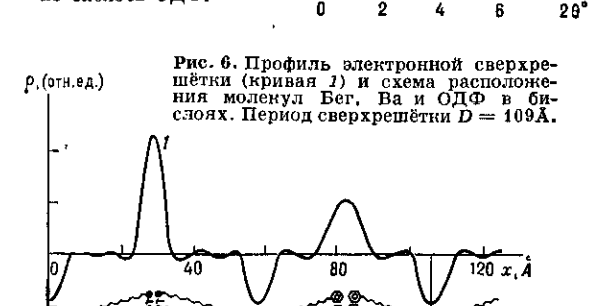
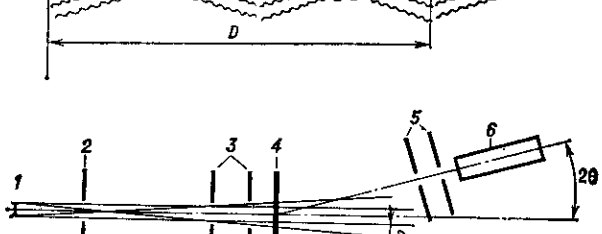


Рис. 6. Профиль электронной сверхрешётки (кривая *1*) и схема расположения молекул Бег. Ва и ОДФ в бислоях. Период сверхрешётки $D = 109$ Å.



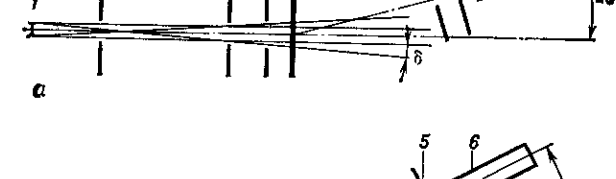


Рис. 7. Схемы малоугловых гониометров: *а* — трёхщелевая; *б* — по Кратки; *1* — фокус источника; *2* — формирующие щели; *3* — щели образца; *4* — образец; *5* — приёмные щели; *6* — детектор (2θ — угол рассеяния; δ — угловая расходимость падающего пучка).

коллимации первичного пучка — трёхщелевая и схема блок-коллиматора по Кратки.

Источниками рентг. излучения в экспериментах М. р. служат как обычные рентг. трубки, так и трубки с вращающимся анодом, а также *синхротронное излучение*. Для регистрации рассеянного излучения используют одноканальные ионизац. счётчики; широкое распространение получают позиционно-чувствительные детекторы, позволяющие регистрировать одновременно всю картину М. р. Источниками тепловых нейтронов служат спец. нейтронные реакторы.

Обработка экспериментальных данных. В приведённые выше соотношения между структурными характеристиками вещества и интенсивностью М. р. входит ф-ция $I(s)$ — точная кривая рассеяния объектом. На практике всегда измеряется нек-рый дискретный набор данных $J_e(s_i)$, содержащий разл. приборные искажения, фоновое рассеяние и статистич. шум. В общем виде для регистрируемой интенсивности рассеяния можно записать

$$J_e(s_i) = \alpha_1 J(s_i) + \alpha_2 J_\varnothing(s_i) + \varepsilon_i,$$

где α_1, α_2 — нормировочные константы, $J_\varnothing(s)$ — рассеяние матрицей, деталями установки и пр., ε_i — погрешности измерений. Кривая $J(s)$, несущая структурную информацию, отвечает «идеальной» кривой $I(s)$, «размытой» эффектами расходимости пучка и немонохроматичности излучения. Для изотропного рассеяния связь между $J(s)$ и $I(s)$ записывается в виде

$$J(s) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{\infty} W_w(u) W_l(t) W_\lambda(\lambda)\, \frac{I\sqrt{(s-u)^2+t^2}}{\lambda}\, du\,dt\,d\lambda, \quad (19)$$

где $W_w(u)$ и $W_l(t)$ — т. н. весовые ф-ции ширины и высоты коллимирующих щелей (приборные ф-ции прохождения вдоль и поперёк направления регистрации в плоскости приёмника), $W_\lambda(\lambda)$ — спектральная ф-ция (распределение по длинам волн излучения в падающем пучке). В реальных экспериментах искажения ф-ции $I(s)$ могут быть весьма значительны (особенно из-за эффектов размытия на высоту щелей, в нейтронном рассеянии — из-за немонохроматичности излучения). Поэтому обработка данных, связанная с решением интегрального ур-ния (19), представляет собой, как правило, необходимый предварит. этап при извлечении структурной информации из данных М. р.

Лит.: Guinier A., Fournet G., Small-angle scattering of X-ray, N. Y.— L., 1955; Small-angle X-ray scattering, ed. by O. Glatter, O. Kratky, L., 1982; Останевич Ю. М., Сердюк И. Н., Нейтронографические исследования структуры биологических макромолекул, «УФН», 1982, т. 137, с. 85; Черемской П. Г., Методы исследования пористости твердых тел, М., 1985; Свергун Д. И., Фейгин Л. А., Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние, М., 1986; Физико-химия многокомпонентных полимерных систем, под ред. Ю. С. Липатова, т. 1—2, К., 1986.

Д. И. Свергун, Л. А. Фейгин.

МАЛЮСА ЗАКО́Н — зависимость интенсивности линейно поляризованного света после его прохождения через *анализатор* от угла α между плоскостями поляризации падающего света и анализатора (см. *Поляризация света*). Установлен Э. Л. Малюсом (E. L. Malus) в 1810. Если I_0 и I — соответственно интенсивности падающего на анализатор и выходящего из него света, то, согласно М. з., $I = I_0\cos^2\alpha$. Свет с иной (не линейной) поляризацией может быть представлен в виде суммы двух линейно поляризованных составляющих, к каждой из к-рых применим М. з. По М. з. рассчитываются интенсивности проходящего света во всех *поляризационных приборах*. Потери на отражение, зависящие от α и не учитываемые М. з., определяются дополнительно.

МА́НДЕЛСТАМА ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ (двойное спектральное представление) — простейшее интегральное представление для амплитуды рассеяния элементарных частиц (см. *Дисперсионных соотношений метод*) как ф-ции инвариантных квадрата полной энергии s в системе центра масс и квадрата передачи 4-импульса t.

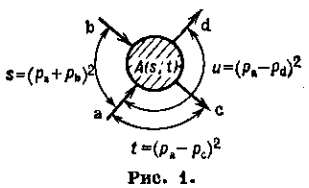


Рис. 1.

В простейшем случае бинарного процесса a + b → c + d (рис. 1) упругого рассеяния частиц с равными массами m (напр., двух пионов) М. п. имеет вид

$$A(s,t) = \frac{1}{\pi^2}\int\int ds'dt' \frac{\rho_{st}(s',t')}{(s'-s)(t'-t)} + \\ + \frac{1}{\pi^2}\int\int du'dt' \frac{\rho_{ut}(u',t')}{(u'-u)(t'-t)} + \frac{1}{\pi^2}\int\int du'ds' \frac{\rho_{su}(s',u')}{(u'-u)(s'-s)},$$

где релятивистски-инвариантные переменные $s = (p_a + p_b)^2$, $t = (p_a - p_c)^2$, $u = (p_a - p_d)^2$ связаны друг с другом соотношением $s + u + t = 4m^2$ ($p_{a,b,c,d}$ — 4-импульсы частиц a, b, c, d; используется система единиц, в к-рой $c = 1$), а спектральные плотности ρ отличны от нуля только в областях I, II, III (рис. 2), так что амплитуда A аналитична при всех комплексных s и t за исключением этих вещественных областей. М. п. задаёт и аналитич. свойства амплитуды как ф-ции одной комплексной переменной (s или t) — это разрезы, определяемые асимптотами границы спектральных ф-ций; $s > 4m^2$, $t > 4m^2$, $u > 4m^2$.

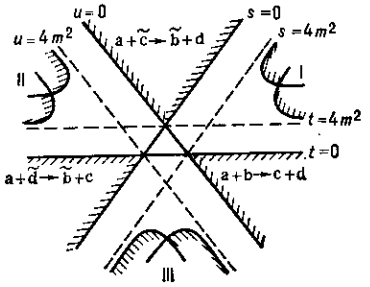


Рис. 2. Области аналитичности амплитуды процесса a + b → c + d (в случае одинаковых масс частиц). I, II, III — области, где отличны от нуля спектральные плотности ρ. Заштрихованы области перекрёстных процессов.

Важным свойством М. п. является его явная *перекрёстная симметрия*: оно определяет единую аналитич. ф-цию, к-рая в разных областях переменных s, u описывает разл. перекрёстные процессы (рис. 2).

Представление предложено С. Манделстамом (S. Mandelstam) в 1959 и строго доказано в квантовой механике с потенциалом взаимодействия определ. класса. Характерной особенностью М. п. в этом случае является нулевое значение спектральной плотности ρ_{su}. Однако в квантовой теории поля его удалось доказать лишь в рамках *перенормированной теории возмущений*.

М. п., наряду с *унитарности условием*, составляет основу дисперсионного подхода в теории элементарных частиц. Связывая амплитуды разл. процессов, оно приводит к системе нелинейных интегральных ур-ний. Однако возникающая система оказывается настолько широкой, что включает в себя амплитуды практически всех процессов, происходящих с элементарными частицами, и не поддаётся матем. разрешению. В ряде случаев с помощью разл. приближений удаётся сузить систему и получить интересные физ. результаты. М. п. прочно вошло в арсенал аналитич. методов теории элементарных частиц и лежит в основе многих моделей, напр. *струнных моделей адронов* (см. также *Дуальность*).

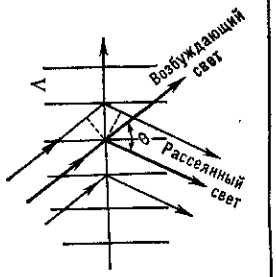
Лит.: Ширков Д. В., Серебряков В. В., Мещеряков В. А., Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях, М., 1967; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Иццикксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984.

А. В. Ефремов.

МАНДЕЛЬШТА́МА — БРИЛЛЮЭ́НА РАССЕ́ЯНИЕ (МБР) — рассеяние света на адиабатич. флуктуациях плотности конденсиров. сред, сопровождающееся изменением частоты. В спектре МБР монохроматич. света наблюдаются дискретные, расположенные симметрично относительно частоты возбуждающего света спектральные компоненты, называемые компонентами Мандельштама — Бриллюэна или компонентами тонкой структуры линии Рэлея. Рассеяние предсказано Л. И. Мандельштамом (1918—26) и Л. Н. Бриллюэном (L. N. Brillouin, 1922); обнаружено при рассеянии в кристалле кварца и в жидкости Е. Ф. Гроссом (1930) и впоследствии им же подробно исследовано.

Адиабатич. флуктуации плотности можно представить как результат интерференции распространяющихся в среде по всевозможным направлениям упругих волн разл. частоты со случайными фазами и амплитудами (т. н. дебаевских волн, к-рые рассматриваются в *Дебая законе теплоёмкости*). Плоская световая волна, распространяющаяся в такой среде, дифрагирует (рассеивается) во всех направлениях на этих упругих волнах, модулирующих диэлектрич. проницаемость среды. Каждая из упругих волн создаёт периодич. решётку, на к-рой и происходит дифракция света аналогично *дифракции света на ультразвуке*. Максимум интенсивности света, рассеянного на упругой волне с длиной волны Λ, наблюдается в направлении Θ (рис.), отвечающем *Брэгга — Вульфа условию*

$$2n\Lambda\sin\Theta/2 = \lambda, \qquad (1)$$



Рассеяние света на упругой волне.

где n — показатель преломления, λ — длина волны света в вакууме. Поскольку каждой упругой волне, распространяющейся в нек-ром направлении со скоростью v, соответствует волна той же частоты, бегущая навстречу, можно считать, что в среде имеются стоячие упругие волны, временно́е изменение плотности в к-рых с частотой $f = v/\Lambda$ вызывает модуляцию рассеянного света. Следовательно, в рассеянном свете появятся дискретные компоненты с частотой $\nu \pm \Delta\nu$ (стоксова и антистоксова), где $\Delta\nu = f$. Условие (1) приводит к выражению для относит. изменения частоты света, рассеянного в направлении Θ:

$$\Delta\nu/\nu = \pm\, 2n(v/c)\sin\Theta/2, \qquad (2)$$

где c — скорость света в вакууме. Рассмотрение отражения света от бегущих упругих волн в направлении, соответствующем условию (1), приводит к такому же результату. Изменение частоты в этом случае обусловлено *Доплера эффектом*. Ширина компонент Мандельштама — Бриллюэна $\delta\nu$ определяется коэф. затухания α[см$^{-1}$] упругих волн $\delta\nu = \alpha v/2\pi$.

Поскольку обычно $f = \Delta\nu \ll \nu$, смещение частоты при МБР относительно невелико: $\Delta\nu/\nu \sim 2v/c \sim 10^{-5}$—$10^{-6}$. Такие величины измеряются интерферометрич. методами, напр. *интерферометром Фабри — Перо*. Существенным и хорошо наблюдаемым оказывается МБР видимого света ($\nu \sim 10^{15}$ Гц) на *гиперзвуке* ($f \sim 10^9$ — 10^{10} Гц). В жидкостях наблюдаются 2 компоненты Мандельштама — Бриллюэна, в твёрдом аморфном теле — 4 компоненты, 2 из к-рых вызваны продольными и 2 — поперечными гиперзвуковыми волнами при Θ, отличном от нуля. В кристалле в общем случае вследствие анизотропии скоростей распространения гиперзвука (3 различные скорости для каждого направления) и анизотропии распространения возбуждающего и рассеянного света (4 возможные комбинации для состояний поляризации падающего и рассеянного света) должно наблюдаться 24 компоненты Мандельштама — Бриллюэна. Кроме того, во всех случаях наблюдается также несмещённая по частоте центр. компонента тонкой структуры, вызванная рассеянием на изобарич. флуктуациях энтропии (см. *Рассеяние света*).

При обычных (нелазерных) источниках света световая волна не влияет на состояние среды и вызывающие рассеяние упругие волны обусловлены только тепловым движением молекул. Такое рассеяние света наз. тепловым. Когда интенсивность световой волны дос-

таточно велика (напряжённость электрич. поля волны $\sim 10^6 - 10^8$ В/см сравнима с внутриатомным полем), развивается процесс вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна. В этом случае бегущая интерференц. картина электрич. полей возбуждающей и рассеянной световых волн усиливает те упругие волны, к-рые вызвали первоначальное тепловое рассеяние. Механизм усиления обусловлен силами *электрострикции*, втягивающими вещество в места с бо́льшим локальным значением напряжённости электрич. поля и усиливающими таким образом упругие волны. Рост амплитуды упругих волн приводит к соответствующему увеличению эффективности рассеяния, а это в свою очередь усиливает упругие волны. В результате интенсивность рассеянной волны нелинейно возрастает по мере распространения в среде. В процессе вынужденного МБР возникает интенсивный гиперзвук, верх. граница частоты к-рого $\sim 10^5$ МГц для твёрдого тела и $\sim 10^3 - 10^4$ МГц для жидкости.

Исследование МБР позволяет получать ценную информацию о свойствах рассеивающей среды. Практич. ценность явления вынужденного МБР связана с возможностью управлять с его помощью параметрами лазерного излучения и в первую очередь с возможностью осуществлять *обращение волнового фронта*.

Лит.: Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, М., 1965; Старунов В. С., Фабелинский И. Л., Вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна, «УФН», 1969, т. 98, с. 441.

О. П. Заскалько.

МАРГАНЕЦ (лат. Manganum), Mn,— хим. элемент побочной подгруппы VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 25, ат. масса 54,9380. В природе представлен одним стабильным изотопом ^{55}Mn. Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2p^6d^54s^2$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7,435; 15,640; 33,70; 51,2; 72,4 эВ. Металлич. радиус 0,130 нм, радиусы ионов Mn^{2+}, Mn^{4+} и Mn^{7+} равны соответственно 0,091, 0,052 и 0,046 нм. Значение электроотрицательности 1,60.

Свободный М.— серебристо-белый хрупкий металл. Известны 4 модификации М. До темп-ры 700 °С устойчив α-Mn с кубич. объёмноцентриров. решёткой, параметр $a = 0{,}89119$ нм, 58 атомов в элементарной ячейке; при темп-рах 700—1079 °С существует β-Mn с кубич. объёмноцентриров. решёткой, параметр $a = 0{,}63145$ нм, 20 атомов в элементарной ячейке; при 1079—1143 °С существует γ-Mn с гранецентриров. тетрагональной решёткой; выше 1143 °С устойчив δ-Mn с кубич. объёмноцентриров. решёткой (по др. данным, темп-ры переходов: $\alpha \rightarrow \beta$ 727 °С, $\beta \rightarrow \gamma$ 1095 °С, $\gamma \rightarrow \delta$ 1133 °С). $t_{пл} = 1245$ °С, $t_{кип}$ 1962—2119 °С (по разным данным). Плотность α-Mn 7,46 кг/дм³ (20 °С); теплота плавления 12,56 кДж/моль, теплота испарения 226,9 кДж/моль; уд. теплоёмкость (25 °С) 26,29 кДж/(моль·К); термический коэф. линейного расширения $2{,}23 \cdot 10^{-5}$ град$^{-1}$ (20 °С), теплопроводность 0,836 Вт/(м·К) (10 °С); уд. электрич. сопротивление 1,5—2,6 МкОм·м; термич. коэф. электрич. сопротивления $1{,}7 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$. М. парамагнитен, $\chi = 9{,}63 \cdot 10^{-9}$ (при 293 К). М. в α- и β-модификации при 20 °С хрупок и твёрд, а γ-Mn пластичен, но при охлаждении деформации приводят к объёмным напряжениям в металле. В металлич. М. заметно растворим водород.

В хим. соединениях проявляет степени окисления от +2 до +7 (наиб. характерны +2, +4, +7). Соединения, отвечающие степени окисления +7,— сильные окислители (напр., перманганат калия $KMnO_4$). Мн. соединения токсичны.

Осн. область применения М.— чёрная металлургия, М. входит в состав всех чугунов и сталей. Его вводят также в состав разл. бронз, манганина и др. нежелезных сплавов. Соединения М. и кремния Mn_3Si и MnSi — высокотемпературные полупроводниковые материалы, последний используется в термоэлементах. Мн. сплавы М. ферромагнитны. Оксид марганца (4+) MnO_2 (пиролюзит) используют в произ-ве стекла и в качестве деполяризатора в сухих элементах. Входит в состав разл. красителей. Из искусственно полученных радионуклидов М. применение находят ^{56}Mn (β⁻-радиоактивен, $T_{1/2}$ 2,5785 года) и ^{54}Mn (электронный захват, $T_{1/2}$ 312,5 сут).

С. С. Бердоносов.

МАРКОВСКИЕ СЛУЧАЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ — процессы без вероятностного последствия, статистич. свойства к-рых в последующие моменты времени зависят только от значений процессов в данный момент и не зависят от их предыстории. М.с.п. — удобная матем. идеализация разл. *случайных процессов*, встречающихся в физике. К ним относятся процессы типа *броуновского движения*, равновесные и неравновесные *флуктуации* параметров макроскопич. систем, сравнительно медленные изменения амплитуды и фазы сигналов автогенераторов под действием быстро меняющихся естеств. шумов и т. д. Эффективность *марковского процесса приближения* при рассмотрении реальных случайных процессов обусловлена существованием развитого матем. аппарата для анализа статистич. свойств М.с.п.

Тип М.с.п. $X(t)$ определяется тем, к какому множеству принадлежат аргумент t и возможные значения процесса x. Если t и x принимают дискретные значения, $X(t)$ представляет собой марковскую цепь. М.с.п. с непрерывным временем, принимающий значения из дискретного множества $\{x_k\}$, наз. дискретнозначным марковским процессом. К ним относится, в частности, телеграфный процесс с двумя значениями ± 1, смена к-рых происходит в случайные моменты времени.

Рассмотрим непрерывнозначный М.с.п. с непрерывным временем. Пусть в моменты $t_1 > t_2 > \ldots > t_n$ известны значения процесса $X(t_i) = x_i$, $i = 1, \ldots, n$ и $W(x,t \mid x_1,t_1; \ldots; x_n,t_n)$ — условная плотность вероятности значений процесса в момент $t > t_1$, тогда справедливо равенство

$$W(x,t \mid x_1,t_1,\ldots,x_n,t_n) = W(x,t \mid x_1,t_1),$$

выражающее отсутствие последействия. Условную плотность вероятности $W(x,t \mid y,s)$, $t > s$, полностью определяющую [вместе с безусловной плотностью вероятности $W(y,s)$] все статистич. свойства М.с.п., наз. плотностью вероятности переходов. Она удовлетворяет интегральному уравнению Смолуховского

$$W(x_1,t_1 \mid x_3,t_3) = \int W(x_1,t_1 \mid x_2,t_2) W(x_2,t_2 \mid x_3,t_3) dx_2,$$

$$t_1 > t_2 > t_3,$$

от к-рого можно перейти к кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial x^n} (K_n W).$$

Здесь

$$K_n(x,t) = \lim_{\tau \to 0} \tau^{-1} \int (z-x)^n W(z,t+\tau \mid x,t) dz =$$

кинетич. коэф., описывающие локальные свойства М.с.п. в момент t в точке x. Для разрывных М.с.п., реализации к-рых скачком меняют значения в случайные моменты времени, кинетич. ур-ния эквивалентны интегро-дифференц. *Колмогорова — Феллера уравнениям*.

М.с.п., реализации к-рых с вероятностью 1 непрерывны во времени, наз. непрерывными или диффузионными процессами. Для них отличны от нуля только два кинетич. коэф.: коэф. сноса $A(x,t) = K_1(x,t)$ и коэф. диффузии $B(x,t) = K_2(x,t)$. При этом кинетич. ур-ние переходит в *Фоккера — Планка уравнение* (см. также *Колмогорова уравнения*):

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(AW) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}(BW).$$

Если $K_n = K_n(t)$ или $K_n = K_n(x)$, то М.с.п. наз. о д н о р о д н ы м в пространстве или во времени. В последнем случае плотность вероятности переходов зависит лишь от разности времён: $W(x,t\,|\,y,s) = W(x,t-s|y)$. Простейшим однородным в пространстве и во времени непрерывным М. с. п. является *винеровский случайный процесс*, для к-рого $K_1 = 0$, $K_2 = 1$. Он описывает, напр., свободную диффузию частиц в среде с пост. темп-рой. Простейшим однородным во времени процессом является п р о ц е с с О р н ш т е й н а — У л е н б е к а, для к-рого $K_1 = -hx$, $K_2 = 1$. Ур-ние Фоккера — Планка в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial W}{\partial t} = h\frac{\partial}{\partial x}(xW) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}. \qquad (1)$$

Статистич. характеристики М. с. п. находят, исследуя решения кинетич. ур-ний с теми или иными начальными и граничными условиями. Так, плотность вероятности переходов процесса Орнштейна — Уленбека, удовлетворяющая ур-нию (1) с начальным условием $W(x,0|y) = \delta(x-y)$ равна

$$W(x,t\,|\,y) = \widehat{h}^{1/2}\exp[-\widehat{h}(x-ye^{-ht})^2]/\sqrt{\pi},$$
$$\widehat{h} = h/(1-e^{-2ht}).$$

Для однородных во времени процессов может существовать стационарная плотность вероятности

$$W_{\text{ст}}(x) = \lim_{t\to\infty} W(x,t\,|\,y),$$

удовлетворяющая, в случае диффузионного процесса, обыкновенному дифференц. ур-нию

$$\frac{d}{dx}(A\,W_{\text{ст}}) = \frac{1}{2}\frac{d^2}{dx^2}(BW_{\text{ст}}).$$

При анализе М. с. п., реализации к-рых обрываются или отражаются на заданных границах, кинетич. ур-ния дополняют граничными условиями.

Реализации М. с. п. с непрерывным временем удовлетворяют дифференц. *стохастическим уравнениям*. Напр., реализации диффузионного процесса $X(t)$ удовлетворяют ур-нию

$$dX/dt = a(X(t),t) + b(X(t),t)\xi(t), \quad X(s) = y, \qquad (2)$$

здесь $a(x,t)$ и $b(x,t)$ — детерминиров. ф-ции, а $\xi(t)$ — белый шум, для к-рого

$$\langle\xi\rangle = 0, \quad \langle\xi(t)\xi(t+\tau)\rangle = D\delta(\tau).$$

Кинетич. коэф. диффузионного процесса, описываемого ур-нием (2), равны:

$$A = -a + (D/4)\partial b^2/\partial x, \quad B = Db.$$

Лит.: С т р а т о н о в и ч Р. Л., Избранные вопросы теории флюктуаций в радиотехнике, М., 1961; Т и х о н о в В. И., М и р о н о в М. А., Марковские процессы, М., 1977; Справочник по теории вероятностей и математической статистике, 2 изд., М., 1985.

А. Н. Малахов, А. И. Саичев.

МА́РКОВСКОГО ПРОЦЕ́ССА ПРИБЛИЖЁНИЕ — приближённый метод решения дифференц. ур-ний, содержащих случайные параметры; основан на малости отношения времени корреляции воздействий τ_0 ко времени корреляции отклика τ_1. Формально соответствует пределу $\tau_0/\tau_1 \to 0$. Непосредственно применим лишь к причинным задачам, в к-рых значения динамич. переменных в нек-рый момент времени функционально не зависят от последующих по времени значений случайных параметров. В физ. задачах М. п. п. является гл. членом разложения по малому параметру τ_0/τ_1 и, в отличие от методов теории возмущений, допускает описание сильных флуктуаций, возникающих в физ. системе под влиянием случайных воздействий.

Пусть поведение *динамической системы* описывается обыкновенными дифференц. ур-ниями:

$$\frac{d\xi_i(t)}{dt} = v_i(\xi_1,\ldots,\xi_n;t) + \varphi_i(\xi_1,\ldots,\xi_n;t),$$
$$\xi_i(t_0) = a_i, \quad i = 1,\ldots,n. \qquad (1)$$

Здесь $v_i(x_1,\ldots,x_n;\,t)$ — детерминиров. ф-ции своих аргументов, а $\varphi_i(x_1,\ldots,x_n;t)$ — случайная ф-ция $(n+1)$ переменной, обладающая след. свойствами ($\langle\ldots\rangle$ означает статистич. усреднение, $x = \{x_1,\ldots,x_n\}$):

$$\langle\varphi_i(x,t)\rangle = 0, \qquad (2)$$

$$\langle\varphi_i(x,t)\varphi_k(x',t')\rangle = B_{ik}(x,x';t,t'), \qquad (3)$$

$$\varphi_i(x,t) \text{ — } \textit{гауссовы случайные функции}. \qquad (4)$$

В ур-нии (1) случайна как сама ф-ция $\varphi_i(x,t)$ при детерминиров. аргументах, так и ф-ции $\xi_i(t)$, входящие в аргумент φ_i : $\varphi_i(\xi,t)$. Условия (2) — (4) накладываются на случайные ф-ции $\varphi_i(x,t)$ при детерминиров. аргументах.

Если реальную корреляц. ф-цию (3) заменить ф-цией вида

$$B_{ik}(x,x';t,t') \to B_{ik}^{\text{эфф}}(x,x';t,t') = 2F_{ik}(x,x';t)\sigma(t-t')$$

и считать, что входящие в (1) гауссовы случайные ф-ции характеризуются корреляц. ф-цией $B_{ik}^{\text{эфф}}$, то это соответствует замене истинного времени корреляции τ_0 нулём и эквивалентно переходу к М. п. п. При этом в (1) возникают два стремящихся к нулю временны́х масштаба: один — при вычислении производной $d\xi_i/dt = \lim_{\Delta t\to 0}[\xi_i(t+\Delta t) - \xi_i(t)]/\Delta t$, другой — при стремлении к нулю τ_0. Ниже предельный переход $\tau_0 \to 0$ совершают после выполнения перехода $\Delta t \to 0$, т. е. предполагают, что $\Delta t/\tau_0 \to 0$. Ф-ции F_{ik} находят из условия

$$F_{ik}(x,x';t) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty} B_{ik}\Big(x,x';t+\frac{\tau}{2},\ t-\frac{\tau}{2}\Big)d\tau.$$

При сделанных предположениях плотность вероятностей

$$W(x,t) \equiv \langle\delta(\xi_1(t)-x_1)\ldots\delta(\xi_n(t)-x_n)\rangle$$

решения системы (1) удовлетворяет *Эйнштейна — Фоккера — Планка уравнению*

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}\Big[A_i(x,t)W\Big] = \frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_k}\Big[F_{ik}(x,x';t)W\Big], \qquad (5)$$

где $$A_i(x,t) = v_i(x,t) + \Big[\frac{\partial F_{ik}(x,x';t)}{\partial x_k}\Big]_{x'=x},$$

по повторяющимся индексам производится суммирование. Совместная плотность вероятностей для величин $\xi(t_1)$, ..., $\xi(t_n)$ при $t_n \geqslant t_{n-1} \geqslant \ldots \geqslant t_1$ в этом случае распадается на произведение

$$W(x_n,t_n;x_{n-1},t_{n-1};\ldots;x_1,t_1) =$$
$$= P(x_n,t_n\,|\,x_{n-1},t_{n-1})\cdot P(x_{n-1},t_{n-1}\,|\,x_{n-2},t_{n-2})\times\ldots$$
$$\times\ldots P(x_2,t_2\,|\,x_1,t_1)W(x_1,t_1),$$

а ф-ция $P(x,t|x_0,t_0)$ (переходная вероятность) удовлетворяет по переменным x, t ур-нию (5) с нач. условием $P(x,t_0|x_0,t_0) = \delta(x-x_0)$. Т. о., случайный процесс $\xi(t)$ является марковским.

В реальных физ. задачах время корреляции флуктуаций всегда конечно и вопрос о пригодности М. п. п. сводится к учёту конечности малого параметра τ_0/τ_1. Одно из условий применимости М. п. п. всегда имеет вид $t \gg \tau_0$, но обычно возникают и др. условия.

М. п. п. применимо и к причинным задачам, описываемым ур-ниями с частными производными, однако здесь уже нет такой универсальной формулировки, как для обыкновенных дифференц. ур-ний.

Задачи, описываемые дифференц. ур-ниями с двухточечными граничными условиями (напр., в задаче о распространении волны одно из граничных условий

ставится в точке возбуждения волны, а второе описывает её отражение от нагрузки в конце), непосредственно нельзя описывать М. п. п. Однако в ряде случаев такие задачи можно свести к вспомогат. задачам Коши (методом инвариантного погружения или др. способами), после чего к ним применимо М. п. п.

Лит.: Кляцкин В. И., Татарский В. И., Приближение диффузионного случайного процесса в некоторых нестационарных статистических задачах физики, «УФН», 1973, т. 110, с. 499; Введение в статистическую радиофизику, ч. I — Рытов С. М., Случайные процессы, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1976—78; Кляцкин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно неоднородных средах, М., 1980.

В. И. Татарский.

МАРС — четвёртая по порядку от Солнца большая планета *Солнечной системы*. Ср. расстояние от Солнца 1,524 а. е. (227,9 млн. км). Эксцентриситет орбиты 0,0934, наклон плоскости орбиты к эклиптике 1° 51′; экватор М. наклонён к плоскости его орбиты на 25,2°, что вызывает сезонные изменения на планете. Период обращения М. вокруг Солнца 686,98 сут (сидерический период обращения). Ср. скорость движения на орбите 24,13 км/с. Экваториальный радиус 3394 км, полярный — 3376,4 км, динамич. полярное сжатие ≈1/200. Найдена значит. асимметрия М. вдоль полярной оси: уровень поверхности почти во всём южном полушарии лежит на 3—4 км выше, чем в северном. Период вращения М. вокруг своей оси 24 ч 37 мин 22,58 с. Расстояние в перигелии 207 млн. км, в афелии 249 млн. км. Кол-во солнечной энергии, получаемой М. при наиб. и наим. расстояниях от Солнца, различается на 20—30%. Масса М. $6{,}44 \cdot 10^{23}$ кг (0,108 земной), ср. плотность 3950 кг/м³, ускорение свободного падения на экваторе 3,76 м/с², первая *космическая скорость* 3,6 км/с, вторая — 5 км/с. Болометрич. сферич. *альбедо* 0,20 ± 0,05; ср. эффективная темп-ра поверхности 216 К.

Благоприятные условия для исследования М. наземными и космич. средствами возникают во время противостояний, происходящих с интервалом 779,94 сут (ср. синодич. период обращения). Расстояния между М. и Землёй в противостояниях не одинаковы и меняются циклами продолжительностью в 15—17 лет. Противостояния при нахождении М. вблизи перигелия наиб. благоприятны, т. к. в этот период расстояние между планетами становится наименьшим, ≈ 56 млн. км; они происходят один раз за цикл и наз. великими противостояниями.

При наблюдении с Земли на М. выделяются светлые области красно-оранжевого цвета, занимающие ок. 75% его поверхности, к-рые исторически получили назв. «материки», и тёмные области серо-зелёного оттенка — «моря». Определ. зависимости в относительном высотном расположении «материков» и «морей» не выявлено. Перепады высот в планетарном масштабе, впервые обнаруженные радиолокац. исследованиями приэкваториальной области М., достигают 14—16 км.

Наиб. прогресс в исследованиях М. достигнут благодаря полётам космич. аппаратов (сов. «Марс-1—7», «Фобос-2», амер. «Маринер-4, -6, -7, -9», «Викинг-1, -2»). Отснята поверхность М. с разрешением менее 1 км. Сильно кратериров. участки поверхности М. с диаметрами кратеров от неск. км до сотен км характерны в осн. для средне- и высокоширотных районов южного полушария. Сглаженность кратеров больше, чем на Луне и Меркурии, но значительно меньше, чем на Венере. Крупным кратерам присвоены имена советских и зарубежных учёных, кратерам меньшего размера даются наименования небольших насел. пунктов на Земле.

Очевидные следы вулканизма и тектонич. деятельности на планете служат доказательством геологич. активности, завершившейся, видимо, ок. 1 млрд. лет назад. Громадные потухшие щитовые вулканы диаметрами в основании до 600 км и выс. до 27 км сосредоточены в возвышенной области Фарсида в северном полушарии. Об интенсивной тектонич. деятельности свидетельствуют многочисл. разломы и сбросы марсианской коры — грабены, утёсы, обширные ущелья с системой ветвящихся каньонов, достигающие неск. км в глубину, десятков км в ширину, сотен км в длину.

В формировании совр. облика М. важную роль сыграли также интенсивная ветровая и, по-видимому, водная эрозии, осадконакопление и гляциологич. процессы. Белые полярные шапки образуются вблизи полюсов в период с начала марсианской осени до конца весны в соответствующем полушарии за счёт конденсации углекислого газа, а их нестаивающая за лето часть (значительная у северной полярной шапки) состоит в осн. из обычного льда, возможно, с примесью клатратов CO_2. С динамикой сезонных изменений размеров шапок связаны изменения отражат. свойств поверхности М., включая известную «волну потемнения», распространяющуюся в целом от полярных шапок к экватору в весенний период. Тёмные области систематически на неск. градусов теплее светлых. «Волна потемнения» и периодич. изменение очертаний светлых и тёмных областей являются следствием перераспределения пыле-песчаного тонкозернистого материала вдоль поверхности при перестройке циркуляц. процессов в атмосфере и смене направлений местных ветров. Этот материал, выдуваемый из кратеров, образует характерные шлейфы позади их кромок; на поверхности и внутри кратеров часто образуются песчаные дюны. Данные о тепловой инерции поверхностных слоёв М. согласуются с моделью раздробленного грунта со ср. размерами частиц 0,01—0,05 см в слое проникновения тепловой волны (5 ÷ 7 см) вследствие суточного и годового хода темп-ры. По результатам определения диэлектрич. проницаемости материала поверхности на глубине в неск. десятков см ср. значение плотности 1500—2000 кг/см³. Из анализа углубления опор космич. аппарата ср. плотность 1200—1800 кг/м³. Значит. суточно-сезонные вариации темп-ры, достигающие св. 100 К, и практич. отсутствие колебаний темп-ры уже на глубине в неск. десятков см свидетельствуют о крайне низкой теплопроводности марсианского грунта ($\approx 1{,}6 \cdot 10^{-4}$ кал·К$^{-1}$·см$^{-1}$·с$^{-1}$). Согласно модели, отвечающей данным измерений содержаний хим. элементов в грунте, осн. соединениями являются (%, по массе): SiO_2 — 45; Fe_2O_3 — 18; Al_2O_3 — 5; MgO — 8; CaO — 5; SO_3 — 8; содержание щелочных металлов очень низкое.

Атмосфера М. разреженная, давление у поверхности в зависимости от рельефа изменяется от 0,18 до 1 кПа. За ср. давление, примерно соответствующее давлению на поверхности ср. уровня (от этого уровня отсчитывают высоту гор и глубину впадин), принято давление в тройной точке на фазовой диаграмме воды (0,61 кПа). Состав атмосферы (%, по объёму): CO_2 — 95; N_2 — 2,7; Ar — 1,6; O_2 — 0,15. Содержание водяного пара очень низкое и испытывает заметные суточно-сезонные колебания: от менее 1 мкм осаждённой воды в зимнем полушарии до почти 100 мкм осаждённой воды над полярной шапкой летом. Обнаружены отд. районы повыш. влажности в ср. широтах, а также небольшое кол-во озона, практически не влияющее на ослабление интенсивной солнечной УФ-радиации, проникающей сквозь разреженную атмосферу М. до поверхности. Ср. темп-ра у поверхности близка к эффективной, днём темп-ра поверхности выше, ночью ниже, чем темп-ра атмосферы. Суточно-сезонные вариации темп-ры составляют 100—150 К, миним. темп-ра на полярных шапках зимой опускается ниже темп-ры конденсации CO_2 (148 К при 0,61 кПа). Из-за больших температурных контрастов на поверхности и малой плотности атмосфера М. очень динамична, скорости ветра достигают неск. десятков м/с, а во время пылевых бурь 80—100 м/с. Периоды глобальных пылевых бурь обычно совпадают с противостояниями М. Облака пыли поднимаются до высот ≈ 10 км, почти полностью сглаживая температурные контрасты на поверхности. Распределение

темп-ры в атмосфере по вертикали стремится к изотермическому, а темп-ра поверхности падает на 20—30 К. Число пылевых частиц в атмосфере во время бури достигает 10^{12}—10^{13} в 1 м³ ($\sim 10^{-2}$ кг/м³), ср. размер частиц 1—3 мкм. В спокойной атмосфере также присутствует пыль со ср. размерами частиц 0,05—0,1 мкм. В отличие от пылевых (жёлтых) облаков, белые и синие облака в атмосфере имеют конденсац. природу — в тропосфере из H_2O, в стратосфере преим. из CO_2. (Подразделение облаков по цветовому признаку обусловлено соответствующим светофильтром, через к-рый они наблюдаются.) В верх. атмосфере до 150 км преобладает CO_2, выше —О и СО, начиная с высоты ок. 400 км,— Не и H_2. Ионосфера М. менее плотная, чем земная, и более поджата к планете: дневной максимум на выс. 135—140 км имеет электронную концентрацию $N_e = (1{,}5—2)\cdot 10^5$ см$^{-3}$, второй, менее чёткий максимум находится на выс. ок. 110 км с $N_e = 7\cdot 10^4$ см$^{-3}$. На ночной стороне максимум N_e опускается до высот 100—110 км (N_e в нём не превышает $5\cdot 10^3$ см$^{-3}$). Осн. компонентом марсианской ионосферы является ион O_2^+.

Обнаружение на поверхности длинных, ветвящихся долин типа высохших речных русел, выглаженных ложбин и островов свидетельствует о водной эрозии в определённые (ранние) периоды марсианской истории. Газовый и изотопный анализы атмосферы, включая сопоставление относит. содержания инертных газов с их содержанием на Земле и в метеоритах, дают основание считать, что когда-то Марс обладал существенно (примерно в 20 раз) более плотной атмосферой и на его поверхности могла быть вода в жидком состоянии. Общее её содержание в совр. эпоху в виде подповерхностного льда и полярных шапок оценивается эфф. толщиной равномерно разлитого по поверхности слоя $\approx$30 м (ср. глубина Мирового океана на Земле $\approx$4 км).

Относительно проявлений биол. активности или возможных следов биосферы на М. ничего определённого пока сказать нельзя. Эксперименты на космич. аппарате «Викинг» дали противоречивые результаты. Возможно, что осн. препятствием к обнаружению к.-л. форм жизни явилась недостаточная чувствительность (или неэффективность) использованных методов в условиях сильноокисленной среды в поверхностном слое планеты.

У М. предполагалось магн. поле с напряжённостью на экваторе, приведённой к поверхности, $\approx$ 51,8 мА/м (в $\sim 10^3$ раз слабее земного), однако вывод о принадлежности его самой планете подвергнут сомнению измерениями КА «Фобос-2».

У М. есть два спутника: Фобос (Страх) и Деймос (Ужас). Фобос обращается вокруг М. с периодом 7 ч 39 мин (сидерич. период) на ср. расстоянии 9350 км, т. е. обгоняет планету в её суточном вращении. Сидерич. период Деймоса, обращающегося на ср. расстоянии 23 500 км,— 30 ч 17 мин. Оба спутника всегда обращены к М. одной стороной и имеют неправильную, астероидоподобную форму с макс. размерами соответственно 21 × 26 и 12 × 13 км. Поверхность их покрыта многочисл. кратерами (плотность кратеров в 100 раз больше, чем на М.). Возможно, они сохранились со времени аккреции планеты или (что более вероятно) захвачены позднее её гравитац. полем.

Лит.: Мороз В. И., Физика планеты Марс, М., 1978; Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986.

М. Я. Маров.

МАРТЕНСИ́ТНОЕ ПРЕВРАЩЕ́НИЕ [от имени А. Мартенса (A. Martens)] — один из видов структурных превращений (см. *Полиморфизм*), при к-ром изменение взаимного расположения составляющих кристалл атомов (молекул) происходит в результате относит. смещений соседних атомов на расстояния, малые по сравнению с межатомным расстоянием. Перестройка кристаллич. решётки обычно сводится к деформации её элементарной ячейки, и конечная фаза М. п. может рассматриваться как однородно деформированная исходная фаза. Величина деформации мала ($\sim 10^{-1}$—10^{-2}) и соответственно мал (по сравнению с энергией связи частиц в кристалле) энергетич. барьер, препятствующий однородному переходу исходной фазы в конечную.

М. п. развивается путём образования и роста областей более стабильной фазы в исходной метастабильной. Необходимым условием М. п. является сохранение упорядоченного контакта между сосуществующими фазами. Упорядоченное строение межфазных границ при малости барьера для однородного фазового перехода обеспечивает их малую энергию и высокую подвижность (см. *Межзёренные границы*). В соответствии с малой величиной межфазной поверхностной энергии избыточная энергия, необходимая для зарождения кристаллов новой фазы, мала и при нек-ром отклонении от равновесия фаз становится сопоставимой с энергией дефектов, присутствующих в исходной фазе. Поэтому зарождение мартенситной фазы происходит с большой скоростью и может не требовать тепловых флуктуаций (нетермич. М. п.).

Вследствие воздействия образовавшейся фазы на прилегающие объёмы исходной фазы барьер для перемещения межфазной границы существенно меньше, чем энергетич. барьер для однородного перехода. При небольших отклонениях от равновесия фаз барьер для межфазной границы исчезает. При этом рост мартенситной фазы лимитируется только скоростью отвода энергии или взаимодействием границы с дефектами и происходит со скоростью порядка звуковой. Т. к. безбарьерное развитие М. п. не связано с тепловой активацией, то М. п. в низкотемпературную фазу не всегда может быть «заморожено» быстрым охлаждением и может протекать при $T \to 0$К. При достаточно большом отклонении от равновесия фаз возможна потеря устойчивости исходной метастабильной фазы; барьер для однородного фазового перехода исчезает. Соответствующее падение сопротивления упругому искажению, переводящему кристалл в новую фазу, наблюдалось при охлаждении в нек-рых сплавах (In — Tl, V_3 — Si).

Существ. роль при М. п. играют внутр. напряжения, возникающие из-за упругого «приспособления» кристаллич. решёток, соприкасающихся фаз. Упругие поля напряжений приводят к смещению равновесия взаимодействующих фаз относительно положения истинного термодинамич. равновесия для изолированных, неискажённых фаз. Поэтому темп-ра начала М. п. может значительно отличаться от темп-ры истинного равновесия.

Стремление к минимуму упругой энергии определяет внутр. структуру и взаимное расположение мартенситных кристаллов. Новая фаза образуется в форме тонких пластинок, определ. образом ориентированных относительно кристаллографич. осей. Пластины, как правило, не являются монокристаллами, а представляют собой пакеты плоскопараллельных доменов — областей новой фазы, различающихся ориентацией кристаллич. решётки (между собой домены находятся в двойниковом отношении; см. *Домены упругие*, *Двойникование*). Интерференция полей напряжений от разл. доменов приводит к их частичному уничтожению. Дальнейшее уменьшение упругих полей достигается за счёт формирования ансамблей из закономерно расположенных пластин. Т. о. в результате М. п. возникает поликристаллич. фаза со своеобразным иерархич. порядком (ансамбли — пластины — домены) в расположении структурных составляющих (см. *Гетерофазная структура*). Деформирование материала с такой структурой происходит в осн. за счёт смещения доменных границ («сверхупругость»). При нагреве происходит обратное превращение мартенситной фазы в исходную, и тело восстанавливает первонач. форму, к-рую оно имело до М. п. (память формы).

Рост внутр. напряжений в процессе М. п. в определ. условиях приводит к установлению двухфазного термоупругого равновесия, к-рое обратимо смещается при

изменении внеш. условий: под действием механич. нагрузок или при изменении темп-ры размеры отд. кристаллов и их число изменяются.

Представленная картина, к-рой достаточно полно отвечают М. п. в сплавах цветных металлов, обычно искажена процессами пластич. релаксации — рождением и перемещением *дислокаций*. Релаксация внутр. напряжений делает М. п. существенно необратимым: между прямым и обратным превращением возникает *гистерезис*. «Оседание» дислокаций на межфазных границах уменьшает подвижность границ и увеличивает их энергию; соответственно растёт барьер для зарождения новой фазы. Чем больше степень релаксации, тем при меньших отклонениях от точки истинного равновесия фаз может проходить М. п., но тем меньше его скорость и менее отчётливо проявляется характер продуктов превращения. В одном и том же материале в зависимости от степени отклонения от точки истинного равновесия фаз и скорости релаксации наблюдаются разл. варианты превращения (быстрые нетермические М. п., изотермические М. п.; нормальные, подобные *кристаллизации*). Поскольку сопротивление деформации уменьшается с повышением T, характерные особенности М. п. при высоких T проявляются слабее, чем при низких.

М. п. обнаружены во мн. кристаллич. материалах: в чистых металлах (Fe, Ti, U, Na, Zr, Ce, Tl и др.), сплавах, ионных ковалентных и молекулярных кристаллах. Наиб. полно изучены М. п. в *сплавах* на основе Fe, в частности в связи с изучением закалки стали. Возникающая при закалке стали фаза — м а р т е н с и т дала назв. всему классу превращений. Важные практич. применения имеет также изменение формы при М. п.

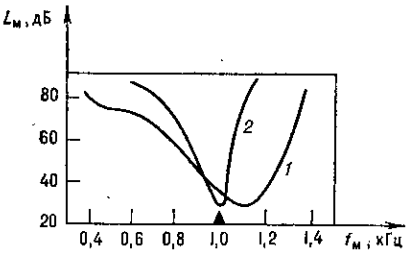
В сочетании с диффузионным перераспределением компонентов и изменением атомного порядка М. п. составляют основу многочисленных структурных превращений, благодаря к-рым с помощью термич. и механич. обработки кристаллич. материалов осуществляется направленное изменение их свойств.

Родственны М. п. сегнетоэластич. переходы (см. *Сегнетоэластики*), для к-рых параметром фазового перехода также служит деформация. Однако в отличие от М. п., являющихся переходами 1-го рода, они являются фазовыми переходами 2-го рода.

Лит.: Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения. [Сб. ст.], М., 1972; К у р д ю м о в Г. В., У т е в с к и й Л. М., Э н т и н Р. И., Превращения в железе и стали, М., 1977; В а р л и м о н т Х., Д и л е й Л., Мартенситные превращения в сплавах на основе меди, серебра и золота, пер. с англ., М., 1980. *А. Л. Ройтбурд.*

МАСКИРО́ВКА ЗВУ́КА — явление, заключающееся в ухудшении слышимости одного звука (сигнала) в присутствии др. звуков (помех). Обычно ухудшение слышимости выражается в повышении порога обнаружения сигнала, и М. з. можно оценивать количественно числом дБ, на к-рое повышается порог слышимости в присутствии помехи (порог маскировки). Различают одновременную, прямую последовательную и обратную М. з. В первом случае тестовой сигнал и помеха (маскер) звучат одновременно, во втором — сигнал следует за маскером, в третьем — сигнал предшествует маскеру. Обратная маскировка проявляется только для коротких сигналов.

Если сигнал и помеха широкополосны, то величина одновременной М. з. в большом динамич. диапазоне пропорциональна уровню интенсивности помехи. Если сигнал и маскер — тоны одинаковой частоты, то М. з. растёт медленнее уровня маскера. При различии спектрального состава сигнала и помехи М. з. определяется гл. обр. составляющими помехи, близкими по спектру к сигналу. Для выявления частотной избирательности слуха в качестве сигнала и маскера используют чистые тоны или очень узкополосные шумы. Зависимость от частоты уровня маскера, необходимого для маскировки слабого сигнала фиксиров. частоты и уровня, характеризует частотную настройку слуховой системы в области частоты сигнала (рис.). В режиме прямой последоват. маскировки частотная избирательность повышается, что объясняется проявлением нелинейных свойств улитки уха.



Частотная зависимость уровня маскирующего сигнала $L_м$, необходимого для маскировки тонального сигнала с частотой 1 кГц и уровнем 20 дБ: *1* — при одновременной маскировке; *2* — при прямой последовательной маскировке.

При одноврем. маскировке тонального сигнала шумовым, спектр к-рого ограничен полосой с центр. частотой, соответствующей сигналу, расширение спектра маскера при постоянной интегральной энергии до нек-рого значения ширины полосы не влияет на величину М. з. Расширение же вне этой полосы, называемой критической, приводит к снижению М. з.

Важными особенностями обладает М. з. при бинауральном восприятии звука. Когда сигнал имеет частоту ниже 2 кГц или когда при более высокой частоте он быстро меняется по амплитуде, М. з. зависит от интерурального (междуушного) соотношения фаз несущей (или соответственно огибающей) сигнала и маскера. При одинаковом интерауральном сдвиге фаз сигнала и маскера М. з. максимальна, при различии интерауральных сдвигов фаз на 180° М. з. обычно минимальна. Этот эффект, по-видимому, является определяющим для явления, называемого феноменом «коктейль-парти» и заключающегося в способности человека следить за сигналом, поступающим от одного источника (собеседника), игнорируя помехи с подобными спектрально-временны́ми характеристиками (др. голоса и т. п.).

Лит.: Ц в и к е р Э., Ф е л ь д к е л л е р Р., Ухо как приемник информации, пер. с нем., 2 изд., М., 1971; Г е л ь ф а н д С. А., Слух. Введение в психологическую и физиологическую акустику, пер. с англ., М., 1984. *Н. Г. Бибиков.*

МА́ССА — фундам. физ. величина, определяющая инерционные и гравитац. свойства тел — от макроскопич. объектов до атомов и элементарных частиц — в нерелятивистском приближении, когда их скорости пренебрежимо малы по сравнению со скоростью света c. В этом приближении М. тела служит мерой содержащегося в теле вещества и имеют место законы сохранения и аддитивности М.: масса изолиров. системы тел не меняется со временем и равна сумме М. тел, составляющих эту систему. Нерелятивистское приближение является предельным случаем *относительности теории*, рассматривающей движение с любыми скоростями вплоть до скорости света.

С точки зрения теории относительности М. m тела характеризует его энергию покоя $\mathscr{E}_0$, согласно соотношению Эйнштейна:

$$\mathscr{E}_0 = mc^2. \qquad (1)$$

В теории относительности, как и в нерелятивистской теории, М. изолиров. системы тел со временем не меняется, однако она не равна сумме М. этих тел.

Инерционные (или инерциальные, инертные) свойства М. в нерелятивистской (ньютоновой) механике определяются соотношениями:

$$\boldsymbol{p} = m\boldsymbol{v}, \qquad (2)$$

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = \boldsymbol{F} \qquad (3)$$

и вытекающим из них соотношением

$$\boldsymbol{F} = m\boldsymbol{a}, \qquad (4)$$

где p — импульс тела, F — сила, a — ускорение. М. входит также в ф-лу кинетич. энергии тела T:

$$T = \frac{p^2}{2m} = \frac{mv^2}{2}. \quad (5)$$

В ньютоновой теории гравитации М. служит источником силы всемирного тяготения, притягивающей все тела друг к другу. Сила F_g, с к-рой тело с массой m_1 притягивает тело с массой m_2, определяется законом тяготения Ньютона:

$$F_g = -\frac{Gm_1m_2r}{r^3}, \quad (6)$$

где $G = 6{,}7\cdot10^{-11}$ Н·м^2·кг$^{-2}$ $= 6{,}7\cdot10^{-11}$ м^3·кг$^{-1}$·с$^{-2}$ — *гравитационная постоянная*, а r — радиус-вектор, направленный от первого тела ко второму. Из ф-л (4) и (6) следует, что ускорение тела, свободно падающего в гравитац. поле, не зависит ни от его М., ни от свойств вещества, из к-рого тело состоит. Эту закономерность, проверенную на опыте в поле Земли с точностью порядка 10^{-8} и в поле Солнца с точностью порядка 10^{-12}, обычно наз. равенством инертной и гравитац. (тяготеющей, тяжёлой) М., хотя следует подчеркнуть, что речь идёт не о равенстве двух разных М., а об одной и той же физ. величине — М., определяющей разл. явления.

В спец. теории относительности энергия, импульс, скорость и М. связаны между собой соотношениями, отличающимися от соотношений нерелятивистской механики, но переходящими в последние при $v/c \ll 1$. Важную роль в релятивистской механике играет понятие полной энергии $\mathscr{E}$, равной для свободного тела сумме его энергии покоя и кинетич. энергии, $\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 + T$. По существу всю механику релятивистской свободной частицы описывают два ур-ния:

$$\mathscr{E}^2 - p^2c^2 = m^2c^4, \quad (7)$$

$$p = v\mathscr{E}/c^2. \quad (8)$$

Отметим, что величина m, входящая в правую часть ур-ния (7), — это та же М., к-рая входит в ур-ния ньютоновой механики. В отличие от энергии и импульса, меняющихся при переходе от одной *системы отсчёта* к другой, М. остаётся при этом неизменной: она является лоренцевым инвариантом.

Соотношение (3) справедливо и в теории относительности при произвольных значениях v/c, но соотношения (2) и (4) уже не имеют места. В частности, направление и величина ускорения тела определяются не только силой, но и скоростью, так что при не малых значениях v/c ввести одну величину, к-рая служила бы мерой инертности тела, в этом случае нельзя.

Не является в релятивистском случае М. и источником гравитац. поля, им является тензор энергии-импульса, имеющий в общем случае 10 компонент.

Из ур-ний (7) и (8) следует, что если тело имеет нулевую М., то оно движется всегда со скоростью света и не может находиться в покое, и наоборот, если тело движется со скоростью света, его М. должна равняться нулю. В пределе $v/c \to 0$ из этих ур-ний следует, что $\mathscr{E} \to \mathscr{E}_0 = mc^2$, $p \to mv$, $T \to p^2/2m$, т. е. воспроизводятся соотношение Эйнштейна (1) и нерелятивистские выражения (2) и (5) для импульса и кинетич. энергии.

При произвольных значениях v/c из ур-ний (7) и (8) для тела с $m \neq 0$ можно получить

$$\mathscr{E} = mc^2\gamma, \quad p = m\gamma v, \quad (9)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ — т. н. лоренц-фактор.

В спец. теории относительности имеют место законы сохранения энергии и импульса. В частности, энергия $\mathscr{E}$ (импульс p) системы n свободных частиц равна сумме их энергий (импульсов)

$$\mathscr{E} = \sum_{i=1}^{n} \mathscr{E}_i, \quad p = \sum_{i=1}^{n} p_i. \quad (10)$$

Отсюда и из ф-лы (7) следует, что М. системы не равна сумме М. составляющих её частей. Так, легко проверить, что в простейшем случае двух фотонов с энергией $\mathscr{E}$ у каждого их суммарная М. равна нулю, если они летят в одну сторону, и $2\mathscr{E}/c^2$, если они летят в противоположные стороны. Этот пример иллюстрирует также и то обстоятельство, что в теории относительности М. системы тел уже не является мерой кол-ва вещества.

Единицей М. в системе СГС служит грамм, в СИ — килограмм. М. атомов и молекул обычно измеряется в *атомных единицах массы*. М. элементарных частиц принято измерять в МэВ/c^2 (или, пользуясь системой единиц, в к-рой $c = 1$,— в МэВ). Напр., М. электрона $m_e = 0{,}511$ МэВ/c^2, М. протона $m_p = 938{,}3$ МэВ/c^2, М. самой тяжёлой из открытых элементарных частиц — Z-бозона — $m_Z \approx 91$ МэВ/c^2.

Известны многочисл. примеры взаимопревращения энергии покоя в кинетич. энергию и наоборот. Так, на встречных электрон-позитронных пучках при столкновении e^+ и e^- с энергиями $\mathscr{E}_e{}^+ = E_e{}^- = m_Z\,c^2/2$ и противоположно направленными импульсами рождается покоящийся Z-бозон. При аннигиляции покоящихся электрона и позитрона вся их энергия покоя превращается в кинетич. энергию фотонов. В результате термоядерных реакций на Солнце происходит превращение двух электронов и четырёх протонов в ядро гелия и два нейтрино и выделяется кинетич. энергия

$$T = (2m_e + 4m_p - m2_{He} - 2m_\nu)c^2 = 29{,}3\ \text{МэВ}.$$

В этом случае в кинетич. энергию переходит примерно 1% суммы М. частиц, вступающих в реакцию. При делении ядра урана $T \approx 200$ МэВ, что составляет $\sim 10^{-3}$ М. При горении метана $CH_4 + 2O_2 \to CO_2 + 2H_2O$ выделяется энергия $\sim 10^{-10}$ М. В процессе фотосинтеза М. возрастает примерно на такую же величину за счёт поглощения растением кинетич. энергии фотонов.

Если частицы не свободны, как, напр., электроны в металле или *кварки* в нуклоне, они имеют *эффективную массу*. Эфф. М. кварка зависит от расстояния, на к-ром она измеряется: чем меньше расстояние, тем меньше М. кварка. Существует принципиальное различие между М. кварка и М. электрона, т. к. кварк, в отличие от электрона, не может находиться в свободном состоянии.

Природа М. элементарных частиц является одним из гл. вопросов физики. На рубеже 19 и 20 вв. предполагали, что М. может иметь эл.-магн. происхождение. В наст. время известно, что эл.-магн. взаимодействие ответственно лишь за малую долю М. электрона. Известно также, что осн. вклад в М. нуклонов даёт сильное взаимодействие, обусловленное *глюонами*, а не М. входящих в нуклоны кварков. Но не известно, чем обусловлены М. *лептонов* и кварков. Существует гипотеза, что здесь осн. роль играют фундам. бозоны с нулевым спином — т. н. хиггсовы бозоны (см. *Хиггса механизм*). Поиски этих частиц — одна из осн. задач физики высоких энергий.

В учебной, научно-популярной и энциклопедической литературе (в частности, в статьях данной энциклопедии, посвящённых релятивистским ускорителям заряж. частиц) ещё широко распространена архаичная терминология, возникшая в нач. 20 в. в процессе создания теории относительности. Исходным пунктом её является использование ф-лы $p = mv$ в области не малых значений v/c, где справедлива ф-ла (8). В результате возникли утверждения, что $m = \mathscr{E}/c^2$, М. тела растёт с увеличением его скорости (энергии), фотон обладает М. и имеется полная эквивалентность между М. и энергией:

$$\mathscr{E} = mc^2. \quad (11)$$

Вопреки тому, что писал А. Эйнштейн в статье [1] и книге [2], часто именно эту ф-лу, а не ф-лу (1) называют ф-лой Эйнштейна. Так, определённую М., как

правило, обозначают m и называют М., реже — релятивистской М. (m_r) или М. движения ($m_{движ}$). При этом обычную М., о к-рой говорилось в этой статье, называют М. покоя или собственной М. и обозначают m_0. Одной из осн. ф-л теории относительности объявляется ф-ла

$$m = m_0\gamma = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}\ . \qquad (12)$$

Всё это приводит к терминологич. путанице, создаёт искажённые представления об основах теории относительности, создаёт впечатление, что величина $\mathscr{E}/c^2$ играет роль инертной и гравитац. М. Однако это не соответствует действительности. Напр., если ускоряющая сила параллельна скорости тела, то «мерой инертности» является т. н. «продольная масса», $m_l = m_0\gamma^3$. Др. пример — релятивистское обобщение ф-лы (6) на движение лёгкой частицы (электрона или фотона) в гравитац. поле тяжёлого тела массы M (напр., Земли или Солнца). Можно показать (исходя из общей теории относительности), что в этом случае сила, действующая на лёгкую частицу, равна

$$\boldsymbol{F} = -\frac{GM\mathscr{E}}{c^2}\left[(1+\beta^2)\frac{\boldsymbol{r}}{r^3} - \frac{(\boldsymbol{r}\boldsymbol{\beta})\boldsymbol{\beta}}{r^3}\right], \qquad (13)$$

где $\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{v}/c$. При $\beta \to 0$ эта ф-ла переходит в (6). При $\beta \sim 1$ величина, играющая роль «гравитац. М.», оказывается зависящей не только от энергии частицы, но и от взаимного направления $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{v}$. Если $\boldsymbol{v} \| \boldsymbol{r}$, то «гравитац. М.» равна $\mathscr{E}/c^2$, а если $\boldsymbol{v} \perp \boldsymbol{r}$, то она равна $(\mathscr{E}/c^2)\times(1+\beta^2)$ [для фотона — $2\mathscr{E}/c^2$]. Т. о., не имеет смысла говорить о «гравитац. М.» фотона, если для вертикально падающего на массивное тело (напр., Землю, Солнце) фотона эта величина в 2 раза меньше, чем для фотона, летящего горизонтально поверхности тела. Именно это является причиной того, что угол отклонения фотона в гравитац. поле Солнца оказывается в 2 раза больше, чем это следует из интерпретации величины $\mathscr{E}/c^2$ как М.

В целом терминология, использующая понятия «М. покоя», «М. движения», ф-лы (11), (12) и т. п. артефакты, мешает понять сущность теории относительности, затрудняет в дальнейшем знакомство с совр. науч. литературой.

Лит.: 1) Einstein A., Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?, «Ann. Phys.», 1905, Bd 18, S. 639—41; 2) Эйнштейн А., Сущность теории относительности, пер. с англ., М., 1955, с. 7—44; 3) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; 4) Тейлор Э., Уилер Дж., Физика пространства — времени, пер. с англ., 2 изд., М., 1971.
Л. Б. Окунь.

МАССА ПОКОЯ частицы — масса частицы в системе отсчёта, в к-рой она покоится; одна из осн. характеристик элементарной частицы, обычно называемой просто её массой. См. также *Относительности теория*.

МАССА ПРИВЕДЁННАЯ — см. *Приведённая масса*.

МАССА ПРИСОЕДИНЁННАЯ — см. *Присоединённая масса*.

МАССА СКРЫТАЯ — см. *Скрытая масса*.

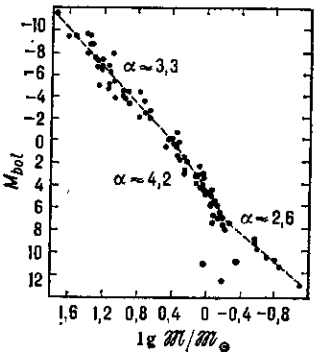
МАССА ЭФФЕКТИВНАЯ — см. *Эффективная масса*.

МАСС-АНАЛИЗАТОР — устройство для пространственного или временного разделения ионов с разл. значениями отношения массы к заряду. Один из осн. элементов *масс-спектрометра*.

МАССА—СВЕТИМОСТЬ ЗАВИСИМОСТЬ — отражает фундам. свойство стационарных *звёзд*, находящихся в тепловом и гидростатич. равновесии: чем больше масса звезды $\mathfrak{M}$, тем выше её *светимость* L. Зависимость установлена А. С. Эддингтоном (A. S. Eddington, 1921). На рис. представлена М.—с. з. для звёзд гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Ресселла диаграмма*), входящих в состав *двойных звёзд* с известными параметрами орбит компонентов и имеющих известные болометрич. светимости.

При тепловом равновесии кол-во энергии, выделяющееся в единицу времени в недрах звезды, равно кол-ву энергии, излучаемому с её поверхности. Казалось бы, светимость звезды должна определяться только свойствами *термоядерных реакций*, к-рые являются источником энергии звёзд гл. последовательности. Однако светимость слабо зависит от скорости выделения энергии и определяется гл. обр. процессами переноса выделенной энергии из недр звезды к её поверхности. В большинстве звёзд перенос энергии осуществляется лучистой теплопроводностью, при к-рой поток переносимой энергии пропорционален градиенту темп-ры и зависит также от *непрозрачности* звёздного вещества. В каждой точке гидростатически равновесной звезды градиент давления уравновешивается силой тяготения, определяемой массой звезды. Средний по звезде градиент давления, как и градиент темп-ры, тем больше, чем больше масса звезды. Следовательно, и светимость звезды тем выше, чем больше её масса.

Непрозрачность вещества сильно зависит от характера взаимодействия излучения с веществом и от его



Зависимость масса — светимость для звёзд, лежащих на главной последовательности или вблизи неё. По оси абсцисс отложена масса в относительных логарифмических единицах, по оси ординат — болометрическая светимость, выраженная в абсолютных звёздных величинах (M_{bol}). Пунктирные линии изображают аппроксимирующие зависимости $L \sim \mathfrak{M}^\alpha$ для трёх интервалов масс звёзд.

хим. состава. Обычно М.—с. з. представляют в виде степенной ф-ции $L \sim \mathfrak{M}^\alpha$. Если непрозрачность вещества по всей звезде определяется только процессами рассеяния на свободных электронах и доминирует давление излучения, то $\alpha = 1$. Если давление газа сопоставимо с давлением излучения, то $\alpha = 3$. В др. случае, когда по всей звезде при взаимодействии излучения с веществом преобладают тормозные процессы (связанные с изменением состояния свободных электронов), показатель степени лежит в пределах от 5,2 до 5,7 в зависимости от свойств термоядерных реакций. В реальных звёздах происходят одновременно процессы рассеяния, тормозные процессы, а также фотопроцессы, что приводит к отклонению значений α от указанных выше. Кроме того, показатель степени α является ф-цией массы звезды $\mathfrak{M}$, поскольку относит. роль процессов рассеяния, тормозных процессов и фотопроцессов, а также скорость выделения энергии зависят от массы звезды. Роль процессов рассеяния растёт с увеличением массы звезды.

Экспериментально можно выделить три области с приблизительно пост. значениями показателя степени (рис.): $\alpha \approx 3{,}3$ при $1{,}7 > \lg\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot > 0{,}6$; $\alpha \approx 4{,}2$ при $0{,}4 > \lg\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot > -0{,}2$ и $\alpha \approx 2{,}6$ при $-0{,}2 > \lg\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot > -1{,}1$ ($\mathfrak{M}_\odot$ — масса Солнца). Во всём диапазоне масс звёзд показатель степени α больше единицы.

Запас ядерной энергии в звезде пропорционален массе. Отсюда следует важнейшая закономерность, к-рой подчиняются все звёзды: чем больше масса звезды, тем быстрее истощаются в ней запасы ядерной энергии и тем меньше время жизни звезды.

Лит.: Чандрасекар С., Введение в учение о строении звезд, пер. с англ., М., 1950; Дибай Э. А., Каплан С. А., Размерности и подобие астрофизических величин, М., 1976; Ягер К. де, Звезды наибольшей светимости, пер. с англ., М., 1984.
В. П. Утробин.

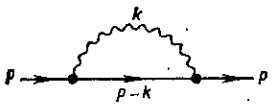
МАССОВАЯ СИЛА — сила, действующая непосредственно на каждую из частиц данного тела и численно пропорциональная массам этих частиц; то же, что объёмная сила. Пример М. с.— сила *тяготения*.

МА́ССОВОЕ ЧИСЛО́ — суммарное число A нуклонов (протонов и нейтронов) в атомном ядре. Различно для изотопов одного элемента, указывается справа вверху у символа хим. элемента (напр., O^{17}, U^{238}). Одна из важнейших характеристик ядра, вместе с его зарядовым числом Z определяет свойства невозбуждённых ядер (массу, спин, магн. и электрич. моменты).

МА́ССОВЫЙ ОПЕРА́ТОР в квантовой теории поля — ф-ция, к-рую можно считать обобщением массы частицы, включающим эффекты взаимодействия квантовых полей. Напр., в квантовой электродинамике М. о. электрона слагается из собственно массы m и *радиационных поправок*, простейшая из к-рых отвечает однопетлевой *Фейнмана диаграмме* собств. энергии электрона (рис.). В импульсном представлении вклад этой диаграммы представляется расходящимся интегралом

$$\sum(p) = \frac{e^2}{(2\pi)^4 i}\int d^4k D^c_{\mu\nu}(k)\gamma^\mu S^c(p-k)\gamma^\nu ,$$

где $D^c_{\mu\nu}$ — *пропагатор* фотона, S^c — пропагатор электрона, γ^μ — *Дирака матрицы* ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$), по индексам μ, ν подразумевается суммирование (p, k — 4-импульсы электрона и виртуального фотона, e — электрич. заряд). После надлежащего устранения расходимостей (*перенормировки*) этот интеграл явно вычисляется, и соответствующее конечное выражение $\sum$ в сумме с массой m образует М. о. электрона:



$$M(p,\alpha) = m + \sum(p;\alpha); \quad \alpha = e^2/4\pi$$

(используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). С помощью М. о. полный пропагатор электрона $G(p;\alpha)$, учитывающий радиац. поправки, записывается в виде, близком к свободному пропагатору:

$$G(p;\alpha) = [\hat{p} - M(p,\alpha)]^{-1},$$

где $\hat{p}$ — свёртка компонент 4-вектора p с матрицами Дирака: $\hat{p} = p_\nu\gamma^\nu$.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1990.

Д. В. Ширков.

МАСС-СЕПАРА́ТОР — прибор для измерения массовых чисел A нуклидов, образующихся в ядерных реакциях (на ускорителях или в ядерных реакторах). При изучении радиоактивных долгоживущих нуклидов (период полураспада $T_{1/2} \geqslant 1$ мин) в качестве М.-с. используют статич. *масс-спектрометры* со спец. конструкцией ионного источника, позволяющей быстро помещать образец в источник ионов или облучать его непосредственно в масс-спектрометре. Для определения A короткоживущих нуклидов применяются М.-с. с торможением ионов в камере, наполненной газом и помещённой в поперечное магн. поле. При определ. условиях изменение заряда иона (при торможении ядра «обрастают» электронами) компенсируется изменением его скорости, и радиус траектории определяется лишь массой иона. Разрешающая способность газонаполненных М.-с. ~ 100, мин. время анализа $\sim 10^{-3}$ с.

И. О. Лейпунский.

МАСС-СЕПАРА́ЦИЯ в плазме — пространственное разделение тяжёлых частиц с разной массой или зарядом в первоначально однородном плазменном объёме, связанное с процессами ионизации и движением частиц в электрич. и магн. полях, практически всегда присутствующих в плазме. Поэтому М.-с. происходит в той или иной степени во всех плазменных системах. Так, напр., если на стеклянную трубку, содержащую при низком давлении смесь двух газов с разными коэф. ионизации, надеть обмотку, создающую бегущее электрич. поле, то полем будет сильнее увлекаться легкоионизуемая компонента, что приведёт к М.-с.

Сепарация частиц по массам всегда проявляется в *плазменных ускорителях*. Напр., в ускорителях с замкнутым дрейфом частицы, родившиеся в одной точке и поэтому прошедшие одну и ту же разность потенциалов и пересекшие один и тот же магн. поток, на выходе из ускорителя имеют разные азимутальные скорости $v \sim M^{-1}$ (вследствие сохранения обобщённого момента кол-ва движения), что и приводит к сепарации. Чётко проявляется М.-с. тяжёлых ионов (примесей) в замкнутых *магнитных ловушках*, напр. в *токамаках*.

Приборы, специально предназначенные для разделения ионов по массам (точнее, по отношению M/e), наз. масс-сепараторами и масс-спектрометрами. М.-с. подробно изучается в «плазменных центрифугах», к-рые представляют собой осесимметричные системы с продольным магн. и радиальным электрич. полями. Центр. электрод такой центрифуги может быть твердотельным или плазменным. Поскольку центрифуговая сепарация аналогична отстаиванию в поле тяжести, она рассчитывается по барометрич. ф-ле, но на практике оказывается существенно меньше из-за разл. рода плазменных колебаний. Большие потенциальные возможности для создания плазменных масс-сепараторов открывает плазмооптика (см. *Плазмооптические системы*).

К системам М.-с. в плазме может быть отнесён эл.-магн. метод разделения изотопов, поскольку объёмный заряд движущихся в магн. поле ионных пучков нейтрализован малоподвижными электронами, и такие пучки являются плазменными образованиями. Этот метод имеет промышленное применение (см. *Изотопов разделение*), остальные методы М.-с. в плазме находятся в стадии разработки.

Лит.: Морозов А. И., Лебедев С. В., Плазмооптика, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 8, М., 1974; Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям, Минск, 1976; Иванов А. А., Неравновесная плазма для химии, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 3, М., 1982; Мирнов С. В., Физические процессы в плазме токамака, М., 1983.

А. И. Морозов.

МАСС-СПЕКТРО́МЕТР — прибор для разделения ионизов. частиц (атомов, молекул, кластерных образований) по их массам (точнее, по отношению массы иона m к его заряду e) путём воздействия магн. и электрич. полей, а также для определения их масс и относит. содержания, т. е. спектра масс. М.-с. включает: систему подготовки и ввода вещества в прибор (рис. 1);

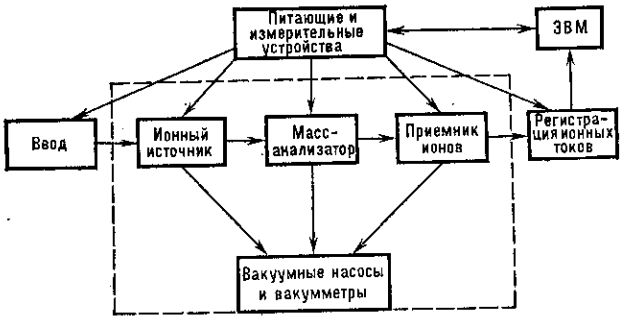


Рис. 1. Блок-схема масс-спектрометра (пунктиром обведена вакуумированная часть прибора).

источник ионов, где это вещество частично ионизуется и осуществляется формирование ионного пучка; масс-анализатор, в к-ром происходят разделение ионов по величине m/e и фокусировка ионов, вылетевших в разных направлениях в небольшом телесном угле; приёмник ионов (коллектор), где ионный ток измеряется или преобразуется в электрич. сигнал, к-рый далее усиливается и регистрируется выходным устройст-

вом. В регистрирующее устройство помимо информации о кол-ве ионов (ионный ток) поступает информация о массе ионов. М.-с. содержит также питающие и измерит. устройства, а также вакуумную систему, создающую, поддерживающую и контролирующую достаточно глубокий *вакуум* (10^{-3}—10^{-7} Па) в источнике ионов, камере масс-анализатора и приёмнике ионов. ЭВМ контролирует режим работы всего прибора, а также осуществляет сбор и обработку получаемых данных.

Основные параметры. Регистрируемый с помощью М.-с. масс-спектр представляет собой зависимость ионного тока I от массы m (точнее, от m/e). Напр., в масс-спектре Hg каждый из пиков ионного тока соответствует однозарядным ионам изотопов ртути (рис. 2). Высота пика пропорциональна содержанию данного изотопа. Отношение массы иона к ширине пика δm (в а. е. м.) наз. разрешающей способностью (R) М.-с.: $R = m/\delta m$. Т. к. δm на разных уровнях интенсивности ионного тока различна, то R также различна. В приведённом примере в области изотопа ^{202}Hg на уровне 10% относительно вершины пика $R = 940$, на полувысоте $R = 1600$. Для полной характеристики разрешающей способности прибора необходимо знать форму ионного пика, к-рая зависит от мн. факторов. Иногда разрешающей способностью наз. значение той наиб. массы, при к-рой два пика, отличающихся по массе на единицу, разрешаются до заданного уровня. Для тех М.-с., у к-рых R не зависит от отношения m/e, оба приведённых определения совпадают. Считается, что М.-с. с $R \leqslant 10^2$ имеет низкую разрешающую способность, с $R \sim 10^2$—10^3 — среднюю, с $R \sim 10^3$—10^4 — высокую, с $R \sim 10^5$ — очень высокую.

Если вещество вводится в ионный источник в виде газа, то чувствительностью М.-с. наз. отношение тока, создаваемого ионами данной массы заданного вещества, к парциальному давлению этого вещества в источнике. Эта величина в М.-с. разных типов лежит в диапазоне 10^{-4}—10^{-1} А/Па. Относит. чувствительностью называют мин. содержание вещества в смеси веществ, к-рое ещё может быть обнаружено с помощью М.-с. Для разных М.-с. и разл. веществ она лежит в диапазоне 10^{-3}—10^{-7}%. За абс. чувствительность иногда принимают мин. кол-во вещества (в г), к-рое необходимо ввести в М.-с. для обнаружения этого вещества. Она также зависит от типа М.-с. и может достигать 10^{-15} г.

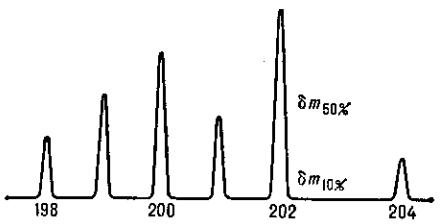


Рис. 2. Масс-спектр Hg; $\delta m_{50\%}$ — ширина пика на полувысоте, $\delta m_{10\%}$ — на уровне 10% от максимальной интенсивности.

Наряду с разрешающей способностью и чувствительностью важными характеристиками М.-с. являются диапазон масс и быстродействие. Диапазон масс у приборов для анализа органич. веществ превышает 10^4 а. е. м. (см. *Масс-спектроскопия*). Быстродействие, под к-рым принято подразумевать мин. время, необходимое для регистрации масс-спектра в пределах т. н. декады а. е. м. (1 — 10, 10 — 100 и т. д.) без потери информации, составляет 0,1—0,5 с для статич. приборов и 10^{-3} с для время-пролётных (динамических; см. ниже).

Система ввода вещества. Ионный источник. Образец вводится в М.-с. с помощью т. н. молекулярных или вязкостных натекателей, устройств шлюзования с последующим вводом твёрдого или жидкого образца в источник ионов, ячейку Кнудсена и т. д.

В М.-с. используются разл. способы **ионизации**: 1) ионизация электронным ударом (см. *Электронно-ионная эмиссия*); 2) фотоионизация; 3) ионизация за счёт ионно-молекулярных реакций (хим. ионизация); 4) ионизация в сильном электрич. поле (полева́я ионная эмиссия); 5) ионизация ионным ударом (*ионно-ионная эмиссия*, см. также *Ионная бомбардировка*); 6) ионизация быстрыми атомами (а т о м н о - и о н н а я э м и с с и я); 7) *поверхностная ионизация*; 8) *искровой разряд* (вакуумная искра); 9) десорбция ионов под действием лазерного излучения, электронных пучков, продуктов деления тяжёлых ядер (напр., ^{252}Cf); 10) плазменные источники. Наиб. часто применяются: способы 1, 2 и 3 — при анализе газов и легко испаряемых веществ; 4 — для ионизации газов и органич. соединений, наносимых на поверхность электрода (десорбция полем); 5 — для анализа состава поверхности твёрдых тел; 6 и 9 — для анализа термонестабильных сложных органич. веществ; 7 — для изотопного анализа элементов с низкой *энергией ионизации*; 8 и 10 для анализа микропримесей в твёрдом и жидком веществах. Если анализируют ионную составляющую газа (*плазма*, *ионосфера*, пламёна), источник ионов выполняет лишь функцию фокусировки ионов и формирования ионного пучка (см. также *Ионный источник*).

Масс-анализаторы. По типу анализаторов различают статич. и динамич. М.-с. В статич. масс-анализаторах для разделения ионов используются электрич. и магн. поля, постоянные или практически не изменяющиеся за время пролёта иона через прибор. Ионы с разл. значениями m/e движутся в анализаторе по разл. траекториям (см. *Электронная и ионная оптика*).

В м а с с - с п е к т р о г р а ф а х, отличающихся от М.-с. фотогр. регистрацией масс-спектра, пучки

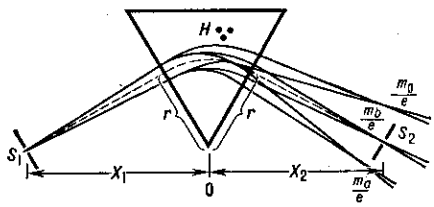


Рис. 3. Схема статического масс-спектрометра с однородным магнитным полем; S_1, S_2 — щели ионного источника и приёмника ионов; треугольник — область однородного магнитного поля $\boldsymbol{H}$; перпендикулярного плоскости рисунка; тонкие сплошные линии — границы пучков ионов с разными m/e; r — радиус центральной траектории ионов.

ионов с разными m/e фокусируются в разных местах фотопластинки, расположенной в фокальной плоскости прибора, образуя после проявления следы в виде полосок (выходное отверстие ионного источника обычно имеет форму прямоугольника — щели). В статич. масс-спектрометре пучок ионов с заданным m/e фокусируется на щель приёмника ионов. При плавном изменении магн. или электрич. поля в приёмную щель последовательно попадают пучки ионов с разными m/e. При непрерывной записи ионного тока получается график с ионными пиками масс-спектра (рис. 2); фотопластинка, используемая в масс-спектрографе, после проявления фотометрируется.

В статич. М.-с. с однородным магн. полем $\boldsymbol{H}$ (рис. 3) ионы, образованные в источнике, выходят из щели шириной S_1 в виде расходящегося пучка, к-рый в магн. поле разделяется на пучки ионов с разными m/e (m_a/e, m_b/e, m_c/e). Пучок ионов с массой m_b фокусируется на щель шириной S_2 приёмника ионов. Величина m_b/e определяется выражением

$$m_b/e = 4{,}824 \cdot 10^{-5} H^2 r^2 / V,$$

где m_b — масса иона в а. е. м.; e — его заряд в единицах элементарного электрич. заряда; r — радиус центр. траектории в см; V — ускоряющий потенциал в В; H — напряжённость магн. поля в Э. Развёртка масс-спектра производится изменением H или V. Первый метод предпочтительнее, т. к. в этом случае по ходу развёртки не изменяются условия «вытягивания» ионов из источника.

Разрешающая способность статич. М.-с. определяется из соотношения

$$R = \frac{r}{\sigma_1 + S_1},$$

где σ_1 — ширина пучка в месте, где он попадает в щель приёмника S_2. Если бы фокусировка ионов была идеальной, то в случае $X_1 = X_2$ (рис. 3) σ_1 была бы в точности равна S_1. В действительности $\sigma_1 > S_1$, что уменьшает разрешающую способность М.-с. Одна из причин уширения пучка — неизбежный разброс по кинетич. энергии у ионов, вылетающих из источника. Др. причины — рассеяние ионов из-за столкновений с молекулами остаточного газа, а также эл.-статич. «расталкивание» ионов в пучке. Для ослабления влияния этих факторов применяют т. н. наклонное вхождение пучка в анализатор и криволинейные границы магн. поля. В нек-рых М.-с. используют неоднородные магн. поля, а также ионные призмы (см. *Электронные призмы*). Для уменьшения рассеяния ионов стремятся к созданию высокого вакуума (давление $p \sim 10^{-6}$ Па $\approx 10^{-8}$мм рт. ст.) на всём пути ионов от источника до коллектора. Для ослабления влияния разброса по энергии применяют М.-с. с двойной фокусировкой, в к-рых в щель S_2 фокусируются ионы с одинаковыми m/e, вылетающие не только по разным направлениям, но и с разными энергиями. Для этого ионный пучок пропускают через магнитное и отклоняющее электрич. поля спец. формы (рис. 4).

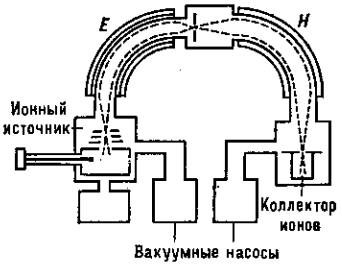


Рис. 4. Схема масс-спектрометра с двойной фокусировкой. Пучок ускоренных ионов, вышедших из щели источника ионов, проходит через электрическое поле E цилиндрического конденсатора, который отклоняет ионы на 90°, затем через магнитное поле H, отклоняющее ионы ещё на 60°, и фокусируется в щель коллектора.

В динамич. масс-анализаторах для разделения ионов с разными m/e используют, как правило, разные времена пролёта определ. расстояния, а также воздействие на ионы импульсных или радиочастотных электрич. полей с периодом, меньшим или равным времени пролёта ионов через анализатор. Наиб. применение нашли время-пролётные, радиочастотные, квадрупольные, магниторезонансные М.-с. и М.-с. ионно-циклотронного резонанса.

Во время-пролётном М.-с. (рис. 5) ионы, образованные в источнике, коротким электрич. импульсом «впрыскиваются» в виде ионного пакета через сетку *1* в анализатор *2*, представляющий собой эквипотенциальное пространство. В процессе дрейфа к коллектору *3* исходный пакет «расслаивается» на неск. пакетов, каждый из к-рых состоит из ионов с одинаковыми m/e. Расслоение обусловлено тем, что в исходном пакете энергии всех ионов одинаковы, а их скорости и, следовательно, времена пролёта t через анализатор длиной L обратно пропорциональны $\sqrt{m}$:

$$t = L/\sqrt{m/2eV}.$$

Последовательность ионных пакетов, приходящих на коллектор, образует масс-спектр, к-рый регистрируется. Разрешающая способность R с таким анализатором пропорциональна L и невелика ($\sim 10^3$).

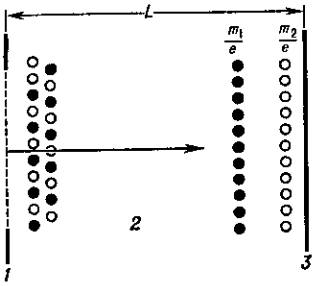


Рис. 5. Схема время-пролётного масс-спектрометра. Пакет ионов с массами m_1 и m_2 (чёрные и белые кружки) движется в дрейфовом пространстве анализатора так, что тяжёлые ионы (m_1) отстают от лёгких (m_2).

Вариантом время-пролётного анализатора является т. н. масс-рефлектрон, позволяющий существенно увеличить разрешающую способность за счёт применения эл.-статич. зеркала *3* (рис. 6). Ионы в пакете обладают тепловым распределением по энергии, соответствующим темп-ре исходного газа. Это приводит к уширению пиков на коллекторе. Эл.-статич. зеркало *3* масс-рефлектрона компенсирует это уширение, увеличивая в каждом пакете время прихода на коллектор более медленных ионов и уменьшая — более быстрых. При тех же длинах дрейфа разрешающая способность (R) масс-рефлектрона в неск. раз лучше R обычного время-пролётного М.-с.

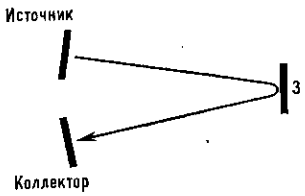


Рис. 6. Ионные траектории в масс-рефлектроне.

В радиочастотном масс-анализаторе (рис. 7) ионы приобретают в ионном источнике энергию eV и проходят через систему последовательно

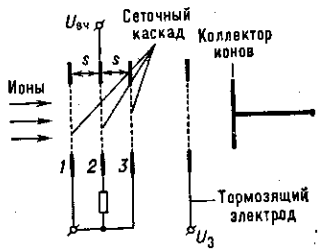


Рис. 7. Схема радиочастотного масс-анализатора. Ионы с определённой скоростью v, следовательно, определённой массой, ускоряясь внутри каскада ВЧ-полем, получают прирост кинетической энергии, достаточный для преодоления тормозящего поля и попадания на коллектор.

расположенных сеточных каскадов. Каждый каскад представляет собой три плоскопараллельные сетки *1*, *2*, *3*, расположенные на равном расстоянии друг от друга. К ср. сетке относительно двух крайних приложено электрич. ВЧ-поле $U_{ВЧ}$. При фиксированных частоте ω этого поля и энергии ионов eV только ионы с определённым m/e имеют такую скорость v, что, двигаясь между сетками *1* и *2* в полупериоде, когда поле между ними ускоряет ионы, они пересекают сетку *2* в момент смены знака поля и проходят между сетками *2* и *3* также в ускоряющем поле. Т. о., они получают макс. прирост энергии и попадают на коллектор. Ионы др. масс, проходя эти каскады, либо тормозятся полем, т. е. теряют энергию, либо получают недостаточный прирост энергии и отбрасываются в конце пути от коллектора высоким тормозящим полем $U_з$. В результате на коллектор попадают только ионы с определ. значением m/e. Масса таких ионов определяется из соотношения

$$m = aV/s^2\omega^2,$$

где a — постоянная прибора, s — расстояние между сетками. Перестройка анализатора на регистрацию ио-

нов др. масс осуществляется изменением либо нач. энергии ионов (V), либо частоты ω поля.

В квадрупольном масс-анализаторе (рис. 8) разделение ионов осуществляется в попе-

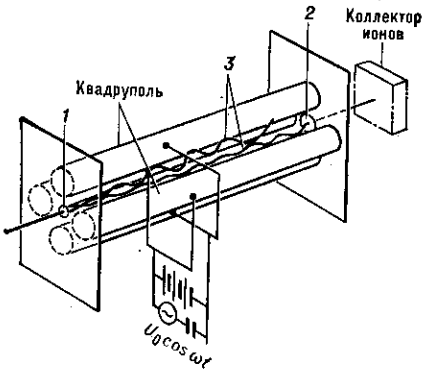


Рис. 8. Схема квадрупольного масс-анализатора.

речном электрич. поле с гиперболич. распределением потенциала. Поле создаётся квадрупольным конденсатором, между парами стержней к-рого приложены постоянное и ВЧ-напряжения. Пучок ионов вводится в вакуумную камеру анализатора вдоль оси квадрупольного конденсатора через отверстие *1*. При фиксиров. значениях частоты ω и амплитуды U_0 перем. напряжения только у ионов с определ. значением m/e амплитуда колебаний в направлении, поперечном оси анализатора, не превышает расстояния между стержнями. Такие ионы за счёт нач. скорости проходят через анализатор и, выходя из него через отверстие *2*, регистрируются, попадая на коллектор ионов. Сквозь квадруполь проходят ионы, масса к-рых удовлетворяет условию

$$m = aU_0/\omega^2,$$

где a — постоянная прибора. Амплитуда колебаний ионов др. масс нарастает по мере их движения в анализаторе так, что эти ионы достигают стержней и нейтрализуются. Перестройка на регистрацию ионов др. масс осуществляется изменением амплитуды U_0 или частоты ω перем. напряжения. Разрешающая способность квадрупольных М.-с. $R \sim 10^3$.

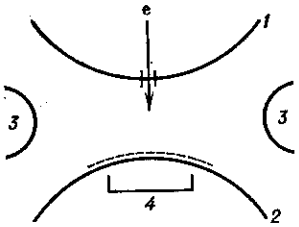


Рис. 9. Трёхмерная квадрупольная ионная ловушка: *1* — гиперболический электрод с отверстием для ввода ионизирующих электронов e; *2* — гиперболический электрод с сеткой; *3* — кольцевой гиперболический электрод; *4* — коллектор ионов.

Вариантом квадрупольного анализатора служит т. н. трёхмерная квадрупольная ловушка (рис. 9), представляющая собой два гиперболоида вращения, ограниченных по бокам кольцевым электродом *3*, также с гиперболич. сечением внутр. поверхности. Электроды *1* и *2* заземлены, на электрод *3* подаётся ВЧ-напряжение. В электроде *1* имеется отверстие для ввода ионизирующих электронов; электрод *2* выполнен в виде сетки, за к-рой расположен коллектор *4*. Ионы образуются внутри ловушки электронным ударом (импульсно включается электронный пучок). После импульса прикладывается ВЧ-напряжение, изменением амплитуды к-рого осуществляют развёртку масс-спектра. Из-за симметрии ловушки ионы попадают как на верхний, так и на нижний электроды. В приведённой на рис. 9 конструкции регистрируется $^1/_2$ сигнала. Трёхмерная ловушка объединяет в себе ионизатор и анализатор.

В магниторезонансном масс-анализаторе (рис. 10) используется постоянство вре-

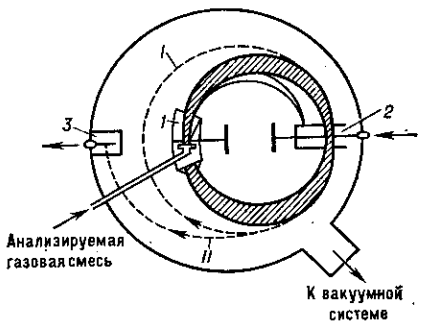


Рис. 10. Магниторезонансный масс-анализатор (магнитное поле перпендикулярно плоскости рисунка).

мени облёта ионами массы m круговой траектории. Из ионного источника *1* близкие по массе ионы (область траекторий к-рых заштрихована), двигаясь в однородном магн. поле, попадают в модулятор *2*, где формируется тонкий пакет ионов, к-рые за счёт полученного в модуляторе ускорения начинают двигаться по окружности большего радиуса. Разделение по массам осуществляется в результате ускорения «резонансных» ионов, циклотронная частота к-рых ω_c равна частоте ω поля модулятора или $\omega = n\omega_c$ (n — целое число). Такие ионы в течение неск. оборотов ускоряются модулятором и, двигаясь по окружностям всё большего радиуса, попадают на коллектор *3*. Масса регистрируемого иона обратно пропорциональна ω. Разрешающая способность $R \sim 2{,}5 \cdot 10^4$.

В М.-с. ионно-циклотронного резонанса (рис. 11) происходит резонансное поглощение ионами эл.-магн. энергии при совпадении циклотронной частоты ионов с частотой перем. электрич. поля в анализаторе. Это позволяет идентифицировать ионы с данной величиной m/e по резонансному поглощению. Ионы движутся в однородном магн. поле H по спирали с циклотронной частотой орбитального движения $\omega_c = eH/mc$ и попадают на коллектор. Для улучшения характеристик применяют сверхпроводящие

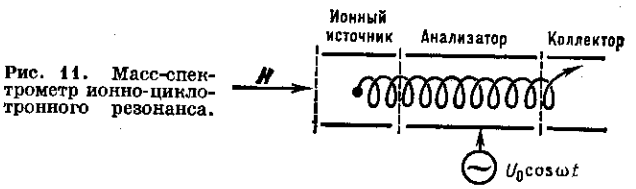


Рис. 11. Масс-спектрометр ионно-циклотронного резонанса.

соленоиды, в к-рых поглощающая ячейка с источником ионов и коллектором находится в магн. поле напряжённостью до 10^5 Э. Разрешающая способность $R \sim 10^5$.

При исследованиях, в к-рых требуется сочетание высокой разрешающей способности с большой чувствительностью, широким диапазоном измеряемых масс и воспроизводимостью результатов измерений, применяют статич. масс-анализаторы. Динамич. М.-с. используются в след. случаях: время-пролётные — для регистрации процессов длительностью от 10^2 до 10^{-3} с; радиочастотные (малые масса, размеры и потребляемая мощность) — в космич. исследованиях; квадрупольные (высокая чувствительность) — при работе с молекулярными пучками; магниторезонансные — для измерения очень больших изотопных отношений; М.-с. ионно-циклотронного резонанса — для изучения ион-

но-молекулярных реакций (подробнее см. в ст. *Масс-спектроскопия*).

Регистрация ионных токов. Величины ионных токов I, создаваемых в М.-с., определяют требования к их усилению и регистрации. При ионизации электронным ударом (при энергии электронов 40—100 эВ и ширине щели источника S_1 в неск. десятков мкм) $I \sim 10^{-10}$—10^{-9} А. Чувствительность применяемых в М.-с. усилителей $\sim 10^{-15}$—10^{-16} А при постоянной времени от 0,1 до 10 с. Дальнейшее повышение чувствительности или быстродействия М.-с. достигается применением вторично-электронных умножителей, повышающих чувствительность до 10^{-18}—10^{-19} А, а также систем, позволяющих регистрировать отд. ионы (см. *Вторичная электронная эмиссия*).

Такая же чувствительность достигается в масс-спектрографах за счёт длит. экспозиции. Однако из-за малой точности измерения ионных токов и громоздкости устройств введения фотопластинок в вакуумную камеру анализатора фоторегистрация уступает место *координатным детекторам* частиц, особенно в тех случаях, когда необходимо одновременно регистрировать большой участок масс-спектра (из-за нестабильности источника ионов, напр. при элементном хим. анализе в случае ионизации вакуумной искрой).

Лит.: Масс-спектрометрический метод определения следов, пер. с англ., М., 1975; Сысоев А. А., Чупахин М. С., Введение в масс-спектрометрию, М., 1977; Кинетическая масс-спектрометрия и её аналитические применения. Сб. ст., под ред. В. Л. Тальрозе, М., 1979; Полякова А. А., Молекулярный масс-спектральный анализ органических соединений, М., 1983; Масс-спектрометрия и химическая кинетика. Сб. ст., под ред. В. Л. Тальрозе, М., 1985; Кельман В. М., Родникова И. М., Секунова Л. М., Статические масс-спектрометры, А.-А., 1985; Brunnée C., The ideal mass analyser: fact or fiction?, «Int. J. of Mass Spectrom. and Ion Processes», 1987, v. 76, № 2, p. 125.

В. Л. Тальрозе.

МАСС-СПЕКТРОСКОПИЯ (масс-спектрометрия, масс-спектрография, масс-спектральный анализ) — метод исследования вещества путём определения массы m (чаще, отношения массы к заряду m/e) и относит. кол-ва ионов, образующихся (или имеющихся) в веществе. М.-с. применяется для прецизионного определения массы ионов, изотопного анализа, молекулярного хим. анализа, идентификации и установления структуры сложных органич. молекул и др.

Прецизионное измерение масс ионов осуществляется обычно с помощью *масс-спектрометров* высокой разрешающей способности $R \geqslant 10^6$. Оно основано на определении положения максимума (пика) на шкале масс и сравнении его с эталонными пиками. Макс. точность обеспечивается при совмещении эталонного и исследуемого пиков, образуемых ионами с одинаковым числом нуклонов (массовым числом A), но разным составом ядер (дублетов). При этом достигается измерение относит. разности масс дублета с погрешностью порядка 10^{-8}. Для получения эталонных пиков используют перфторкеросин, масс-спектр к-рого состоит из большого числа пиков в интервале A от 69 до 1200.

М.-с. возникла в первые десятилетия 20 в. [Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson), 1912; Ф. У. Астон (F. W. Aston), 1919] и являлась одним из осн. методов определения масс ядер (Астоном было открыто 212 стабильных нуклидов). В дальнейшем центр исследований сместился в область анализа сложных органич. веществ. Однако с появлением масс-спектрометров ионно-циклотронного резонанса появилась возможность устанавливать массу иона с точностью лучше, чем 10^{-8} а. е. м., что индуцировало интерес к прецизионным измерениям масс ядер. Напр., удалось измерить разность масс в дублете $^3He^+$—$^3T^+$ с точностью до неск. эВ, позволяющей судить о наличии массы покоя у антинейтрино (см. *Нейтрино, Бета-распад нейтрона*). Дальнейшее повышение точности открывает перспективу определять энергии хим. связей (сопоставляя массы молекулы и составляющих её атомов).

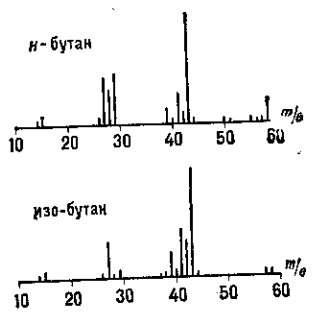
Изотопный анализ. Измеряются отношения ионных токов, соответствующих ионам с одинаковым зарядом и хим. составом, но с разл. изотопным составом. Эта задача наиб. проста в случае одноатомных газов. Поэтому при анализе изотопного состава ряда элементов используются их газообразные соединения (H — в виде H_2, O — в виде O_2, C — в виде CO_2, U — в виде UF_6 и т. д.). При этом приходится учитывать влияние т. н. изотопных эффектов (различия в скоростях испарения изотопных молекул, если вещество испаряют в ионном источнике; различия в вероятностях эмиссии ионов, если применяют методы *поверхностной ионизации*, искрового разряда, вторичной *ионной эмиссии*, эмиссии под действием лазерного излучения и т. д.) на вероятности диссоциации молекул при ионизации. В случае молекул, содержащих разнородные атомы, необходимо учитывать вклад в интенсивность соответствующих пиков (масс-спектральных линий), обусловленных изотопами других элементов. Масс-спектрометры с высоким разрешением позволяют идентифицировать, например, компоненты таких мультиплетов, как H^+_3 — DH^+ — T^+. Повышают точность метода относит. измерения, когда исследование образца с неизвестным изотопным составом чередуется с измерениями в тех же самых условиях стандартного образца близкого изотопного состава.

Выбор метода ионизации определяется свойствами соединений. Так, для металлов, энергия ионизации к-рых $\leqslant 7{,}5$ эВ, наиб. удобен метод поверхностной ионизации.

Изотопный анализ применяется не только в физ. и хим. исследованиях, но и в геологии (см. *Космохронология*), биологии и особенно в ядерной энергетике (метод производств. контроля).

Идентификация и установление структуры многоатомных органич. соединений. Электроны с энергией неск. десятков эВ способны не только выбить электрон из исходной молекулы, но и возбудить образовавшийся молекулярный ион до энергии, к-рая достаточна для его распада на ионы-осколки (диссоциативная ионизация). Набор образовавшихся ионов представляет собой молекулярный масс-спектр исходной молекулы. Напр., масс-спектр метана состоит из ионов CH^+_4 (48%), CH^+_3 (39%), CH^+_2 (7%), CH^+ (4,5%), C^+ (1,5%). Масс-спектр вещества является его характеристикой и несёт информацию о мол. массе и структуре исходной молекулы. В случае простейших молекул для описания диссоциативной ионизации используют метод потенциальных кривых (потенциальных поверхностей) в сочетании с принципом Франка — Кондона. Теории диссоциативной ионизации для многоатомных молекул пока нет. Предполагается, что диссоциативная ионизация происходит позднее процесса ионизации, после того как энергия возбуждения молекулярного иона успела (за время $\tau \sim 10^{-8}$—10^{-6} с) распределиться по степеням свободы. Это позволило полуэмпирич. путём рассчитать молекулярные масс-спектры нек-рых веществ.

На характеристичности масс-спектров веществ основан как качественный, так и количественный анализ хим. состава смесей. Степень характеристичности такова, что она позволяет различать любые хим. соединения, во мн. случаях и изомеры (см. рис. в ст. *Изомерия молекул*). Молекулярные масс-спектры, полученные с помощью разных масс-спектрометров, различаются в большинстве случаев лишь на неск. % (в редких случаях — на 10%). Существуют библиотеки масс-спектров,



содержащие молекулярные масс-спектры ок. 10^5 веществ. Такими библиотеками снабжены ЭВМ, входящие в комплект масс-спектрометров. Их программное обеспечение позволяет идентифицировать вещество, сопоставляя зарегистрир. масс-спектр с каталожным, а в случае отсутствия молекулярного масс-спектра каталог «подсказывает», к какому классу соединений относится вещество, какие структурные фрагменты содержит.

Измерение массы молекулярного многоатомного иона в сочетании с предварит. сведениями о составе соединения даёт возможность либо однозначно, либо путём выбора из неск. вариантов установить ф-лу молекулы. Напр., измеренная масса молекулярного иона составляет 345,2290 ± 0,0010 а. е. м. Ей могут соответствовать вещества $C_{18}H_{33}O_6$ (345,228), $C_{19}H_{29}N_4O_2$ (345,229), $C_{21}H_{31}NO_3$ (345,230).

С ростом мол. массы, как правило, падает вероятность перевода вещества без разложения путём нагрева в газовую фазу и образования молекулярного иона. В этом случае используются след. методы ионообразования: *фотоионизация*; хим. ионизация в результате передачи заряда (чаще путём переноса протона) исследуемым молекулам ионами, образующимися при взаимодействии с ионизир. электронами молекул газа-реагента; ионизация в сильном электрич. поле; ионизация быстрыми атомами; десорбция ионов импульсным лазерным излучением; десорбция ионов пучком электронов; десорбция ионов продуктами деления тяжёлых ядер (^{252}Cf).

Время жизни иона в масс-спектрометре обычно $\sim 10^{-5}$ с.

В статич. масс-спектрометрах медленные распады $\tau \geqslant 10^{-5}$с проявляются в виде «метастабильных» пиков — уширенных линий, регистрируемых на месте т. н. кажущейся массы m^*. За их появление ответствен процесс распада иона M^+ в бесполевом пространстве: $M^+ > M^+_1 + M_0$. Кажущаяся масса m^* связана с массами ионов $M^+(m)$, $M^+_1(m_1)$ и атома $M_0(m_0)$ соотношением

$$m^* = m_1^2/m = (m - m_0)^2/m.$$

Такие распады, несущие информацию о структуре исходной молекулы, можно возбудить за счёт столкновений, используя метод тандемной М.-с. Первый масс-анализатор выделяет ион определ. массы. Далее ион попадает в камеру столкновений; заряж. продукты его распада регистрируются вторым масс-анализатором.

Анализ химического состава смесей. При молекулярном масс-спектральном анализе анализируют газообразную смесь, поступающую в ионный источник масс-спектрометра, так, чтобы наим. доля вещества попадала на раскалённый катод (и там разлагалась). Качественный анализ основан на измерении либо массы нераспавшегося молекулярного иона, либо распределения интенсивности линий в масс-спектре каждого вещества. Осн. способом ионизации является ионизация электронным ударом с энергией электронов в неск. десятков эВ. Количественный анализ основан на пропорциональности интенсивности всех линий масс-спектра каждого из веществ его парциальному давлению в области ионизации. Суммарный масс-спектр смеси — аддитивное наложение масс-спектров каждого из компонентов смеси. Для того чтобы состав смеси в области ионизации не отличался от исходного, стремятся обеспечить молекулярное (кнудсеновское) натекание газа в ионный источник. Для градуировки используют масс-спектры компонентов смеси и определяют относит. или абс. коэф. чувствительности масс-спектрометра к данному веществу. Абс. коэф. чувствительности — отношение интенсивности линии, принятой за эталонную, к кол-ву этого вещества в напускном объёме; относит. чувствительность — отношение абс. чувствительности для 2 веществ. Относит. чувствительность прибора меняется со временем не более чем на неск. % (абс. чувствительность колеблется больше).

Присоединяя масс-спектрометр к хим. реактору, можно обнаружить короткоживущие активные частицы, свободные радикалы и атомы в реагирующих смесях при давлениях до 10^3 Па. При этом должны быть предусмотрены меры предотвращения гибели активных частиц до их попадания в область ионизации (стеклянные напускные диафрагмы, техника молекулярных пучков).

Эффективность М.-с. как метода молекулярного анализа резко возрастает при его комбинации с др. методами, особенно с хроматографией (присоединение масс-спектрометра к выходу газового или жидкостного хроматографа). Такие системы применяются в фармакологии, биологии и др., а также для определения загрязнений окружающей среды. При этом мин. кол-ва детектируемых веществ составляют 10^{-12} г.

Исследование элементарных процессов (процессов, происходящих при образовании ионов и возбуждённых частиц и при их реакциях с молекулами в ионном источнике). С помощью масс-спектрометра определяют критич. энергию электронов, при к-рой в масс-спектре появляется соответствующий ион. Критич. энергия появления однозарядного молекулярного иона наз. вертикальной энергией ионизации. В большинстве случаев она близка разности энергий молекулы и молекулярного иона (в осн. состояниях). Энергия появления осколочного иона R^+_1 в результате элементарного процесса $R_1R_2 + e = R^+_1 + R_2 + 2e$ равна в общем случае: $A(R^+_1) = I_1(R_1) + D(R_1 - R_2) + E(R^+_1) + E(R_2) + E_к$. Здесь D — энергия разрыва связи $R_1 - R_2$; $I(R_1)$ — энергия ионизации радикала R_1; $E(R^+_1)$, $E(R_2)$ — энергии возбуждения осколков; $E_к$ — суммарная кинетич. энергия осколков R^+_1 и R_2, получаемая ими в акте диссоциативной ионизации. Измеряя $A(R^+_1)$ и пользуясь независимыми данными о величинах I и E, рассчитывают энергию, необходимую для разрыва связи.

Для определения критич. энергий ионизации применяют методы фотоионизации и ионизации электронным ударом (моноэнергетич. пучок).

Элементный анализ (исследования элементного состава твёрдых и жидких веществ, в первую очередь металлич. сплавов, полупроводников, геологич. объектов земного и внеземного происхождения). В связи с малой летучестью большинства таких веществ их одноврем. испарение и ионизация осуществляются в вакуумном искровом разряде с одноврем. регистрацией большого участка масс-спектра либо на фотопластинке, либо с помощью пространственно протяжённых детекторов. Чувствительность метода для большинства элементов порядка 10^{-5}—10^{-7}% (путём обогащения примесями добиваются чувствительности 10^{-10}% и лучше). Для элементного анализа наряду с вакуумной искрой применяют лазерную ионизацию, вторичную ионную эмиссию, а также жидкометаллич. *ионные источники*. С помощью М.-с. проводят как общий, так и локальный, и послойный элементные анализы. При этом толщина, подвергающаяся анализу, составляет неск. мономолекулярных слоёв, локальность — меньше 1 мкм. Для общего анализа наиб. удобно использовать вакуумную искру, для послойного — ионно-ионную эмиссию, для локального — лазер. Масс-спектральный элементный анализ поверхностного слоя твёрдого тела получил особое значение в микроэлектронике. Для элементного анализа жидких растворов применяют ионизацию в индуктивно связанной плазме.

Термодинамические исследования (изучение состава газовой фазы и термодинамич. характеристик металлов и сплавов). Исследуемый образец помещают в ячейку из инертного материала с малым отверстием (ячейка Кнудсена) и нагревают до необходимой темп-ры. Сколлимированный молекулярный пучок попадает в ионный источник масс-спектрометра. По масс-спектру пара, его

зависимости от темп-ры, от времени при пост. темп-ре, от энергии ионизирующих электронов судят о составе газовой фазы, рассчитывают *энтальпии* равновесных процессов, энтальпии образования, энергии разрыва связей в молекулах и т. п. Информация, получаемая этим методом, имеет применение в материаловедении, при расчёте конструкций узлов и установок, работающих в экстремальных условиях, и т. д.

Другие исследования (верхних слоёв атмосферы, космического пространства, электрического газового разряда и ионизации в пламёнах). На спутниках, ракетах, автоматич. межпланетных станциях устанавливают, как правило, один из вариантов динамич. масс-спектрометров.

Масс-спектральное исследование ионов, образующихся в пламёнах, позволило выявить ряд происходящих процессов и, в частности, установить важную роль кластерных и сольватиров. ионов.

Лит. см. при ст. *Масс-спектрометр.*

В. Л. Тальрозе, Ю. С. Ходеев.

МАССЫ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ (методы определения). В основе определения М. н. т. лежит *всемирного тяготения закон*. В астрономии часто (но не всегда) можно пренебречь размерами небесных тел по сравнению с разделяющими их расстояниями и отличием их формы от точной сферы, т. е. уподобить небесные тела точечным массам.

Масса Земли может быть определена по величине ускорения свободного падения g:

$$M_з = gR_з^2/G.$$

Величина g определяется гравиметрич. методами (см. *Гравиметр*, *Гравиметрия*), а $R_з$ — на основе геодезич. измерений. Таким путём найдено, что масса Земли $\approx$ $\approx 6{,}0\cdot10^{27}$ г. Более точно $M_з$ (вернее, произведение $GM_з$) определяется по наблюдениям ИСЗ или космич. аппаратов. Помимо массы Земли, прямым гравиметрич. методом измерения силы тяжести на поверхности небесного тела можно определить массу Луны, а в дальнейшем всех планет и их спутников с твёрдой поверхностью.

Определение массы Земли является первым звеном в цепи определений масс др. небесных тел (Луны, планет, Солнца, а затем и др. звёзд). Массы этих тел находят, опираясь либо на 3-й закон Кеплера (см. *Кеплера законы*), либо на след. правило: расстояния к.-л. масс от общего центра масс обратно пропорциональны самим массам. Это правило позволяет, в частности, определить массу Луны. Отношение расстояний центров Луны и Земли от центра масс система Земля — Луна (барицентра) равно 1/81,3, т. е. $M_л \approx (1/81{,}3)M_з \approx$ $\approx 7{,}35\cdot10^{25}$ г.

Массу Солнца ($M_\odot$) можно определить, применив 3-й закон Кеплера к движению Земли (вместе с Луной) вокруг Солнца и к движению Луны вокруг Земли:

$$\frac{a_з^3}{T_з^2(M_\odot + M_з)} = \frac{a_л^3}{T_л^2(M_з + M_л)}, \qquad (1)$$

где a — большие полуоси орбит, T — периоды (звёздные, или сидерические) обращения. Если пренебречь массой Земли по сравнению с массой Солнца, то отношение $M_\odot/(M_з + M_л)$ оказывается равным 329390, отсюда $M_\odot \approx 2\cdot10^{33}$ г.

Ф-ла (1) даёт возможность сравнить массы Солнца и любой планеты, имеющей спутник, или массы двух планет, имеющих спутники. Массы планет, у к-рых нет спутников, определяют по возмущениям, оказываемым ими на движение соседних планет.

Массу звезды (помимо Солнца) можно определить со сравнительно большой надёжностью только в том случае, если она является физ. компонентом визуально-двойной звезды (см. *Двойные звёзды*), расстояние до к-рой известно. 3-й закон Кеплера в этом случае даёт сумму масс компонентов (в единицах солнечной массы):

$$M_1 + M_2 = \left(\frac{a''}{\pi''}\right)^3 \cdot \frac{1}{P^2},$$

где a'' — большая полуось (в секундах дуги) относительной орбиты спутника вокруг главной (обычно более яркой) звезды, к-рую в этом случае считают неподвижной; P — период обращения в годах; π'' — параллакс системы (в секундах дуги). Величина a''/π'' даёт значение большой полуоси орбиты в а. е. Если можно измерить угл. расстояния ρ_1 и ρ_2 компонентов от общего центра масс [напр., по положению каждого компонента относительно несколько более слабых звёзд (звёзд фона) или в случае заметного собств. движения центра масс, как у Сириуса и его спутника], то находят отношение масс, $M_2/M_1 = \rho_1/\rho_2$, и, следовательно, массу каждой звезды в отдельности.

Для определения малых значений ρ у *тесных двойных звёзд* успешно применяются методы *спекл-интерферометрии*. Если компоненты двойной имеют примерно одинаковый блеск и сходные спектры, то полусумма масс даёт достаточно надёжную оценку массы каждого компонента и без дополнит. определения отношения M_1/M_2.

Для др. типов двойных звёзд (затменно-двойных и спектрально-двойных) имеется ряд возможностей приблизительно определить массы звёзд или оценить их ниж. предел.

Совокупность данных о массах компонентов более чем сотни двойных звёзд разных типов позволила обнаружить важную статистич. *масса — светимость зависимость*. На основе этой зависимости оценивают массы одиночных звёзд по их *светимостям*.

Ещё один метод оценки массы звезды связан с измерением гравитац. *красного смещения* спектральных линий в поле тяготения. В сферически симметричном поле тяготения звезды оно эквивалентно доплеровскому красному смещению:

$$\Delta v_r = 0{,}635M_{зв}/R_{зв}, \qquad (2)$$

где $M_{зв}$ — масса звезды в единицах массы Солнца, $R_{зв}$ — радиус звезды в единицах радиуса Солнца, Δv_r — в км/с. Соотношение (2), наиб. успешно применяемое к белым карликам, проверено по ряду белых карликов, входящих в состав двойных систем. Для них были известны радиусы, массы и истинные *лучевые скорости*.

У т. н. астрометрич. двойных звёзд один компонент невидим. Массу невидимого (тёмного) спутника звезды можно оценить по колебаниям положения звезды, связанным с её движением около общего центра масс. Невидимые спутники звёзд имеют массы меньше $0{,}2\,M_\odot$ и, вероятно, похожи на планеты. Возможно, что вместо одного тёмного спутника имеются два-три, а может быть, и большее число спутников (планет), т. е. планетные системы.

На релятивистском эффекте вращения линии апсид орбиты звезды-компаньона (подобного эффекту вращения линии апсид планетарных орбит, см. *Тяготение*) основан ещё один способ определения масс компонентов двойной звезды.

Массы звёзд заключены в пределах прибл. от 0,03 до 60 $M_\odot$ (теоретич. предел стабильной массы нормальной звезды $\approx 62M_\odot$). Наиб. число звёзд имеет массы от 0,3 до $3M_\odot$, много более половины звёзд входят в двойные системы. Ср. масса звезды в ближайших окрестностях Солнца $\approx 0{,}5M_\odot$, т. е. $\approx 1\cdot10^{33}$ г. Различие в массах звёзд оказывается много меньшим, чем их различие в светимостях (последнее может достигать десятков млн.). Сильно отличаются радиусы звёзд. В результате диапазон их ср. плотностей от $5\cdot10^{-5}$ г/см^3 (красные гиганты) до 10^6 г/см^3 (белые карлики) и даже $\sim10^{14\text{–}15}$ г/см^3 (нейтронные звёзды). Ср. плотность Солнца равна 1,41 г/см^3.

Массу рассеянного *звёздного скопления* можно найти, сложив массы всех его членов, светимости к-рых определяют по их видимому *блеску* и расстоянию до скопления, а массы — по зависимости масса—светимость.

Массу шарового звёздного скопления $M_{ск}$ далеко не всегда можно оценить путём подсчёта звёзд, т. к. изображения звёзд центр. области большинства шаровых скоплений на фотографиях, полученных с оптим. экспозицией, сливаются в одно светящееся пятно. Есть методы оценки общей массы всего скопления, основанные на статистич. принципах. Так, напр., применение *вириала теоремы* позволяет оценить $M_{ск}$ по эфф. радиусу скопления $R_{ск}$ и ср. квадрату отклонения $(\Delta v)^2$ лучевой скорости отд. звёзд от её ср. значения (т. е. от лучевой скорости скопления как целого):

$$M_{ск} \approx 800(\overline{\Delta v})^2 R_{ск}$$

(здесь $M_{ск}$ в $M_\odot$, Δv в км/с, $R_{ск}$ в пк).

Если возможен подсчёт всех звёзд — членов шарового скопления, то общую массу скопления можно определить как сумму произведений $M_i\varphi(M^*_i)$, где $\varphi(M^*)$ — ф-ция светимости этого скопления, т. е. ф-ция, показывающая число звёзд, приходящихся на разл. интервалы значений абс. звёздных величин M^* (обычно их подсчитывают в интервалах, равных 1^m), а M_i — масса, соответствующая данной звёздной величине M^*_i по зависимости масса — светимость. Т. о., общая масса скопления

$$M_{ск} = \sum M_i \varphi\left(M^*_i\right),$$

где сумма взята от самых ярких до самых слабых членов скопления.

Метод определения массы *Галактики* $M_Г$ использует факт вращения Галактики. Устойчивость вращения позволяет предположить, в частности, что центростремит. ускорение Солнца определяется притяжением массы M_0 всего вещества Галактики внутри сферы с радиусом r_0, где r_0 — расстояние Солнца от центра Галактики, равное прибл. $3\cdot10^{22}$ см. Ср. гравитац. ускорение Солнца $g_0 = GM_0/r_0^2$ равно его центростремит. ускорению v_0^2/r_0 (без учёта влияния внеш. части Галактики и при условии эллипсоидальности поверхностей равной плотности в её внутр. части). Собств. галактич. скорость Солнца (т. н. круговая скорость на расстоянии r_0 от центра) $v_0 \approx 220$ км/с, отсюда $g_0 = v_0^2/r_0 \approx 1{,}6\cdot10^{-8}$ см/с^2 и $M_0 = g_0 r_0^2/G \approx 2{,}2\cdot10^{44}$ г. Масса Галактики в сферич. объёме радиусом $\approx$15 кпк, как показывают подобные расчёты, равна $\approx 3\cdot10^{44}$ г $\approx$ $\approx 1{,}5\cdot10^{11}\,M_\odot$. При этом учитывается также масса всей диффузной (рассеянной) материи в Галактике.

Масса спиральной галактики может быть определена по результатам изучения её кривой вращения (см. *Вращение галактик*). Кривые вращения указывают на наличие больших масс невидимого (несветящегося) вещества (т. н. *скрытой массы*). Масса невидимого вещества галактик может в 10 раз и более превосходить массу светящегося (излучающего) вещества.

Для медленно вращающихся галактик, какими являются, напр., эллиптич. галактики, трудно получить кривую вращения, но зато можно по расширению спектральных линий оценить дисперсию скоростей звёзд в системе и, сопоставив её с истинными размерами галактики, по теореме о вириале оценить массу эллиптич. галактики.

Ещё один способ оценки масс галактик, входящих в двойные системы, аналогичен методу оценки масс компонентов спектрально-двойных звёзд. Используют также установленную статистич. зависимость между массой и интегральной светимостью галактик разл. типа (своего рода зависимость масса — светимость для галактик). Светимость определяется по видимой интегральной звёздной величине галактики и расстоянию до неё, оценённому по величине красного смещения спектральных линий.

Известные ныне массы галактик заключены в пределах от $\sim 10^5\,M_\odot$ — для т. н. карликовых галактик до $\sim 10^{12}\,M_\odot$ — для сверхгигантских эллиптич. галактик (напр., для галактики М87).

Общая масса галактик, входящих в *скопления галактик*, определяется суммированием масс галактик данного скопления с учётом их типов. С др. стороны, полная масса скопления может быть определена по теореме о вириале (по дисперсии лучевых скоростей галактик в скоплении в предположении, что галактики скопления являются гравитационно связанными между собой). Подобные определения показывают, что полная масса скопления (её наз. вириальной массой) больше суммы масс отд. галактик скопления. Это свидетельствует о том, что в межгалактич. пространстве в скоплениях содержится много невидимой (скрытой) массы. Сверхскопление галактик с центром в созвездии Девы обладает суммарной массой $\sim 10^{15}\,M_\odot$.

Точность определения М. н. т. зависит от точности определения всех величин, входящих в соответствующие формулы. Масса Земли найдена с погрешностью $\approx 0{,}05\%$, масса Луны — с погрешностью $\approx 0{,}1\%$. Погрешность определения массы Солнца также составляет $\approx 0{,}1\%$, она зависит от точности определения астр. единицы. Вообще, в значит. степени точность определения массы зависит от точности определения *расстояний шкалы*, а также расстояний между звёздами (в случае двойных звёзд), линейных размеров тел и т. д. Массы планет известны с погрешностью от 0,05 до 0,7%. Массы звёзд определены с погрешностью $\approx$ 20—60%. Неуверенность определения массы галактик можно характеризовать коэф. 2, даже если надёжно определено расстояние до них.

Лит.: Сагитов М. У., Постоянная тяготения и масса Земли, М., 1969; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986; Куликовский П. Г., Звёздная астрономия, 2 изд., М., 1985; Климишин И. А., Открытие Вселенной, М., 1987.

П. Г. Куликовский.

МАСШТАБ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ — отношение линейного размера *изображения оптического* к линейному размеру предмета. Служит характеристикой проекционных систем и определяется их линейным увеличением (см. *Увеличение оптическое*). Выбор М.о. и. диктуется размерами изображаемого объекта: у телескопа, фотоаппарата, глаза М. о. и. меньше единицы (у телескопа М. о. и. практически равен нулю), у микроскопов (оптических и электронных), кино- и диапроекторов, фотоувеличителей — больше единицы. Если изображение получается с помощью неск. последоват. проекций, его М. о. и. определяется произведением М. о. и. каждой проекции в отдельности.

А. П. Гагарин.

МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ (скейлинг) — свойство неизменности ур-ний, описывающих нек-рую физ. теорию или к.-л. физ. процесс, при изменении всех расстояний и промежутков времени в одинаковое число раз. Такие изменения образуют группу масштабных преобразований (называемых также преобразованиями подобия), определяемую след. законом изменения координат пространства и времени:

$$x \to \rho x, \qquad y \to \rho y, \qquad z \to \rho z, \qquad t \to \rho t,$$

где $\rho > 0$ — числовой параметр преобразования, к-рый при $\rho > 1$ соответствует однородному растяжению, а при $\rho < 1$ — однородному сжатию пространства-времени в ρ раз. В релятивистской теории масштабное преобразование вместе с 10 преобразованиями группы Пуанкаре (см. *Пространственно-временная симметрия*) образует т. н. группу Вейля. Физ. величины изменяются при масштабном преобразовании в соответствии со своими размерностями, напр. вектор-потенциал эл.-магн. поля и ток преобразуются по законам $A \to \rho^{-1}A$, $j \to \rho^{-3}j$. Безразмерные величины,

а также такие величины, как массы частиц, при масштабном преобразовании не меняются.

М. и. (иногда наз. также подобием или автомодельностью по аналогии с теорией фазовых переходов 2-го рода и гидродинамикой) обладает ряд ур-ний физ. теорий. Это происходит в тех случаях, когда в решение ур-ний не входят массы или другие размерные параметры, не меняющиеся при масштабном преобразовании. В классич. физике важным примером являются *Максвелла уравнения*, к-рые обладают М. и. для любых расстояний и промежутков времени. *Клейна — Гордона уравнение* и *Дирака уравнение* масштабно инвариантны для расстояний, малых по сравнению с *комптоновской длиной волны* соответствующих частиц, и промежутков времени, малых по сравнению с этой длиной, делённой на скорость света. Для расстояний, сравнимых с комптоновской длиной волны (и соответствующих промежутков времени), М. и. нарушается из-за наличия масс частиц. О такой ситуации говорят как о нарушенной М. и.

В физике элементарных частиц нарушенная М.и. обнаружена в поведении *структурных функций*, описывающих эксперименты по *глубоко неупругим процессам* рассеяния лептонов на адронах при высокой энергии. Для глубоко неупругого электрон-протонного рассеяния $e + p \to e + X$ (где X обозначает совокупность адронов в конечном состоянии) при произвольных значениях энергии налетающего электрона следует ожидать зависимости структурных ф-ций по отдельности от двух имеющихся в задаче кинематич. переменных: q^2 — квадрата 4-импульса q, переданного от электрона к протону, и $M_x^2c^2 = (q + p)^2$ — квадрата энергии образующейся адронной системы X в системе её центра инерции; здесь p — 4-импульс нач. протона. Однако на ускорителе СЛАК в 1968 было впервые обнаружено, что при больших отрицат. значениях $q^2[-q^2 > 1$ (ГэВ/c)$^2]$ структурные ф-ции зависят только от одного безразмерного отношения $-q^2/M_x^2c^2$, а не от q^2 и M_x^2 по отдельности. Такое поведение структурных ф-ций было теоретич. предсказано также в 1968 Дж. Бьёркеном (J. Bjorken) (скейлинг Бьёркена). Скейлинг Бьёркена нашёл естеств. объяснение в рамках партонной модели адронов (см. *Партоны*).

Аналогично глубоко неупругим процессам М. и. наблюдается и в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях. Так, для адронных *инклюзивных процессов* распределения по продольному импульсу оказываются ф-циями только от безразмерного отношения $x = p_L/P$ (здесь $p_L > 1$ ГэВ/c — проекция импульса вторичной частицы в системе центра инерции на ось соударения, а P — импульс налетающей частицы в той же системе) и не зависят явным образом от энергии [т. н. скейлинг Фейнмана (R. Feynman, 1969)]. Раннее эксперим. указание на такое поведение инклюзивных процессов было получено в космич. лучах и впервые надёжно установлено на ускорителе ИФВЭ (Серпухов, 1968). Скейлинг Фейнмана объясняется на основе партонной модели.

От энергии сталкивающихся частиц оказывается практически не зависящим также распределение по числу частиц, образующихся в *множественном процессе*. В этом случае вероятность рождения n частиц пропорциональна ф-ции лишь от отношения $n/\langle n\rangle$, где $\langle n\rangle$ — ср. *множественность* при данной энергии. Такое свойство подобия получило назв. скейлинга KNO [Кобы — Нильсена — Олесена (Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen), 1972]. В отличие от скейлингов Бьёркена и Фейнмана, наблюдающийся в опыте KNO-скейлинг не имеет общепризнанного теоретич. объяснения.

М. и. может быть использована для предсказания поведения формфакторов адронов при больших переданных импульсах и определения *структурных функций* (см. *Кваркового счёта правила*).

В связи с попытками объяснить в рамках квантовой теории поля (КТП) скейлинг Бьёркена с нач. 1970-х гг. обсуждалась возможность того, что *Дайсона уравнения* в КТП допускают масштабно-инвариантное решение. Для перенормируемой КТП этот вопрос оказывается связанным с поведением *эффективного заряда* при $-q^2 \to \infty$, к-рое определяется видом т. н. ф-ции Гелл-Мана — Лоу (см. *Ренормализационная группа*). Для М. и. необходимо, чтобы эта ф-ция обращалась в нуль при нек-ром значении эфф. заряда. В этом случае при достаточно больших значениях $-q^2$ эфф. заряд совпадает с положением нуля и ур-ния ренормализац. группы для вершинных частей обладают масштабно-инвариантными решениями, вообще говоря, с нек-рой *аномальной размерностью*. Такая ситуация реализуется также в теории *фазовых переходов* 2-го рода (с той, однако, разницей, что эта задача определена в трёхмерном пространстве, а не в четырёхмерном пространстве-времени и рассматривается ИК-, а не УФ-предел) [см. ниже].

Примеры М. и. с нетривиальными аномальными размерностями имеются в двумерном пространстве-времени (см. *Двумерные модели* КТП). Для перенормируемой КТП оказывается, что масштабно-инвариантные решения с необходимостью обладают инвариантностью относительно более общего конформного преобразования, что даёт возможность использовать для их нахождения методы конформной КТП (см. *Конформная инвариантность* в КТП).

В *квантовой хромодинамике* (КХД) *асимптотическая свобода* приводит к тому, что ф-ция Гелл-Мана — Лоу обращается в нуль при нулевом значении эфф. заряда. В этом случае ур-ния ренормализац. группы дают для структурных ф-ций решение, к-рое является ф-цией не только от отношения $-q^2/M^2c^2$, но также слабо (логарифмически) зависит непосредственно от $-q^2$. Скейлинг Бьёркена справедлив в КХД с той точностью, с какой этой дополнит. зависимостью от $-q^2$ можно пренебречь. Такое нарушение скейлинга Бьёркена должно наблюдаться в экспериментах по изучению неупругих процессов в достаточно широком диапазоне изменения $-q^2$.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 9; Carruthers P., Broken scale invariance in particle physics, «Phys. Repts», 1971, v. 1C, p. 1; Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Теория множественных процессов, М., 1976; Джекив Р., Приближенная масштабная инвариантность, в кн.: Трейман С., Джекив Р., Гросс Д., Лекции по алгебре токов, пер. с англ., М., 1977, гл. 7. *Ю. М. Макеенко.*

Масштабная инвариантность в теории фазовых переходов 2-го рода. Эти переходы разбиваются на неск. классов эквивалентности, причём в рамках одного класса особенности термодинамич. величин в совершенно разл. системах описываются одними и теми же степенными законами. Так, напр., изотропные ферромагнетики, антиферромагнетики и сегнетоэлектрики попадают в один класс эквивалентности, а *критические точки* жидкость — пар, двухкомпонентные растворы, изинговский ферромагнетик — в другой.

При фазовом переходе 2-го рода происходит *спонтанное нарушение симметрии* — в низкотемпературной фазе оказывается отличным от нуля т. н. *параметр порядка* (вектор намагниченности в ферромагнетиках, вектор поляризации в сегнетоэлектриках и т. п.). При темп-рах, близких к точке фазового перехода T_c, параметр порядка сильно флуктуирует, причём характерный размер флуктуации (корреляц. радиус r_c) неограниченно растёт по мере приближения к T_c.

С матем. точки зрения задача описания критич. флуктуаций сводится к вычислению *корреляционных функций* типа $\langle\varphi_i(x_1)\ldots\varphi_j(x_n)\rangle$, ($\varphi_i(x)$ — компонента параметра порядка, $i = 1, \ldots, n$). В точке фазового перехода r_c бесконечен, а следовательно, отсутствует естеств. единица длины. Подобное изменение всех расстояний (масштабное преобразование) в отсутствие характерного размера не может изменить состояния системы,

т. к. это преобразование сводится к изменению единицы длины. При масштабном преобразовании сильно флуктуирующие величины преобразуются согласно закону

$$A(x) \to \lambda^{\Delta_A} A(\lambda x), \qquad (1)$$

где Δ_A — *критический показатель* оператора $A(x)$.

Существует бесконечный набор локальных неприводимых операторов $A_k(x)$, к-рые получаются из $\varphi_i(x)$, грубо говоря, «возведением в степень» и дифференцированием по координатам x и к-рые преобразуются при масштабном преобразовании в соответствии с законом (1). Критич. показатели Δ_A зависят от размерности пространства d, от числа компонент n параметра порядка, от конкретного вида оператора $A_k(x)$, но не зависят от структуры вещества на межатомных расстояниях.

Неизменность равновесного распределения критич. флуктуаций при масштабном преобразовании приводит к след. тождествам Уорда для корреляц. ф-ций:

$$K^{A_1 \dots A_n}(x_1 \dots x_n) = \langle A_1(x_1) \dots A_n(x_n) \rangle = \\ = \lambda^{\Delta_{A_1} + \dots + \Delta_{A_n}} K^{A_1 \dots A_n}(\lambda x_1 \dots \lambda x_n). \qquad (2)$$

Для важного случая парных корреляц. ф-ций тождества (2) в сочетании с соображениями инвариантности относительно трансляций и вращений полностью определяют вид этих ф-ций:

$$K^{A_1 A_2}(x_1 - x_2) = Z_{A_1 A_2} |x_1 - x_2|^{-(\Delta_{A_1} + \Delta_{A_2})},$$

где $Z_{A_1 A_2}$ — константы. Парные корреляц. ф-ции в нек-рых случаях можно измерить экспериментально; напр., эксперименты по рассеянию света в критич. точке жидкость — пар позволяют получить информацию о парной корреляц. ф-ции плотности вещества.

Небольшое изменение темп-ры или включение слабого внеш. поля (магн. поля, давления и т. п.) выводит систему из точки фазового перехода. Корреляц. радиус становится конечным, хотя и превышает межатомное расстояние a. Зависимость r_c от внеш. поля h и приведённой темп-ры $\tau = (T - T_c)/T_c$ также определяется законами подобия. Если $h = 0$, а $\tau \neq 0$:

$$r_c(\tau) \sim |\tau|^{-\nu}, \quad \nu = (d - \Delta_{\mathscr{E}})^{-1}, \qquad (3)$$

где $\Delta_{\mathscr{E}}$ — критич. показатель оператора плотности энергии. Если $\tau = 0$, а $h \neq 0$:

$$r_c(h) \sim |h|^{-\mu}, \quad \mu = (d - \Delta_\varphi)^{-1}. \qquad (4)$$

Здесь Δ_φ — критич. показатель параметра порядка.

Ясно, что поведение парных корреляц. ф-ций для расстояний $a \ll |x_1 - x_2| \ll r_c$ будет таким же, как и в точке фазового перехода, а при $|x_1 - x_2| \gg r_c$ корреляц. ф-ции экспоненциально убывают. Поэтому для сингулярной части теплоёмкости C получаем оценку:

$$C \sim [r_c(\tau, h)]^{d - 2\Delta_{\mathscr{E}}}. \qquad (5)$$

Восприимчивость системы χ определяется корреляц. ф-цией параметра порядка:

$$\chi \sim [r_c(\tau, h)]^{d - 2\Delta_\varphi}. \qquad (6)$$

При $T < T_c$ появляется отличное от нуля среднее $\langle \varphi_i(x) \rangle = \varphi_s$, причём вблизи точки перехода

$$\varphi_s \sim [r_c(\tau, h)]^{-\Delta_\varphi}. \qquad (7)$$

Ф-лы (3)—(7) показывают, что поведение сингулярной части теплоёмкости, восприимчивости и параметра порядка вблизи T_c в случаях, когда либо τ, либо h равны нулю, определяется двумя критич. индексами Δ_φ и $\Delta_{\mathscr{E}}$. Критич. индексы Δ_φ, $\Delta_{\mathscr{E}}$ и т. п. приближённо вычислены методом *эпсилон-разложения*.

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Вильсон К., Когут Дж., Ренормализационная группа и ε-разложение, пер. с англ., М., 1975.

С. Б. Хохлачёв.

МАСШТАБНЫЙ ФАКТОР (фактор расширения) — в релятивистской космологии величина $R(t)$, показывающая, как с течением времени t меняется расстояние между фиксиров. частицами в деформирующейся (расширяющейся) Вселенной. В однородных изотропных моделях Вселенной (см. *Космологические модели*) элемент 4-мерного интервала s может быть записан в виде $ds^2 = c^2 dt^2 - dl^2$, где квадрат элемента длины

$$dl^2 = R^2(t) \gamma_{ik}(x^l) dx^i dx^k. \qquad (1)$$

Здесь x^l — пространственные координаты; индексы i, k, l пробегают значения 1, 2, 3; по дважды встречающимся индексам осуществляется суммирование; $\gamma_{ik}(x^l)$ — пространственный метрический тензор, описывающий геометрию однородного изотропного 3-мерного пространства . Ф-ция $R(t)$ определена с точностью до пост. множителя. Обычно в космич. моделях с отличной от нуля кривизной пространства величину $R(t)$ выбирают равной модулю радиуса кривизны 3-мерного пространства для любого фиксиров. момента времени, в этом случае x^l — безразмерные пространственные координаты. О поведении $R(t)$ как ф-ции времени см. в ст. *Космология*. В анизотропных однородных космологич. моделях деформация среды может зависеть от направления, и тогда М. ф., вообще говоря, различается вдоль разных пространственных осей координат.

В случае изотропного расширения Вселенной величина

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \equiv H(t) \qquad (2)$$

характеризует скорость относит. изменения линейных масштабов в *сопутствующей системе отсчёта*. Параметр $H(t)$ наз. постоянной Хаббла (см. *Хаббла закон*). Соотношение (2) показывает, что расширению Вселенной отвечает значение $H(t) > 0$. Ф-ции $R(t)$ и $H(t)$ описывают эволюцию Вселенной. Эти ф-ции определяются из решений космологич. ур-ний и данных астр. наблюдений.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 2, М., 1977.

И. Д. Новиков.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ МАЯТНИК — см. *Маятник*.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОЖИДАНИЕ (среднее значение) случайной величины — числовая характеристика случайной величины. Если $X = X(\omega)$ — случайная величина, заданная на вероятностном пространстве (Ω, F, P) (см. *Вероятностей теория*), то её М. о. MX (или EX) определяется как интеграл Лебега:

$$MX = \int_\Omega X(\omega) P(d\omega) = \int_R x P_X(dx),$$

где $P_X(-\infty, x) = P(X < x)$ — распределение вероятностей величины X, R — множество значений X. Если распределение X дискретно $[P(X = x_i) = p_i, \ \sum_i p_i = 1]$ или имеет непрерывное распределение с плотностью вероятностей $f(x)$, то соответственно

$$MX = \sum_i x_i p_i \quad \text{или} \quad MX = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx.$$

Аналогично определяют М. о. и для случайных величин со значениями в векторных пространствах.

Операция вычисления М. о. линейна и монотонна, для неслучайной величины X получим $MX = X$. Если величины X и Y независимы, то $MXY = MX \times MY$. Существование у случайной величины X М. о. равносильно тому, что ср. арифметические значения в длинном ряду $X_1, X_2 \dots$ независимых реализаций X стремятся к определённой неслучайной величине: $n^{-1}(X_1 + \dots + X_n) \to MX$ при $n \to \infty$ с вероятностью 1 (*больших чисел закон*).

С помощью математического ожидания определяют многие важные характеристики случайной величины, напр. *моменты* (в т. ч. *дисперсию*), *характеристическую функцию*.

Лит.: Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., [4 изд.], т. 1—2, М., 1984.

К. А. Боровков.

МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ УРАВНЕНИЯ — ур-ния, описывающие матем. модели физ. явлений. Теория этих моделей (математическая физика) занимает промежуточное положение между физикой и математикой. При построении моделей используют физ. законы, однако методы исследования полученных ур-ний являются математическими. В понятие методов математической физики включают те математические методы, к-рые применяют для построения и изучения моделей, описывающих широкие классы физических явлений.

Методы матем. физики начали разрабатываться в трудах И. Ньютона (I. Newton) по созданию основ классич. механики, всемирного тяготения, теории света. Дальнейшее их развитие и применение к изучению матем. моделей разл. физ. явлений связаны с именами Ж. Л. Лагранжа (J. L. Lagrange), Л. Эйлера (L. Euler), Ж. Фурье (J. Fourier), К. Ф. Гаусса (C. F. Gauß), Б. Римана (B. Riemann), М. В. Остроградского, А. М. Ляпунова, В. А. Стеклова.

Методы матем. физики применяли для изучения физ. явлений, связанных с разл. полями и волновыми процессами в электродинамике, акустике, теории упругости, гидро- и аэродинамике, теории тепла и диффузии и ряде др. исследований физ. явлений в сплошных средах. Матем. модели этих явлений обычно описывают при помощи дифференц. ур-ний с частными производными, получивших название М. ф. у.

Помимо дифференц. ур-ний при описании матем. моделей физики применяют интегральные и интегро-дифференц. ур-ния, вариационные и теоретико-вероятностные методы, теорию потенциала, методы теории аналитич. ф-ций и др. разделы математики. Особое значение для исследования матем. моделей физики приобретают прямые численные методы, использующие ЭВМ, что позволило эффективно решать сложные задачи газовой динамики, теории переноса, физики плазмы.

Теоретич. исследования в области квантовой физики потребовали расширения используемых матем. методов. Стали применять теорию операторов, теорию обобщённых ф-ций, топологич. и алгебраич. методы. Интенсивное взаимодействие теоретич. физики, математики и использования ЭВМ в науч. исследованиях привело к расширению тематики, созданию новых классов моделей.

Постановка задач матем. физики заключается в построении матем. моделей, описывающих осн. закономерности изучаемого класса физ. явлений. Такая постановка состоит в выводе ур-ний (дифференц., интегральных, интегро-дифференц. или алгебраических), к-рым удовлетворяют величины, характеризующие физ. процесс. При этом исходят из осн. физ. законов, учитывающих только наиб. существ. черты явления, отвлекаясь от второстепенных характеристик. Такими законами являются обычно законы сохранения, напр., кол-ва движения, энергии, числа частиц и т. д. Поэтому для описания процессов разл. физ. природы, но имеющих общие характерные черты, применимы одни и те же матем. модели.

Краевые задачи. Для полного описания эволюции физ. процесса помимо ур-ний необходимо, во-первых, задать картину процесса в нек-рый фиксиров. момент времени (начальные условия) и, во-вторых, задать режим на границе той среды, где протекает этот процесс (граничные условия). Начальные и граничные условия образуют краевые условия, а дифференц. ур-ния вместе с соответствующими краевыми условиями — краевую задачу матем. физики.

Большинство М. ф. у.— линейные дифференц. ур-ния с частными производными 2-го порядка:

$$\sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}(x)\,\frac{\partial^2 u}{\partial x_i \partial x_j} + \Phi(x,u,\operatorname{grad} u) = 0,$$

$$x = (x_1,\ldots,x_n),$$

с кусочно-непрерывными коэф. $a_{ij}(x)$. Заменой переменных квадратичную форму $\sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}(x)p_ip_j$ можно привести к канонич. виду $\sum_{l=1}^{r} q_l^2 - \sum_{l=r+1}^{m} q_l^2$, $m \leqslant n$, причём числа r и m не зависят от преобразования. Если $m = n$ и все слагаемые одного знака ($r = 0$ или $r = m$), то ур-ние относится к эллиптическому типу. Если $m = n$, но имеются слагаемые разных знаков, исследуемое ур-ние — гиперболического типа. При $m < n$ — ур-ние параболического типа. Эта классификация, вообще говоря, зависит от точки x. Ниже приведены нек-рые примеры ур-ний и соответствующих краевых задач.

Ур-ние

$$\rho\,\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \operatorname{div}(p\operatorname{grad} u) - qu + f(x,t) \qquad (1)$$

описывает малые колебания струн, стержней, мембран, акустич. и эл.-магн. колебания. В ур-нии (1) пространственные переменные $x = (x_1,\ldots, x_n)$ изменяются в области $G \subset \mathbb{R}^n$, $n = 1, 2, 3$, где развивается рассматриваемый физ. процесс; при этом должно быть $\rho > 0$, $p > 0$ и $q \geqslant 0$. При этих условиях ур-ние (1) — ур-ние гиперболич. типа. При $\rho = 1$, $p = a^2 = \text{const}$ и $q = 0$ ур-ние (1) превращается в *волновое уравнение*

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2\Delta u + f(x,t), \qquad (2)$$

где Δ — оператор Лапласа.

Диффузии уравнение

$$\rho\,\frac{\partial u}{\partial t} = \operatorname{div}(p\operatorname{grad} u) - qu + f(x,t) \qquad (3)$$

описывает процессы диффузии частиц и распространения тепла в среде. Ур-ние (3) — ур-ние параболич. типа. При $\rho = 1$, $p = a^2 = \text{const}$ и $q = 0$ ур-ние (3) превращается в уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2\Delta u + f(x,t). \qquad (4)$$

Для стационарных процессов, когда отсутствует зависимость от времени t, ур-ния (1) и (3) принимают вид

$$-\operatorname{div}(p\operatorname{grad} u) + qu = f(x). \qquad (5)$$

Ур-ние (5) — ур-ние эллиптич. типа. При $p = 1$ и $q = 0$ ур-ние (5) наз. ур-нием Пуассона

$$\Delta u = -f(x), \qquad (6)$$

а при $f = 0$ — *Лапласа уравнением*

$$\Delta u = 0. \qquad (7)$$

Ур-ниям (6) и (7) удовлетворяют разл. потенциалы: ньютонов (кулонов) потенциал, потенциал течения несжимаемой жидкости и т. д.

Если в волновом ур-нии (2) внешн. возмущение f — периодическое с частотой ω, $f(x,t) = a^2 f(x)\exp(i\omega t)$, то амплитуда $u(x)$ периодич. решения с той же частотой ω

$$u(x,t) = u(x)\exp(i\omega t)$$

удовлетворяет *Гельмгольца уравнению*

$$\Delta u + k^2 u = -f(x), \quad k^2 = \frac{\omega^2}{a^2}. \qquad (8)$$

К ур-нию Гельмгольца приводят задачи дифракции.

Для полного описания процесса колебаний необходимо задать нач. возмущение и нач. скорость

$$u\,|_{\,t=0} = u_0(x), \qquad \frac{\partial u}{\partial t}\,\Big|_{\,t=0} = u_1(x), \tag{9}$$

а для процесса диффузии — только нач. возмущение

$$u|_{\,t=0} = u_0(x). \tag{10}$$

Кроме того, на границе S области G необходимо удовлетворить заданному режиму. В простейших случаях граничные условия для ур-ний (1), (3), (5) описывают соотношением

$$k\frac{\partial u}{\partial n} + hu|_{\,S} = v(x,t), \quad t > 0, \tag{11}$$

где k и h — заданные неотрицательные ф-ции, не обращающиеся в нуль одновременно, n — внеш. нормаль к поверхности S, v — заданная ф-ция. В случае неогранич. областей, напр. внешности огранич. области, кроме условия на границе задают также условие на бесконечности. Напр., для ур-ния Гельмгольца (8) на бесконечности задают *Зоммерфельда условия излучения*.

Краевая задача, к-рая содержит только нач. условия (и, стало быть, не содержит граничных условий, так что область G — всё пространство $\mathbb{R}^n$), наз. *Коши задачей*. Для ур-ния (1) задача Коши (1), (9) ставится след. образом: найти ф-цию $u(x, t)$, удовлетворяющую ур-нию (1) при $t > 0$ и нач. условиям (9) на плоскости $t = 0$. Аналогично ставится и задача Коши (3), (10) для ур-ния диффузии (3).

Если в краевой задаче присутствуют и нач., и граничные условия, то такая задача наз. с м е ш а н н о й з а д а ч е й. Для ур-ния (1) смешанная задача (1), (9), (11) ставится так: найти ф-цию $u(x, t)$, удовлетворяющую ур-нию (1) в цилиндре $G \times (0, \infty)$, нач. условиям (9) на его ниж. основании G и граничному условию (11) на его боковой поверхности $S \times [0, \infty)$. Аналогично ставится смешанная задача (3), (10), (11) для ур-ния диффузии (3). Существуют и др. постановки краевых задач.

Для стационарного ур-ния (5) нач. условия отсутствуют и соответствующая краевая задача ставится так: найти ф-цию $u(x)$, удовлетворяющую ур-нию (5) в области G и граничному условию на границе S области G:

$$k\frac{\partial u}{\partial n} + hu|_{\,S} = v(x). \tag{11'}$$

Для ур-ния (5) краевая задача с граничным условием $u|_S = v_0(x)$ наз. *Дирихле задачей*, а с граничным условием $\left.\frac{\partial u}{\partial n}\right|_S = v_1(x)$ — *Неймана задачей*. Различают внеш. и внутр. краевые задачи Дирихле и Неймана. Для внеш. задач кроме граничных условий необходимо задавать условия на бесконечности.

К краевым задачам для ур-ния (5) относятся также задачи на собств. значения: найти те значения параметра λ (собств. значения), при к-рых однородное ур-ние

$$Lu \equiv -\operatorname{div}(p\,\operatorname{grad} u) + qu = \lambda\rho u \tag{12}$$

имеет нетривиальные решения (собств. ф-ции), удовлетворяющие однородному граничному условию

$$k\frac{\partial u}{\partial n} + hu\,|_{\,S} = 0. \tag{13}$$

Если G — огранич. область с достаточно гладкой границей S, то существует счётное число неотрицательных собств. значений $\lambda_1, \lambda_2, \ldots$ задачи (12), (13) ($0 \leqslant \lambda_1 \leqslant \lambda_2 \leqslant \ldots$, $\lambda \to \infty$), каждое λ_k — конечной кратности; соответствующие собств. ф-ции $u_k(x)$, $Lu_k = \rho\lambda_k u_k$, $k = 1, 2, \ldots$, образуют полную ортонормиров. систему ф-ций; при этом всякая ф-ция, удовлетворяющая граничному условию (13), разлагается в регулярно сходящийся ряд Фурье по системе собств. ф-ций $\{u_k\}$.

Обобщённые задачи. Изложенные постановки краевых задач предполагают достаточную гладкость решения внутри области вплоть до границы. Такие постановки краевых задач наз. к л а с с и ч е с к и м и. Однако во мн. физ. задачах приходится отказываться от требований гладкости. Внутри области решение может быть *обобщённой функцией* и удовлетворять ур-нию в смысле обобщённых ф-ций, краевые условия могут удовлетворяться в к.-л. обобщённом смысле. Такие краевые задачи наз. о б о б щ ё н н ы м и, а соответствующие решения — обобщёнными решениями. Напр., обобщённая задача Коши для волнового ур-ния ставится след. образом. Пусть u — классич. решение задачи Коши (2), (9). Ф-ции u и f продолжим нулём на $t < 0$ и обозначим их $\tilde{u}$ и $\tilde{f}$ соответственно. Тогда ф-ция $\tilde{u}$ будет удовлетворять в смысле обобщённых ф-ций во всём пространстве $\mathbb{R}^{n+1}$ волновому ур-нию

$$\partial^2\tilde{u}/\partial t^2 = a^2\Delta\tilde{u} + u_0(x)\cdot\delta'(t) + u_1(x)\cdot\delta(t) + \tilde{f}(x,t). \tag{14}$$

При этом нач. возмущения u_0 и u_1 играют роль мгновенно действующих внеш. источников типа двойного слоя, $u_0(x)\cdot\delta'(t)$, и простого слоя, $u_1(x)\cdot\delta(t)$. Сказанное позволяет ввести след. определение. Обобщённой задачей Коши для волнового ур-ния с источником F (обобщённая ф-ция $F = 0$ при $t < 0$) наз. задача об отыскании тех обобщённых решений $u(x, t)$ в $\mathbb{R}^{n+1}$ волнового ур-ния

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2\Delta u + F(x,t), \tag{14'}$$

к-рые обращаются в нуль при $t < 0$. Аналогично ставится обобщённая задача Коши и для ур-ния теплопроводности (4).

Поскольку краевые задачи матем. физики описывают реальные физ. процессы, то они должны удовлетворять след. естеств. требованиям, сформулированным Ж. Адамаром (J. Hadamard): 1) решение должно существовать в нек-ром классе ф-ций M_1; 2) решение должно быть единственным, возможно в др. классе ф-ций M_2; 3) решение должно непрерывно зависеть от данных задачи (нач. и граничных данных, свободных членов, коэф. ур-ния и т. д.). Требование непрерывной зависимости решения возникает в связи с тем, что данные физ. задачи, как правило, определяют из эксперимента приближённо, поэтому необходимо быть уверенным в том, что решение задачи не будет существенно зависеть от погрешностей измерений.

Задача, удовлетворяющая перечисленным требованиям 1—3, наз. к о р р е к т н о п о с т а в л е н н о й, а множество ф-ций $M_1 \cap M_2$ — классом корректности. Хотя требования 1—3, на первый взгляд, кажутся естественными, их тем не менее необходимо доказывать в рамках принятой матем. модели. Доказательство корректности — первая проверка матем. модели: модель непротиворечива, не содержит паразитных решений и мало чувствительна к погрешностям измерений.

Нахождение корректных постановок краевых задач матем. физики и методов построения их решений (точных или приближённых) и составляет одно из главных содержаний предмета М. ф. у. Известно, что все перечисленные выше краевые задачи поставлены корректно.

Задача, не удовлетворяющая хотя бы одному из условий 1—3, наз. н е к о р р е к т н о й з а д а ч е й. Некорректные задачи приобретают в математической физике всё возрастающее значение: к ним в первую очередь относятся обратные задачи, а также задачи, связанные с обработкой и интерпретацией результатов наблюдений.

Важную роль в М. ф. у. играет понятие *Грина функции*. Ф-цией Грина линейного *дифференциального оператора*

$$L(x,t;D) = \sum_{\alpha} a_\alpha(x,t)D^\alpha, \qquad D = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \ldots, \frac{\partial}{\partial x_n}, \frac{\partial}{\partial t}\right)$$

с заданными (однородными) краевыми условиями на границе области изменения переменных (x, t) наз. ф-ция $G(x, t; \xi, \tau)$, удовлетворяющая при каждом (ξ, τ) из этой области ур-нию

$$L(x,t;D)G(x,t;\xi,\tau) = \delta(x-\xi, t-\tau). \qquad (15)$$

В физ. ситуациях ф-ция Грина $G(x, t; \xi, \tau)$ описывает возмущение от точечного (в точке ξ) мгновенного (в момент τ) источника единичной интенсивности (с учётом неоднородности среды и краевого эффекта). В случае постоянных коэф. и отсутствия границы ф-ция Грина при $\xi = 0$ и $\tau = 0$ наз. фундаментальным решением и обозначается $E(x, t)$:

$$L(D)E(x,t) = \delta(x,t). \qquad (15')$$

Доказано существование фундам. решения для любого оператора $L(D) \not\equiv 0$.

С помощью фундам. решения $E(x, t)$ решение $u(x, t)$ ур-ния

$$L(D)u = F(x,t) \qquad (16)$$

с произвольной правой частью F (обобщённая ф-ция) выражается во всём пространстве $\mathbb{R}^{n+1}$ свёрткой

$$u = F * E = \int F(\xi,\tau)E(x-\xi,\ t-\tau)d\xi d\tau.$$

В этом состоит сущность метода точечного источника решения линейных задач матем. физики.

Методы решения. Для исследования и приближённого решения смешанных задач используют *разделения переменных метод* (метод Фурье) при условии, что коэф. в ур-нии и в граничном условии не зависят от времени t. Идея метода, напр. применительно к задачам (3), (10), (13), состоит в следующем: искомое решение $u(x, t)$ и правую часть $f(x, t)$ разлагают в ряд Фурье по собств. ф-циям $\{u_k\}$ краевой задачи (12), (13):

$$u(x,t) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k(t)u_k(x), \quad f(x,t) = \sum_{k=1}^{\infty} c_k(t)u_k(x). \qquad (17)$$

Подставляя эти ряды в ур-ние (3), для неизвестных ф-ций $b_k(t)$ получают ур-ние

$$b_k'(t) + \lambda_k b_k(t) = c_k(t), \quad k = 1,2,\ldots . \qquad (18)$$

При этом, чтобы ряд (17) для u удовлетворял нач. условию (10), необходимо положить

$$b_k(0) = \int_G \rho(x)u_0(x)u_k(x)dx = a_k. \qquad (19)$$

Решая задачу Коши (18), (19), получают формальное решение задачи (3), (10), (13) в виде ряда

$$u(x,t) = \sum_{k=1}^{\infty}\left[a_k e^{-\lambda_k t} + \int_0^t e^{-\lambda_k(t-\tau)}\, c_k(\tau)d(\tau)\right]u_k(x). \qquad (20)$$

Возникает задача обоснования метода Фурье: когда формальный ряд (20) даёт классич. или обобщённое решение задачи (3), (10), (13)? Аналогично метод Фурье применяют и к смешанной задаче (1), (9), (13).

Метод разделения переменных находит применение также и для решения краевых задач для ур-ния эллиптич. типа (5). При исследовании и приближённом решении краевых задач для ур-ния (5) используют вариац. методы. Так, напр., для задачи на собств. значения (12), (13) (при $\rho = 1$) собств. значения λ_k удовлетворяют вариац. принципу:

$$\lambda_k = \inf \ (Lu,u)/(u,u), \qquad (21)$$
$$(u,u_i) = 0; \quad i = 1,\ldots,k-1$$

где ф-ции сравнения $u(x)$ удовлетворяют (13); при этом inf в (21) реализуется на любой собств. ф-ции, соответствующей собств. значению λ_k, и только на ней.

Перечисленные краевые задачи не исчерпывают всё многообразие краевых задач матем. физики, это простейшие классич. примеры краевых задач. Краевые задачи, описывающие реальные физ. процессы, могут быть сложными: системы ур-ний, ур-ния высших порядков, нелинейные ур-ния. К ним в первую очередь относятся ур-ние Шрёдингера, ур-ния гидродинамики, переноса, магн. гидродинамики, ур-ния Максвелла, теории упругости, ур-ния Дирака, ур-ния Гильберта — Эйнштейна, ур-ния Янга — Миллса и др. В связи с поисками нетривиальных моделей, описывающих взаимодействие квантовых полей, возрос интерес к классич. нелинейным ур-ниям (см. *Нелинейные уравнения математической физики*).

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Курант Р., Уравнения с частными производными, пер. с англ., М., 1964; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; его же, Обобщённые функции в математической физике, 2 изд., М., 1979; Ладыженская О. А., Краевые задачи математической физики, М., 1973; Тихонов А. Н., Арсенин В. Я., Методы решения некорректных задач, 3 изд., М., 1986; Михайлов В. П., Дифференциальные уравнения в частных производных, 2 изд., М., 1983; Рид М., Саймон Б., Методы современной математической физики, пер. с англ., т. 1—4, М., 1977—82; Адамар Ж., Задача Коши для линейных уравнений с частными производными гиперболического типа, пер. с франц., М., 1978; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 2, М., 1984.

В. С. Владимиров.

МАТЕРИАЛЬНАЯ ТОЧКА — понятие, вводимое в механике для объекта бесконечно малых размеров, имеющего массу. Положение М. т. в пространстве определяется как положение геом. точки, что существенно упрощает решение задач механики. Практически всякое тело можно рассматривать как М. т. в случаях, когда расстояния, проходимые точками тела, очень велики по сравнению с его размерами. Кроме того, при изучении движения любой механич. системы (в частности, и твёрдого тела) закон движения её центра масс (центра тяжести) находится как закон движения М. т., имеющей массу, равную массе системы, и находящейся под действием всех внеш. сил, приложенных к системе.

МАТЕ́РИЯ И ДВИЖЕ́НИЕ — философские категории, являющиеся мировоззренческими основаниями науки в рамках материалистич. философских учений. С точки зрения материалистич. диалектики, материальное единство мира, представляющего собой движущуюся материю, служит философским основанием единства системы естественных и технических наук. Каждая из этих наук по-своему конкретизирует материалистич. представления о М. и д., разрабатывая специфич. модели структуры, движения и взаимодействия разл. материальных образований, служащих объектами их изучения, в соответствии с уровнем развития обществ.-историч. практики, являющейся критерием истины, основой и целью познания.

Согласно материалистич. диалектике, материя — это объективная реальность, данная нам в ощущении. Движение, понимаемое как «изменение вообще»,— способ существования материи — нет движения без материи, как нет и материи без движения. Материальный мир рассматривается как сложная многоуровневая развивающаяся система взаимосвязанных материальных образований, каждое из к-рых, как и весь материальный мир в целом, воплощает в себе единство устойчивости и изменчивости, дискретности и непрерывности и др. диалектич. противоположностей. Субординация и координация материальных образований в рамках всеобщей связи объектов и явлений описывается с помощью представлений о разл. структурных уровнях, формах движения и видах материи, конкретизируемых соответствующими частными науками. Всеобщими формами существования материи являются *пространство и время*, выражающие соответственно порядок сосуществования и смены отд. материальных образований и их состояний.

Конкретные науч. представления о М. и д. меняются по мере развития обществ.-историч. практики. В физике это изменение выражается в виде смены физ. картин мира. При этом единственное „свойство" материи, с признанием которого связан философский материализм,— свойство быть объективной реальностью — остаётся неизменным, обеспечивая единство и преемственность развития науч. знания.

Будучи лидером естествознания как системы наук о природе, физика вносила и продолжает вносить определяющий вклад в представления о М. и д., лежащие в основе др. естеств.-науч. дисциплин (химии, биологии, геологии и т. п.) и получающие в них дальнейшую конкретизацию и развитие.

В физической и вообще научной, в т. ч. философской, литературе (особенно зарубежной) термин «материя» до сих пор нередко продолжает употребляться в нефилософском смысле, обозначая *вещество*, к-рое с диалектико-материалистич. точки зрения является лишь одним из видов материи, не исчерпывая собой всего их многообразия. Нефилософский смысл часто вкладывается в естеств.-науч. литературе и в термин «движение», понимаемое тогда только как изменение положения в пространстве с течением времени, т. е. только как механич. движение. Такого рода словоупотребления, хотя и являются нестрогими, прочно вошли в языковую практику и обычно не вызывают недоразумений. Однако если философский смысл понятий М. и д. отождествляется с конкретно-науч. представлениями о них, то это может послужить одним из источников кризисов философских оснований науки, неоднократно имевших место на протяжении её истории.

Историческое развитие физических представлений о материи и движении. Первые теоретич. представления о М. и д., ставшие впоследствии в европ. культурном регионе основой физики как фундам. науки о природе, были разработаны в рамках античных натурфилософских учений. Все эти учения трактовали материю как первоматериал, общий субстрат всех природных образований. Начав с конкретных представлений о материи как субстанциальном первоначале всех вещей [вода у Фалеса (Θαλῆς), воздух у Анаксимена ('Αναξιμένης), огонь у Гераклита ('Ηράκλειτος)], сохраняющем себетождественность в многообразных процессах изменения природных явлений, др.-греч. философия вскоре выработала представление о качественно неопределённой первичной материи (апейрон Анаксимандра), определ. модификациями к-рого были античные виды материи — вода, земля, воздух и огонь. Движение, рассматривавшееся как изменение вообще, первоначально трактовалось наивно-антропоморфно — как проявление одушевлённости отд. вещей и мира в целом — Космоса (гилозоизм).

Наиб. развитые философско-физ. представления о М. и д. античности, категориальные основания к-рых не утратили своего значения и по сей день, были развиты в учениях Демокрита (Δημόκριτος), Платона (Πλάτων) и Аристотеля ('Αριστοτέλης). Демокрит всесторонне разработал атомистич. принципы учения о М. и д., согласно к-рым всё многообразие природных вещей и процессов сводилось к разл. сочетаниям и пространственным перемещениям внутринебескачеств. непроницаемых и неделимых первоэлементов материи — атомов, различающихся между собой лишь пространственными размерами, формой и ориентацией. Материя, как состоящая в конечном счёте из атомов, имела, т. о., предел структурной делимости, а все виды движения сводились к одному — механическому.

В натурфилософской части своего учения (диалог «Тимей») Платон излагает доктрину своеобразного «матем. атомизма». Четыре античных вида материи образуются у него в результате первонач. оформления бескачеств. «безвидной» первоматерии (отождествляемой с пространством, или небытием) посредством двух видов прямоугольных треугольников с соотношениями сторон $1:\sqrt{3}:2$ и $1:1:\sqrt{2}$, из к-рых затем строятся правильные многогранники: тетраэдр — «элементарная частица» для огня, октаэдр — для воздуха, икосаэдр — для воды и куб — для земли. В. Гейзенберг (W. Heisenberg) рассматривал геом. атомизм Платона как прообраз совр. физ. представлений о симметрии.

В учении Аристотеля бескачеств. первоматерия, обладающая неопределённым бытием, первоначально оформляется в землю, воду, воздух и огонь путём попарных сочетаний четырёх осн. качеств — тёплого, холодного, влажного и сухого. Аристотель также выделил четыре типа движения: по сущности — возникновение и уничтожение, по кол-ву — рост и уменьшение, по качеству — превращение и по месту — перемещение, определив движение вообще как переход из возможности в действительность, и четыре типа причин, ответственных за существование отд. материальных образований (сущностей),— материальную, формальную, действующую и целевую. Он впервые ввёл в натурфилософский обиход сам термин «материя» и отделил физику как один из разделов «второй философии» от собственно философии (метафизики).

Атомизм Демокрита, развитый Эпикуром ('Επίκουρος), был возрождён в новое время П. Гассенди (P. Gassendi). Достижения Г. Галилея (G. Galilei) и его современников [И. Кеплер (J. Kepler), Р. Декарт (R. Decartes)] в области физ. учения о М. и д. подготовили почву для работ И. Ньютона (I. Newton), начавшего оформление предмета механики в целостную систему понятий, к-рая была положена в основу механистич. картины мира. В её рамках материя рассматривалась исключительно как вещество — протяжённая непроницаемая инертная весомая субстанция, единств. видом движения к-рой было пространственное перемещение. Мерой кол-ва материи была *масса*, служившая одновременно мерой инертности — способности материальных тел сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, к-рое могло быть изменено только в результате воздействия внеш. причины — силы. По вопросу о структуре материи в рамках механистич. картины мира конкурировали концепции дискретности (разл. варианты атомизма) и непрерывности, по вопросу о характере силового взаимодействия между материальными телами, вызывавшего или изменявшего их движение,— концепции близкодействия и дальнодействия. В первой из них сила была результатом движения, возникая при соударении непроницаемых движущихся тел, во второй — внутр. свойством материи, первичным по отношению к движению, порождаемому ею (противоположность кинетизма и динамизма). В качестве меры движения фигурировали две величины — кол-во движения (импульс) и «живая сила» (кинетич. энергия).

Вовлечение в сферу эксперим. физ. исследований тепловых, световых, электрич. и магн. явлений, так или иначе связанных с механич. движением, сопровождалось введением представлений о разнообразных силах, вызывающих эти явления, и о соответствующих видах материи, служащих носителями этих сил. Так в физику вошли «невесомые материи» (флюиды) — теплород, электрич. и магн. жидкости и др. По мере развития физики на протяжении 18—19 вв. (волновой теории света, кинетич. теории теплоты, учения об электричестве и магнетизме) невесомые материи постепенно исчезали из физ. картины мира, т. к. приписывавшиеся им явления удавалось объяснить на механич. основе. Дольше всего сохранил своё существование в физ. картине мира *эфир* как носитель эл.-магн. явлений. Для него тоже строились механич. модели, противоречившие друг другу. Термин «материя» к кон. 19 в. закрепился только за «весомой материей» — веществом.

Открытие электрона, делимости атомов вещества и их составленности из электрически заряж. частиц противоположных знаков, теоретич. и эксперим. обнаружение эл.-магн. природы массы электронов в соединении с трактовкой электричества и эфира как немате-

риальных (невещественных) субстанций, изменения состояния к-рых не всегда удавалось свести к механич. движению, породили на рубеже 19—20 вв. кризис философских оснований физики. Он выразился, в частности, в попытках мыслить движение без материи (энергетизм) и в быстрой смене механистич. картины мира электромагнитной. Вещество, рассматривавшееся в механистич. картине мира как единств. вид материи, утратило статус «первоматерии», оказавшись «состоящим из электричества». Физика вышла из кризиса путём создания новых теорий — теории относительности и квантовой теории, радикально изменивших классич. физ. представления о М. и д.

Представления о материи и движении в современной физической картине мира. Совр. физ. картину мира, в рамках к-рой осуществляется развитие физики в наши дни, можно назвать квантово-релятивистской, т. к. её основой служат осн. принципы теории относительности (специальной, или частной, и общей) и квантовой теории (нерелятивистской — *квантовой механики* и релятивистской — *квантовой теории поля*).

Спец. (частная) теория относительности (см. *Относительности теория*), установив физ. равноправие всех инерциальных систем отсчёта, показала невозможность обнаружения равномерного и прямолинейного движения относительно абсолютно покоящегося эфира и тем самым сделала его существование излишним. Благодаря этому эл.-магн. поле стало трактоваться как самостоят. вид материи, не нуждающийся в носителе. Учтя роль эл.-магн. (световых) сигналов, распространяющихся с максимально возможной в природе скоростью, в процессах измерения пространственных и временных характеристик материальных объектов, спец. теория относительности тесно связала между собой вещество и поле как виды материи с состояниями их движения.

Общая теория относительности — релятивистская теория тяготения — установила зависимость метрич. характеристик пространства-времени, отождествляемых в ней с гравитац. полем, от распределения вещества и эл.-магн. поля и установила законы движения в искривлённом пространстве-времени (см. *Тяготение*).

Квантовая механика, введя представление о мин. величине *действия* как характеристике взаимодействия, показала единство дискретности и непрерывности (*корпускулярно-волновой дуализм*) в структуре элементарных частиц вещества и эл.-магн. поля и установила бестраекторный характер движения микрочастиц.

Квантовая теория поля позволила трактовать как специфич. вид движения возникновение и уничтожение элементарных частиц, объяснила их взаимодействие как обмен квантами соответствующих полей, и, углубляя понимание корпускулярно-волнового дуализма, стала рассматривать вещество и поле на микроуровне не как отд. виды материи, различающиеся структурой,— соответственно дискретной (корпускулярной) и непрерывной (волновой) (что имеет место на макроуровне), а как две диалектически противоположных ипостаси единого квантового поля. В её рамках введено представление о специфич. форме бытия материи — *виртуальных частицах* — и физ. *вакууме* как специфич. виде материи. Эти представления придают физ. реализацию философской категории возможности.

Как в нерелятивистской, так и в релятивистской квантовой теории вероятность является характеристикой способа бытия элементарных частиц вещества и поля, объективной характеристикой их движения, а не мерой нашего незнания точных особенностей движения, как это было в классич. физике.

Для теории относительности и квантовой теории характерно установление явной зависимости нек-рых характеристик физ. объектов как материальных образований (пространственных, временных, энергетических, импульсных и др.) от отношения этих объектов к эксперим. средствам познания, используемым человеком как субъектом-наблюдателем для их изучения,— системе отсчёта в теории относительности и типу прибора в квантовой теории. Тем самым квантово-релятивистская картина мира отображает в себе не только характеристики природных объектов, но и объективные (материальные) характеристики познающего субъекта в процессе использования им систем отсчёта и приборов как материальных средств познания видов физ. материи и форм их движения. Объективные характеристики человека как субъекта познания применяются также для обоснования конкретных численных значений универсальных констант природы (антропологич. принцип в космологии).

Объединит. тенденции, характерные для совр. этапа развития физики, служат дальнейшей конкретизации физ. представлений о М. и д. Смыкание физики элементарных частиц и космологии в модели горячей Вселенной (Большого взрыва) приводит к введению в физику идеи развития. Четыре вида взаимодействия (эл.-магнитное, гравитационное, сильное и слабое), теории к-рых раньше строились независимо друг от друга, теперь начинают рассматриваться в единстве. На основе представления о калибровочной симметрии (см. *Калибровочная инвариантность*) уже удалось построить и экспериментально подтвердить объединённую теорию эл.-магн. и слабого взаимодействий, рассматриваемых в ней как проявления единого *электрослабого взаимодействия*. Создание калибровочной теории сильного взаимодействия (*квантовой хромодинамики*) вызвало к жизни программы построения единой калибровочной теории эл.-магн., слабого и сильного взаимодействий (*великое объединение* взаимодействий) и единой теории всех четырёх видов взаимодействий (см. *Супергравитация*). Реализация этих программ приводит к значит. увеличению числа могущих существовать элементарных частиц, увеличению размерности пространства-времени, значительно усложняя и развивая физ. представления о М. и д.

На более глубоком уровне выяснилось, что элементарные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, состоят из более фундам. частиц — кварков. Материя представилась в совр. физике лептонами и кварками (частицами с полуцелым спином) и квантами полей (фотонами, векторными бозонами, глюонами и гипотетич. гравитонами), обладающими целым спином и осуществляющими четыре типа фундам. взаимодействий. В квантовой теории поля уже на ранних стадиях ее развития выяснилась связь между свойствами частиц (значениями спинов) и квантовыми законами их движения. Построение калибровочных теорий электрослабых и сильных взаимодействий впервые в явной форме обнаружило связи между уравнениями движения фундам. частиц и их взаимодействиями.

Внедрение физ. методов исследования и физ. представлений о М. и д. в др. естеств. науки активно содействует их внутр. единству. Так, с помощью нерелятивистской квантовой механики удалось объяснить осн. характеристики хим. формы движения материи — ат. вес, ат. номер, хим. сродство и валентность хим. элементов. Физ. химия, хим. физика, квантовая химия, термодинамика необратимых процессов и процессов самоорганизации тесно смыкают физику и химию. Такие интенсивно развивающиеся науки, как биофизика, физ.-хим. биология, позволяют выявить физ., физ.-хим. и хим. составляющие биол. формы движения материи.

Вся история физики свидетельствует о непрерывном совершенствовании физ. представлений о М. и д. в прямой зависимости от уровня эксперим. техники и теоретич. разработок, демонстрируя неисчерпаемость М. и д. как способа её существования. Развитие представлений о строении материи и законах ее движения обнаруживает тенденцию к установлению все более полной неразрывной связи между строением материи и ее движением.

Лит.: Энгельс Ф., Диалектика природы, Маркс К. и Энгельс Ф., Соч., 2 изд., т. 20; Ленин В. И., Материализм и эмпириокритицизм, Полн. собр. соч., 5 изд., т. 18;

Дорфман Я. Г., Всемирная история физики с древнейших времен до кон. XVIII в., М., 1974; его же, Всемирная история физики с нач. XIX до сер. XX вв., М., 1979; Марков М. А., О природе материи, М., 1976; Фундаментальная структура материи, пер. с англ., М., 1984. *И. С. Алексеев.*

МАТРИЦА — прямоугольная таблица

$$\left\|\begin{array}{cccc} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ a_{m1} & a_{m2} & \dots & a_{mn} \end{array}\right\|,$$

состоящая из m строк и n столбцов; её наз. М. размера $m \times n$. Элементами a_{ij} (первый индекс указывает номер строки, второй — номер столбца) М. могут быть числа, ф-ции или др. величины, над к-рыми можно производить алгебраич. операции. М. также обозначают как $\|a_{ij}\|$, (a_{ij}). Наряду с конечными М. рассматривают М. с бесконечным числом строк или столбцов.

М. размера $n \times 1$ наз. столбцом, а размера $1 \times n$ — строкой. М., все элементы к-рой равны нулю, наз. нулевой М. и обозначается 0. М. размера $n \times n$ наз. квадратной М. порядка n. У квадратной М. число строк равно числу столбцов. Квадратная М. $A = \|a_{ij}\|$ наз. треугольной, если $a_{ij} = 0$ при $i > j$, строго треугольной, если $a_{ij} = 0$ при $i \geqslant j$, диагональной, если $a_{ij} = 0$ при $i \neq j$. Диагональная М. обычно обозначается $\mathrm{diag}\,(\alpha_1, \dots, \alpha_n)$. Если все $\alpha_i = \alpha$, получают скалярную М. При $\alpha = 1$ М. наз. единичной и обозначается I или E. В квадратной М. диагональ, проведённая из верхнего левого угла в нижний правый угол, наз. гл. диагональю.

Квадратная М. наз. неособенной (невырожденной), если она имеет единств. обратную М. A^{-1}, определяемую условиями $AA^{-1} = A^{-1}A = I$. В противном случае A — особенная (вырожденная) М. Квадратная М. является неособенной в том и только в том случае, когда её *определитель*, $\det A$, отличен от нуля.

Понятие М. впервые появилось в сер. 19 в. в работах У. Р. Гамильтона (W. R. Hamilton) и А. Кэли (A. Cayley).

Действия над матрицами. Суммой или разностью двух $m \times n$ М. $A = \|a_{ij}\|$ и $B = \|b_{ij}\|$ наз. $m \times n$ М. $C = \|c_{ij}\| = A \pm B$, где $c_{ij} = a_{ij} \pm b_{ij}$. Произведением М. $A = \|a_{ij}\|$ на число α наз. М. с элементами αa_{ij}.

Перемножать две М. можно только тогда, когда число столбцов в 1-м сомножителе равно числу строк во 2-м. Если A — $m \times n$ М., а B — $n \times p$ М., то $m \times p$ М. C с элементами $c_{ij} = \sum_{k=1}^{n} a_{ik} b_{kj}$ наз. произведением М. A и B и обозначается: $C = AB$. Если существуют оба произведения AB и BA (это, в частности, будет всегда, если A и B — квадратные М. одного и того же порядка), то, вообще говоря, $BA \neq AB$. В результате перемножения двух М. можно получить нулевую М., хотя ни одна из перемножаемых М. не является нулевой. Невырожденные М. порядка n образуют *группу* относительно умножения, она наз. полной линейной группой $GL(n)$.

Определённые выше операции обладают след. свойствами: $A + B = B + A$, $A + (B + C) = (A + B) + C$, $(AB)C = A(BC)$, $A(B + C) = AB + AC$, $A + 0 = A$, $0B = C0 = 0$, $IA = AI = A$.

Транспонированием М. $A = \|a_{ij}\|$ размера $n \times m$ наз. замена её строк столбцами (1-я строка заменяется на 1-й столбец, 2-я строка на 2-й столбец и т. д.), т. е. это переход к М. $A' = \|a'_{ji}\|$ размера $m \times n$ такой, что $a'_{ij} = a_{ji}$. Комплексным сопряжением М. $A = \|a_{ij}\|$ наз. переход к М. $A^* = \|a^*_{ij}\|$, где * означает комплексное сопряжение. Эрмитовым сопряжением М. $A = \|a_{ij}\|$ размера $n \times m$ наз. переход к М. $A^+ = (A')^* = (A^*)'$ размера $m \times n$. М. A^+ наз. эрмитово сопряжённой с М. A. Имеют место след. соотношения: $(A + B)^+ = A^+ + B^+$, $(\alpha A)^+ = \alpha^* A^+$, $(AB)^+ = B^+ A^+$, $(A^{-1})^+ = (A^+)^{-1}$, $(A^+)^+ = A$, $0^+ = 0$, $I^+ = I$.

Квадратные матрицы. Квадратная М. A наз.: симметричной, если $A' = A$; антисимметричной, если $A' = -A$; эрмитовой (самосопряжённой), если $A^+ = A$; антиэрмитовой, если $A^+ = -A$; ортогональной, если $A'A = AA' = I$; унитарной, если $A^+A = AA^+ = I$; унимодулярной, если $\det A = 1$. Для каждой М. A с комплексными элементами $S_1 = (A + A')/2$ есть симметричная, $S_2 = (A - A')/2$ — антисимметричная, $H_1 = (A + A^+)/2$ — эрмитова и $H_2 = (A - A^+)/2$ — антиэрмитова М. $A = S_1 + S_2$ — разложение (единств.) данной М. в сумму симметричной и антисимметричной М. $A = H_1 + H_2$ — разложение (единств.) данной М. в сумму эрмитовой и антиэрмитовой М.

Существует т. н. полярное разложение $A = QU$ М. A в произведение эрмитовой М. Q и унитарной М. U. М. Q однозначно определяется условием $Q^2 = A^+A$, а М. U однозначно определяется в том и только в том случае, если A — невырожденная М. (это разложение аналогично представлению комплексного числа в виде $z = re^{i\varphi}$).

М. A, для к-рой выполняется условие $A^+A = AA^+$, наз. нормальной М. М. A нормальна тогда и только тогда, когда её можно преобразовать в диагональную М. D унитарным преобразованием, т. е. $U^{-1}AU = D$.

М. A наз. подобной М. $\tilde{A}$, если существует такая неособенная М. T (преобразующая М.), что $\tilde{A} = T^{-1}AT$; A, $\tilde{A}$ и T должны быть М. одного и того же порядка. Переход от М. A к М. $\tilde{A}$ наз. преобразованием подобия. При каждом преобразовании подобия сохраняются *инварианты матрицы*. Две подобные М. имеют один и тот же ранг, один и тот же *след*, один и тот же определитель. Все подобные М. образуют класс подобных матриц, и важной задачей теории М. является выбор М. простейшего вида в этом классе — приведение М. к канонич. форме. Решение этой задачи тесно связано с нахождением собств. значений М. (см. ниже).

Любая М. подобна треугольной М., диагональные элементы к-рой — собств. значения М. Матрицу A можно преобразованием подобия с унитарной преобразующей матрицей T привести к диагональному виду в том и только в том случае, если A подобна нек-рой нормальной М. В этом случае диагональные элементы М. $\tilde{A} = T^{-1}AT$ являются собств. значениями М. Эрмитовы и унитарные М. (а потому действительные и симметричные или ортогональные М.) представляют собой частные случаи нормальных М., поэтому все они приводятся к диагональному виду.

Теория М. тесно связана с теорией линейных преобразований *векторных пространств* (см. *Линейный оператор*).

Собственными значениями (собств. числами, характеристич. числами) М. $A = \|a_{ij}\|$ наз. корни характеристического уравнения матрицы $\det(A - \lambda I) = 0$. М. удовлетворяет своему характеристич. ур-нию. Если λ — собств. значение М. A порядка n, то существует ненулевой столбец (вектор-столбец) $\mathbf{k}$ такой, что $A\mathbf{k} = \lambda\mathbf{k}$. Этот вектор-столбец наз. собственным (характеристическим) вектором М. A, соответствующим собств. значению λ. Спектром (собств. значений) М. A наз. множество всех её собств. значений. Собств. значения М. A обладают след. свойствами:

$$\mathrm{Tr}A = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n, \quad \det A = \lambda_1\lambda_2 \dots \lambda_n,$$

где $\mathrm{Tr}A$ = след М. A. Следовательно, если хотя бы одно собств. значение равно нулю, то М. является особенной (вырожденной).

Если М. A порядка n имеет n разл. собств. значений $\lambda_1,\ldots,\lambda_n$, то существует n независимых собств. векторов $\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n$, соответствующих этим собств. значениям. Если A — действительная и симметричная М. и если $\lambda_i \neq \lambda_j$, то $(\mathbf{k}_i' \cdot \mathbf{k}_j) = 0$ ($\mathbf{k}_i'$ — вектор-строка, получающаяся транспонированием вектора-столбца $\mathbf{k}_i$). Если М. A — невырожденная, то собств. значениями М. A^{-1} являются $\lambda_1^{-1},\ldots,\lambda_n^{-1}$, а собств. векторами по-прежнему векторы $\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n$. Если $|\lambda_1|$ — наиб. модуль n собств. значений М. A порядка n, то при $p \to \infty$, $A^p x \to \mathbf{k}_1$, где x — произвольный вектор-столбец. Для действительной ортогональной М. A $|\lambda_i| = 1$ для всех i. Если A — симметричная М. и не все собств. значения различны, всё равно можно найти n взаимно ортогональных собств. векторов. Если каждый такой вектор $\mathbf{k}_i$ нормирован, т. е. умножен на $(\mathbf{k}_i'\mathbf{k}_i)^{-1/2}$, то М. $K = (\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n)$ ортогональна и $K'AK = \mathrm{diag}(\lambda_1,\ldots,\lambda_n)$. Вообще, если М. A порядка n имеет n разл. собств. значений $\lambda_1, \ldots, \lambda_n$, к-рым соответствуют независимые собств. векторы $\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n$, то М. $T = (\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2,\ldots,\mathbf{k}_n)$ преобразует A в диагональную М.: $T^{-1}AT' = \mathrm{diag}(\lambda_1,\ldots,\lambda_n)$. Если не все n собств. значений различны, то такое преобразование может оказаться невозможным.

Если H — эрмитова М. порядка n, то её собств. значения всегда действительны и всегда можно найти n собств. векторов $\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n$ таких, что $(\mathbf{k}_i^{*\prime} \cdot \mathbf{k}_j) = \delta_{ij}$. Унитарная М. $U = (\mathbf{k}_1,\ldots,\mathbf{k}_n)$ преобразует H к диагональному виду.

С каждой М. A порядка n связана **квадратичная форма** от n комплексных переменных $x_1,x_2,\ldots,x_n$, образующих столбец x:

$$x'Ax = \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} a_{ij}x_ix_j.$$

Эрмитова форма x^+Hx, где H — эрмитова М., принимает только действит. значения; она наз. **положительно определённой** или **неотрицательной**, если $x^+Hx > 0$ или $x^+Hx \geqslant 0$ для каждого набора $x \neq 0$.

Аналитич. **функцию матрицы** A порядка n определяют при помощи ряда $\sum_{k=0}^{\infty} a_k A^k$ по степеням A. Каждый такой ряд можно свести к многочлену n-й степени от A, т. к. М. A удовлетворяет своему характеристич. ур-нию. М. A наз. **нильпотентной**, если $A^k = 0$ при нек-ром целом положительном k. М. A тогда и только тогда нильпотентна, когда все её собств. значения равны нулю.

М., имеющую более чем одну строку и столбец, можно разбить на меньшие прямоугольные подматрицы (блоки), проведя между столбцами и (или) строками прямые линии. Две соответствующим образом разбитые М. A и B размера $n \times n$ можно перемножить, пользуясь входящими в них подматрицами как элементами в обычной ф-ле произведения М.; получающиеся таким путём элементы произведения являются подматрицами М. AB размера $n \times n$. М., разбитую на блоки, наз. **клеточной** (**блочной**) М. **Прямым** (**внешним**, **кронекеровским**) **произведением** М. A и B наз. блочная М. $C = A \times B$, блоки к-рой имеют вид $a_{ij}B$. Если для М. A, B, C и D существуют произведения AC и BD, то $(A \times B)(C \times D) = AC \times BD$. Если М. A имеет вид

$$A = \begin{Vmatrix} A_1 & 0 & \ldots \\ 0 & A_2 & \ldots \\ \ldots & \ldots & \ldots \end{Vmatrix},$$

т. е. является диагональной М. с диагональными элементами в виде квадратных подматриц A_1, A_2, ..., то такая М. наз. **клеточно-диагональной**. В этом случае $\mathrm{Tr}A = \mathrm{Tr}A_1 + \mathrm{Tr}A_2 + \ldots$, $\det A = \det A_1 \det A_2 \ldots$ Клеточно-диагональной М. является **нормальная** (жорданова) **форма**, к к-рой можно преобразованием подобия привести любую М. При этом в каждой диагональной клетке вдоль гл. диагонали повторяется одно и то же число, а параллельный ряд над гл. диагональю состоит из 1. Все остальные элементы в диагональных клетках равны нулю:

$$A_i = \begin{Vmatrix} \lambda_i & 1 & \ldots & 0 \\ 0 & \lambda_i & \ldots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & \ldots & \lambda_i \end{Vmatrix}.$$

Важную роль играют М. в *квантовой механике*, где динамич. наблюдаемым величинам сопоставляют эрмитовы М., собств. значения к-рых соответствуют экспериментально наблюдаемым значениям этих физ. величин. При описании квантовомеханич. явлений, в к-рых участвуют частицы, обладающие спином, используют *Паули матрицы* и *Дирака матрицы*. В квантовой теории поля, где существенны разл. группы симметрии, рассматривают матричные *представления групп*.

Мн. задачи по обращению М., нахождению их собств. значений и т. д., возникающие в физ. исследованиях, решают с помощью ЭВМ.

Лит.: Мальцев А. И., Основы линейной алгебры, 4 изд., М., 1975; Гантмахер Ф. Р., Теория матриц, 4 изд., М., 1988; Мишина А. П., Проскуряков И. В., Высшая алгебра, 2 изд., М., 1965; Боревич З. И., Определители и матрицы, 3 изд., М., 1988; Беллман Р., Введение в теорию матриц, пер. с англ., 2 изд., М., 1976; Маркус М., Минк Х., Обзор по теории матриц и матричных неравенств, пер. с англ., М., 1972.

С. И. Азаков.

МАТРИЦА КОГЕРЕНТНОСТИ — (2×2)-матрица, характеризующая поляризац. структуру эл.-магн. поля, элементами к-рой являются корреляц. ф-ции $G_{ij}(\tau) = \langle V_i(t)V_j^*(t+\tau)\rangle$ (см. *Когерентность света*). Здесь $V_i(t)$ — компонента стационарного случайного поля в плоскости, перпендикулярной волновому вектору. (Если волновой вектор направлен, напр., вдоль оси z, то $i, j = x, y$.) При $\tau = 0$ диагональными элементами М. к. являются ср. интенсивности ортогональных компонент $G_{xx}(0) = I_x$, $G_{yy}(0) = I_y$; недиагональные элементы $G_{xy}(0)$, $G_{yx}(0)$ характеризуют взаимную корреляцию компонент.

Элементы М. к. определяют *контраст* интерференционной картины. Поле излучения и ср. интенсивность на выходе поляризатора, ориентированного под углом Θ к оси x, даются соответственно выражениями

$$V(t) = V_x(t)\cos\Theta + V_y(t)e^{i\varphi}\sin\Theta. \qquad (1)$$

(φ — фазовый сдвиг между компонентами),

$$I = I_x\cos^2\Theta + I_y\sin^2\Theta + \mathrm{Re}[G_{xy}(0)e^{i\varphi}]\sin 2\Theta. \qquad (2)$$

Контраст (видность) интерференц. картины (2)

$$w = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}} = \frac{|G_{xy}(0)|\sin 2\Theta}{I_x\cos^2\Theta + I_y\sin^2\Theta}. \qquad (3)$$

В случае $I_x = I_y$ и $\Theta = \pi/4$ $w = |G_{xy}(0)|/I_x = |\gamma_{xy}|$ (γ_{xy} — степень взаимной когерентности ортогональных компонент). Для неполяризов. излучения $\gamma_{xy} = 0$, т. е. $G_{xy}(0) = G_{yx}^*(0)$. Для полностью поляризов. излучения $|\gamma_{xy}| = 1$. Любую М. к. можно представить в виде суммы матриц для полностью поляризованного и неполяризованного излучений. Степень поляризации, определяемая как отношение интенсивности полностью поляризов. излучения к полной интенсивности, связана с контрастом (3) и даётся выражением

$$P = \left\{1 - 4\frac{\det\|G_{ij}\|}{(\mathrm{Sp}\,\|G_{ij}\|)^2}\right\}^{1/2},$$

где det — определитель М. к., Sp — её шпур. Величина P является, т. о., инвариантом. Для полностью поляризованного и неполяризованного полей $P = 1$ и $P = 0$ соответственно. В случае $0 < P < 1$ поле частично поляризовано.

Лит.: Шерклифф У., Поляризованный свет. Получение и использование, пер. с англ., М., 1965; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974; Поздняк С. И., Мелитицкий В. А., Введение в статистическую теорию поляризации радиоволн, М., 1974; Потехин В. А., Татаринов В. Н., Теория когерентности электромагнитного поля, М., 1978. *А. С. Чиркин.*

МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ (статистический оператор) — оператор, при помощи к-рого можно вычислить ср. значение любой физ. величины в квантовой статистич. механике и, в частности, в квантовой механике. Термин «М. п.» связан с тем, что статистич. оператор обычно задаётся в матричной форме и определяет плотность вероятности. М. п. введена Дж. фон Нейманом (J. von Neumann) и Л. Д. Ландау в 1927.

В квантовой механике ср. значение физ. величины, представляемой оператором $\hat{A}$, в квантовом состоянии, к-рое описывается волновой ф-цией $\psi(x)$, равно

$$\bar{A} = (\psi^*, \hat{A}\psi) = \int \psi^*(x)\hat{A}\psi(x)dx,$$

* означает комплексное сопряжение (для частиц со спином нужно учесть зависимость волновой ф-ции от спиновых переменных и, кроме интегрирования, выполнить суммирование по возможным значениям спина). Соответствующий статистич. ансамбль наз. чистым ансамблем, а состояние, к-рое можно описать волновой ф-цией,— «чистым» состоянием. Вся квантовая механика, за исключением нек-рых вопросов теории измерений, основана на применении чистых ансамблей.

Квантовая статистич. механика основана на использовании статистич. ансамбля более общего типа, а именно смешанного ансамбля (или смеси состояний), к-рый характеризуется заданием лишь вероятностей w_1, w_2,... пребывания системы в разл. квантовых состояниях, описываемых волновыми ф-циями ψ_1, ψ_2,.... Для такого ансамбля ср. значение величины $\hat{A}$ определяется ф-лой

$$\bar{A} = \sum_k w_k(\psi_k^*, \hat{A}\psi_k), \quad \sum_k w_k = 1, \; w_k > 0,$$

к-рую можно записать в виде

$$\bar{A} = \mathrm{Sp}(\hat{A}\rho) = \iint A(x,x')\rho(x',x)dxdx',$$

$$\rho(x,x') = \sum_k w_k \psi_k(x)\psi_k^*(x'),$$

где Sp — след оператора, а $\rho(x, x')$ — М. п. в x-представлении, x — совокупность одночастичных координат x_1, x_2, ..., x_n, для частиц со спином x_i включает спин σ_i. Матричный элемент оператора $\hat{A}$ в x-представлении определяется соотношением

$$A(x,x') = \sum_{k,k'} \psi_k(x)(\hat{A})_{kk'}\psi_{k'}^*(x').$$

Чистое состояние есть частный случай смешанного, когда вероятность состояния k равна 1, а вероятность остальных — нулю. В этом случае М. п. равна произведению волновых ф-ций

$$\rho(x,x') = \psi_k(x)\psi_k^*(x').$$

В общем случае М. п. нельзя представить в такой форме, преобразуя волновые ф-ции. Описание системы с помощью М. п. является неполным с точки зрения квантовой механики, т. к. оно не основано на максимально полном наборе данных, как при описании с помощью волновой ф-ции, но в статистич. механике эта «неполнота», как правило, не является недостатком. Полное описание системы очень большого числа частиц не только чрезвычайно сложно, но и излишне, поскольку для таких систем проявляются статистич. закономерности. Однако для осн. состояния квантовомеханич. систем с большим числом частиц иногда удаётся в нек-ром приближении теоретически рассчитать волновые ф-ции и пользоваться чистым ансамблем.

Физ. смысл М. п. можно пояснить, рассматривая подсистему с координатами x квантовомеханич. изолиров. системы с координатами q, x, к-рая описывается волновой ф-цией $\psi(q, x)$. Ср. значение величины $\hat{A}$, относящейся к подсистеме и зависящей лишь от x, равно

$$\bar{A} = \iint \psi^*(q,x)\hat{A}\psi(q,x)dqdx.$$

Определяя линейный оператор $\hat{A}$ в матричном координатном представлении с помощью соотношения

$$\hat{A}\psi(q,x) = \int A(x,x')\psi(q,x')dx',$$

получаем для ср. значения оператора выражение

$$\bar{A} = \iiint \psi^*(q,x')\psi(q,x)A(x,x')dxdx'dq = \iint \rho(x',x)A(x,x')dxdx' = \mathrm{Sp}(\rho\hat{A}),$$

где

$$\rho(x,x') = \int \psi(q,x)\psi^*(q,x')dq —$$

М. п. подсистемы x. Диагональные элементы М. п. $\rho(x, x')$ определяют вероятности координат подсистемы. Т. о., состояние подсистемы описывается не волновой ф-цией, а М. п.

М. п. обладает след. свойствами: из нормировки вероятности вытекает, что $\mathrm{Sp}\rho = \sum_k w_k = 1$, М. п.— эрмитова, т. е. $\rho(x, x') = \rho^*(x', x)$, и, кроме того, симметрична относительно переменных x_1, ..., x_N (или x_1', ..., x_N'), включая спиновые переменные, для *Бозе —Эйнштейна статистики* и антисимметрична для *Ферми — Дирака статистики*.

Если М. п. удовлетворяет условию $\rho^2 = \rho$, то рассматриваемая система находится в чистом состоянии и обладает определ. волновой ф-цией. Действительно, когда ρ приведено к диагональной форме, это означает, что к.-л. один из матричных элементов ρ_{nn} равен 1, а остальные элементы равны нулю. Для любой физ. величины $\hat{A}$ тогда имеем $\bar{A} = A_{nn}$, что соответствует наличию определ. волновой ф-ции ψ_n. В этом случае нет необходимости вводить М. п.

М. п. удовлетворяет квантовому ур-нию Лиувилля

$$i\hbar\partial\rho/\partial t = [H,\rho] = H\rho - \rho H,$$

аналогичному ур-нию Лиувилля в классич. статистич. механике. Это ур-ние получается из того факта, что $\psi_k(x)$ удовлетворяет ур-нию Шрёдингера. В стационарном состоянии $\partial\rho/\partial t = 0$ и $[H, \rho] = 0$, т. е. М. п.— интеграл движения. Это свойство является исходным при построении равновесных статистич. ансамблей и перенесении идей Гиббса в квантовую статистику. Напр., для микроканонич. ансамбля $w(\mathscr{E}_k) = \mathrm{const}$ при $\mathscr{E} \leqslant \mathscr{E}_k \leqslant \mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}$, $\Delta\mathscr{E} \ll \mathscr{E}$ и $w = 0$ вне этого интервала, где $\mathscr{E}_k$ — собств. значение гамильтониана H. Для канонич. ансамбля

$$w(\mathscr{E}_k) = \exp[(F - \mathscr{E}_k)/\theta]$$

(F — свободная энергия, или энергия Гельмгольца; $\theta = kT$; T — абс. темп-ра). В этом случае $\rho = \exp[(F - H)/\theta]$ или, в матричной форме,

$$\rho(x,x') = \sum_k \psi_k^*(x')\exp[(F - H)/\theta]\psi_k(x).$$

М. п. применяют в теории необратимых процессов. Если при $t \to \infty$ система с гамильтонианом H нахо-

дилась в состоянии статистич. равновесия, а затем адиабатически было включено внеш. возмущение H_t (напр., вызванное электрич. или магн. полем), зависящее от времени, то с помощью $\rho(t)$ можно найти реакцию системы на внеш. возмущение. В линейном приближении по внеш. возмущению

$$\rho(t) = \rho_0 + (ih)^{-1}\int_{-\infty}^{t} \exp\left\{iH(\tau-t)/\hbar\right\}\left[H'_\tau, \rho_0\right]\times$$

$$\times \exp\left\{-iH(\tau-t)/\hbar\right\} d\tau,$$

ρ_0 — статистич. оператор в состоянии равновесия. Отсюда для ср. значения оператора получим

$$\overline{A} = \langle\hat{A}\rangle + (i\hbar)^{-1}\int_{-\infty}^{t}\langle\left[\hat{A}(t), H'_\tau(\tau)\right]\rangle d\tau,$$

$\langle\ldots\rangle = \mathrm{Sp}(\rho_0\ldots)$ и операторы взяты в гейзенберговском представлении:

$$\hat{A}(t) = e^{iHt/\hbar}\,\hat{A}e^{-iHt/\hbar},\quad H'_\tau(\tau) = e^{iH\tau/\hbar}H'_\tau e^{-iH\tau/\hbar}.$$

Эти ф-лы можно представить через двухвременные запаздывающие *Грина функции*, что используют в теории электропроводности и магн. резонанса.

М. п. применяют для построения операторов плотности комплексов молекул, удовлетворяющих цепочке *Боголюбова уравнений*, с помощью к-рой можно обосновать кинетич. ур-ние квантового газа.

М. п. используют в теории поляризов. пучков частиц со спином (магн. моментом) или фотонов. Напр., М. п. пучка частиц со спином $\pm^1/_2$ в смешанном состоянии имеет вид

$$\rho = w_a\,|\chi_a\rangle\langle\chi_a| + w_b\,|\chi_b\rangle\langle\chi_b|,\quad w_a + w_b = 1,$$

$|\chi_a\rangle$, $|\chi_b\rangle$ — спиновые ф-ции двух разл. суперпозиций состояний $|+^1/_2\rangle$, $|-^1/_2\rangle$. М. п. в представлении спиновых ф-ций $|\pm^1/_2\rangle$ даётся выражением

$$\rho = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1-P_z\end{pmatrix} = \frac{1}{2}(e + \sum_i P_i\sigma_i),$$

где $P_i = \mathrm{Sp}(\rho\sigma_i)$ — i-я компонента поляризации, σ_i — матрицы Паули, e — единичная матрица. М. п. пучка фотонов с разл. поляризацией имеет аналогичный вид и зависит от трёх *Стокса параметров*, описывающих степени линейной и круговой поляризации относительно разл. осей.

Смешанный ансамбль частиц в разл. состояниях угл. момента $|JM\rangle$ описывается М. п. с элементами $\langle JM|\rho|J'M'\rangle$:

$$\rho = \sum_{JJ'MM'}\langle J'M'|\rho|JM\rangle\,|J'M'\rangle\langle JM|.$$

Для того чтобы учесть симметрию, связанную с угл. моментом частиц ансамбля, удобно разложить ρ по неприводимым тензорным операторам угл. моментов $T(J'J)_{KQ}$:

$$\rho = \sum_{JJ'KQ}\langle T\left(J'J\right)^{+}_{KQ}\rangle\, T(J'J)_{KQ},$$

где

$$|J'-J| \leqslant K \leqslant J'+J,\quad -K \leqslant Q \leqslant K,$$

$$T(J'J)_{KQ} = \sum_{MM'}(-1)^{J-M}(J'M', J-M\,|\,KQ)\,|J'M'\rangle\langle JM|,$$

$(J'M', J-M|KQ)$ — *Клебша — Гордана коэффициенты*, K, Q — полный момент и его z-компонента, $T(J'J)_{KQ}$ — матрица, имеющая $2J'+1$ строк и $2J+1$ столбцов. Величины

$$\langle T(J'J)^{+}_{KQ}\rangle = \mathrm{Sp}\left(\rho T(J'J)^{+}_{KQ}\right)$$

наз. мультиполями состояния и характеризуют свойства поляризации и когерентности пучков. Три параметра (при $J'=J$) $\langle T(J)^{+}_{1Q}\rangle$ с $Q = \pm1,0$ наз. вектором ориентации и характеризуют средний по ансамблю угл. момент. Тензор 2-го ранга $\langle T(J)^{+}_{2Q}\rangle$ наз. тензором выстроенности, он пропорционален ср. сферич. компонентам тензора электрич. квадрупольного момента.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989, § 4; их же, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 5; Мандельштам Л. И., Полн. собр. трудов, т. 5, М., 1950; Фон Нейман И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964, гл. 5; Боголюбов Н. Н., Избр. труды, т. 2, К., 1970, с. 288; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, гл. 2—3; Александров И. В., Теория магнитной релаксации, М., 1975; Блум К., Теория матрицы плотности и ее приложения, пер. с англ., М., 1983.

Д. Н. Зубарев.

МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ (S-матрица) в квантовой теории — оператор, переводящий состояние системы (точнее, *вектор состояния*) $\Phi_{-\infty}$ до рассеяния (или реакции) в состояние $\Phi_{+\infty}$ после рассеяния:

$$\Phi_{+\infty} = S\Phi_{-\infty}. \qquad (1)$$

В конкретном представлении (см. *Представлений теория*) таким оператором является матрица, строки и столбцы к-рой удобно нумеровать значениями полного набора физ. величин, сохраняющихся при свободном движении частиц. М. р. имеет важное значение в *квантовой механике* и является одним из осн. объектов в *квантовой теории поля*.

Понятие М. р. возникает в квантовомеханич. задаче о рассеянии на потенциальном центре (см. *Рассеяние микрочастиц*). Физ. картина рассеяния бесспиновой частицы на финитном потенциале $V(r)$ подсказывает, что в асимптотике (при $r = |r| \to \infty$) решение стационарного *Шрёдингера уравнения*

$$-\Delta\psi(r) + V(r)\psi(r) = \mathbf{k}^2\psi(r)$$

(Δ — *Лапласа оператор*, $\mathbf{k}$ — импульс частицы; принята система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$) должно иметь слагаемое, отвечающее частице, налетающей на рассеивающий центр по направлению $\boldsymbol{\varkappa} = \mathbf{k}/k$, $k = |\mathbf{k}|$,

$$\psi_- \sim \frac{e^{i\mathbf{k}r}}{r}\,\delta(\boldsymbol{n}+\boldsymbol{\varkappa}), \qquad (2)$$

и слагаемое, описывающее удаляющуюся по всем возможным направлениям $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{r}/r$ частицу,

$$\psi_+ \sim \frac{-e^{-i\mathbf{k}r}}{r}\,S(k;\boldsymbol{n},\boldsymbol{\varkappa}). \qquad (3)$$

Здесь $\delta(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{n}_0)$ — δ-функция на единичной сфере, определяемая соотношением

$$\int f(n)\delta(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{n}_0)d\boldsymbol{n} = f(\boldsymbol{n}_0),\quad d\boldsymbol{n} = \sin\theta d\theta d\varphi$$

в сферич. системе координат.

Для свободной частицы [$V(r) = 0$] при $r \to \infty$ имеем

$$\psi^0_{\mathbf{k}}(r) = \frac{\mathbf{k}}{2\pi i}\,e^{i\mathbf{k}r} =$$

$$= \frac{e^{-i\mathbf{k}r}}{r}\,\delta(\boldsymbol{n}+\boldsymbol{\varkappa}) - \frac{e^{i\mathbf{k}r}}{r}\,\delta(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\varkappa}) + O(r^{-2}), \qquad (4)$$

так что в отсутствие взаимодействия М. р. тривиальна:

$$S^0(k;\boldsymbol{n},\boldsymbol{\varkappa}) = \delta(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\varkappa}). \qquad (5)$$

Для нетривиального рассеяния М. р. определяется как *интегральный оператор* S с ядром

$$S(k;\boldsymbol{n},\boldsymbol{\varkappa}) = \delta(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\varkappa}) + \frac{ik}{2\pi}\,f(k;\boldsymbol{n},\boldsymbol{\varkappa}); \qquad (6)$$

ф-ция f наз. *амплитудой рассеяния*. S действует в пространстве квадратично суммируемых на сфере ф-ций (*волновых пакетов*). Благодаря описанному выше асимптотич. поведению этот оператор унитарен. Существование решений с нужным асимптотич. поведением следует из нестационарной теории рассеяния.

Для физ. приложений удобен др. базис в пространстве состояний — состояния с определ. энергией и угл. моментом, $|k,\ l\rangle$ (где l — орбитальное квантовое число). Тогда S представлен для бесспиновых частиц диагональной матрицей

$$\langle l',k' \mid S \mid k,l\rangle = \delta(k-k')\delta_{ll'}\, e^{2i\delta_l}, \qquad (7)$$

где $\delta_l(k)$ — *фаза рассеяния* ($\delta_{ll'}$ — символ Кронекера).

В более сложных случаях (частицы со спином, неупругое рассеяние, процессы рассеяния и поглощения частиц в релятивистской теории) элементы S-матрицы получают новые квантовые числа, и она перестаёт быть диагональной. Однако во всех случаях эфф. сечения непосредственно выражаются через квадраты модулей её элементов.

Т. о., для решения задачи рассеяния достаточно знать только асимптотику волновой ф-ции (или S-матрицу), а не её поведение при всех конечных r. Это побудило В. Гейзенберга (W. Heisenberg), исходившего из общей идеологии об исключении ненаблюдаемых величин, выдвинуть в 1943 S-матрицу как осн. объект теории, полностью характеризующий взаимодействие частиц, к-рый должен строиться непосредственно, без обращения к *гамильтониану* и связанному с детальным пространственно-временны́м описанием ур-нию Шрёдингера.

В *Фока представлении* S-матрица, как и любой др. оператор, может быть записана в виде формального ряда по операторам рождения и уничтожения, коэффициентные ф-ции к-рого непосредственно связаны с амплитудами перехода между любыми состояниями невзаимодействующих частиц. Эти коэффициентные ф-ции не могут быть совершенно произвольными. Определ. фундам. физ. требования, к-рым обязательно должна удовлетворять S-матрица, налагают на них ряд ограничений и взаимных связей. Из этих требований Гейзенбергом были явно сформулированы: 1) р е л я т и в и с т с к а я к о в а р и а н т н о с т ь, т. е. вытекающее из *относительности теории* требование независимости теоретич. предсказаний от выбранной системы координат (S должна быть инвариантом); 2) у н и т а р н о с т ь:

$$SS^+ = S^+S = 1 \qquad (8)$$

($^+$ означает эрмитово сопряжение), необходимая, чтобы сохранялась норма вектора состояния (вероятность найти систему после рассеяния в к.-л. состоянии должна равняться единице). В условие унитарности включают и требование существования полной системы состояний. Однако Гейзенберг не рассмотрел требования причинности, к-рому, хотя бы в виде условия макропричинности, теория обязательно должна удовлетворять. Поэтому такая постановка задачи оказалась слишком общей и не принесла сразу конечных результатов.

В дальнейшем в работах Э. Штюкельберга (E. C. G. Stueckelberg) и Н. Н. Боголюбова требование причинности было учтено. Чтобы его сформулировать, необходимы к.-л. локальные операторы. Н. Н. Боголюбов ввёл для этой цели вариационные производные S-матрицы по локальным (зависящим от точки x пространства-времени) объектам (полям). В фоковском представлении S-матрицу можно представить в виде разложения по *нормальным произведениям* локальных квантовых полей $\varphi(x)$ (см. *Квантовая теория поля*):

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int dx_1 \ldots dx_n \Phi^n(x_1,\ldots,x_n) {:}\varphi(x_1)\ldots\varphi(x_n){:}. \qquad (9)$$

Под знаком нормального произведения : ... : поля́ $\varphi(x_i)$ удовлетворяют *Клейна — Гордона уравнению* или, как говорят, находятся на поверхности энергии. Чтобы воспользоваться обычным определением вариационной производной *функционала*, следует рассматривать это разложение при любых $\varphi(x)$, т. е. расширенным за поверхность энергии.

Т. о., чтобы наложить условие причинности и извлечь заложенную в нём физ. информацию, приходится сначала расширить введённое Гейзенбергом понятие М. р. до более широкого объекта — S-матрицы вне поверхности энергии, сформулировать для него условие микропричинности и после этого использовать связи между матричными элементами, к-рые из него следуют. Подчеркнём, что в конце концов с наблюдаемыми величинами опять связывается только ограничение М. р. на энергетическую поверхность.

Довести этот путь прямого построения М. р. до конечных ф-л, дающих полное описание рассеяния, удаётся только, если прибегнуть к разложению в ряды теории возмущений. При этом оказывается, что требования релятивистской инвариантности, унитарности и причинности ограничивают теорию столь же сильно, как и принятие гамильтонова метода, и приводят по существу к тем же результатам, что и развитый С. Томонагой (S. Tomonaga) и Ю. Швингером (J. Schwinger) способ, обобщающий на релятивистский случай упомянутый выше метод получения М. р. через асимптотику решений ур-ний Шрёдингера. На обоих путях для М. р. получается компактная символич. запись в виде т. н. хронологич. экспоненты (см. *Хронологическое произведение*):

$$S = T\left\{\exp\left[\, i \int L_{\text{int}}(x)dx \,\right]\right\}, \qquad (10)$$

где $L_{\text{int}}(x)$ — *лагранжиан* взаимодействия во *взаимодействия представлении*. Фактически эта ф-ла — краткая запись ряда теории возмущений, последоват. члены к-рого изображаются *Фейнмана диаграммами*, вычисляемыми с помощью правил Фейнмана, с применением процедуры *перенормировок*.

Однако теория возмущений не всегда применима. В таких случаях пользуются др. методами, в к-рых центр. роль играют рассмотрение М. р. в целом и изучение общих свойств её матричных элементов, прямо описывающих амплитуды процессов рассеяния и рождения. Гейзенберговы локальные операторы могут быть тогда выражены через расширенную за поверхность энергии М. р. и играют важную роль, поскольку через них накладывается центральное в S-матричном подходе условие причинности Боголюбова. Это условие приводит к обращению в нуль матричных элементов М. р. в определ. пространственно-временны́х областях. С др. стороны, условие унитарности в комбинации с положительностью масс всех состояний полной системы (условием спектральности) приводит к обращению в нуль фурье-образов тех же матричных элементов в определ. импульсных областях. Из этих двух свойств можно вывести, что для каждого заданного числа и сорта частиц амплитуды всех возможных реакций суть граничные значения одной *аналитической функции* многих комплексных переменных, фактически зависящей лишь от их лоренц-инвариантных комбинаций. Из этих свойств голоморфности можно вывести ряд непосредственно связывающих опытные факты физ. следствий. Так, в простых случаях двухчастичного рассеяния, напр. для рассеяния пионов на нуклонах, выписываются дисперсионные соотношения, выражающие вещественную часть амплитуды рассеяния через интеграл от её мнимой части (см. *Дисперсионных соотношений метод*). На этом пути приходят и к др. важным модельно независимым результатам, не опирающимся на конкретную форму взаимодействия, таким, как *перекрёстная симметрия*, *правила сумм*, *асимптотические теоремы*, результаты относительно асимптотич. автомодельно-

сти формфакторов. В то же время этот путь позволяет исследовать многие сложные явления типа *глубоко неупругих процессов* и даёт благодаря условиям унитарности и перекрёстной симметрии способы исследования связей между амплитудами и сечениями отд. процессов.

Т. о., исследование аналитич. свойств амплитуд, основанное на аксиоматическом S-матричном подходе с условиями причинности и предположениями о спектре масс (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*), позволяет получать, хотя и ограниченные, но важные точные результаты.

Лит.: Heisenberg W., Beobachtb. Grössen in der Theorie der Elementteilchen, «Z. Phys.», 1943, Bd 120, S. 513, 673; Новейшее развитие квантовой электродинамики, Сб. ст., под ред. Д. Д. Иваненко, М., 1954; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Померанчук И. Я., Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 725; Дирак П. А., М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979, гл. 8; Берестецкий В. Б., Динамические свойства элементарных частиц и теория матрицы рассеяния, «УФН», 1962, т. 76, с. 25; Новожилов Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталев О. А., Ограничения на поведение сечений упругих и неупругих процессов при высоких энергиях, «ЭЧАЯ», 1972, т. 3, с. 515; Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н., Об автомодельной асимптотике в квантовой теории поля, «ТМФ», 1972, т. 12, с. 305; Тодоров И. Т., Аксиоматический подход в квантовой теории поля, в кн.: Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ, Дубна, 1964; Медведев Б. В., Поливанов М. К., К аксиоматическому построению матрицы рассеяния, там же; Файнберг В. Я., Уравнения квантовой теории поля в аксиоматическом подходе, там же; Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д., Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц, М., 1985.

Б. В. Медведев, М. К. Поливанов.

МАТРИЧНЫЕ МЕТОДЫ в оптике — использование матриц для описания поведения параксиальных (с малыми углами наклонов) световых пучков в оптич. системах с круговой симметрией, включающих элементы из однородной либо «линзоподобной» среды с плоскими или сферическими поверхностями. Преобразование поперечных координат x, y и углов наклона α_x, α_y лучей при прохождении через подобную систему описывается лучевой матрицей

$$M \equiv \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix},$$

элементы к-рой A, B, C, D однозначно связаны с такими характеристиками оптич. системы, как фокусное расстояние f и положение гл. плоскостей (в частности, $C = -1/f$).

Если координатам и углам наклона луча на входной плоскости оптич. системы придать индекс «1», а на выходной плоскости индекс «2», то преобразование луча запишется в виде

$$\begin{vmatrix} x_2 & y_2 \\ \alpha_{x2} & \alpha_{y2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} x_1 & y_1 \\ \alpha_{x1} & \alpha_{y1} \end{vmatrix}$$

или

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ \alpha_{x2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} x_1 \\ \alpha_{x1} \end{vmatrix}, \quad \begin{vmatrix} y_2 \\ \alpha_{y2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} y_1 \\ \alpha_{y1} \end{vmatrix}. \qquad (1)$$

Входная и выходная плоскости всегда считаются расположенными в среде с показателем преломления $n = 1$ (при необходимости рассмотрения траекторий лучей внутри среды с $n \neq 1$ — в местах воображаемых её разрезов). Из (1) видно, что проекции траектории луча на две взаимно перпендикулярные осевые плоскости могут рассматриваться независимо друг от друга и единообразно.

Если имеется m оптич. систем, расположенных так, что выходная плоскость системы с матрицей M_1 совмещена со входной плоскостью системы, обладающей матрицей M_2 и т. д. вплоть до системы с матрицей M_m, то прохождению всей их совокупности соответствует матрица $M_m \times M_{m-1} \times \ldots \times M_2 \times M_1$. Это позволяет рассчитывать матрицы сложных оптич. систем, исходя из знания матриц входящих в них элементов.

Любая оптич. система указанного выше класса может быть разбита на простейшие элементы всего двух типов — тонкие линзы и участки однородной среды. Матрица тонкой линзы с фокусным расстоянием f имеет элементы $A = D = 1$, $B = 0$, $C = -1/f$; матрица участка длиной l однородной среды с показателем преломления n состоит из элементов $A = D = 1$, $C = 0$, $B = l/n$. Участок «линзоподобной» среды, т. е. среды, показатель преломления к-рой меняется как $n = n_0 + n_2(x^2 + y^2)$, может быть представлен в виде набора исчезающе тонких слоёв однородной среды, разделённых линзами. Матрица такого участка состоит из элементов $A = D = \mathrm{ch}(l\sqrt{2n_2/n_0})$, $B = \mathrm{sh}(l\sqrt{2n_2/n_0})/\sqrt{2n_0n_2}$, $C = 2n_0n_2B$ (l — длина участка).

Поскольку определители матриц простейших элементов равны единице, то у лучевых матриц любых оптич. систем $AD - BC = 1$.

$$M^{-1} = \begin{vmatrix} D & -B \\ -C & A \end{vmatrix}.$$

Если считать, что при движении назад по тому же лучу все его координаты остаются прежними, данная матрица описывает прохождение света через ту же систему в обратном направлении. Чаще, однако, заменяют знаки углов наклона на противоположные, тогда матрица прохождения системы в обратном направлении приобретает вид

$$\begin{vmatrix} D & B \\ C & A \end{vmatrix}.$$

Эти же самые матрицы используются и в скалярном приближении теории дифракции для нахождения ф-ции отклика системы (*Грина функции*). Поле при этом считается монохроматическим стационарным с комплексной амплитудой u, действит. часть к-рой равна $\mathrm{Re}[u\exp(-i\omega t)]$. Распределение амплитуды $u(x_2, y_2)$ на выходной плоскости системы при известном распределении $u(x_1, y_1)$ на входной и в отсутствие потерь света из-за наличия непросветлённых преломляющих поверхностей, диафрагм и т. п. находят по ф-ле

$$u(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda B} \int\int u(x_1, y_1) \exp(ikL_{12})\, dx_1 dy_1, \qquad (2)$$

$$L_{12} = L_0 + \frac{1}{2B}\left[A(x_1^2 + y_1^2) + D(x_2^2 + y_2^2) - 2(x_1x_2 + y_1y_2)\right]. \qquad (3)$$

Здесь λ — длина волны в вакууме ($n = 1$), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, L_0 — измеренное вдоль оси оптич. расстояние между входной и выходной плоскостями системы, A, B, D — элементы её лучевой матрицы. Величина L_{12} представляет собой *эйконал* — оптич. расстояние между точками (x_1, y_1) на входной плоскости и (x_2, y_2) на выходной, измеренное вдоль проходящего через эти точки луча, распространяющегося по законам геом. оптики.

Если входная и выходная плоскости оптически сопряжены, то $B = 0$, тогда (2) заменяется соотношением

$$u(x_2, y_2) = D\exp\left\{ik[L_0 + CD(x_2^2 + y_2^2)/2]\right\} \cdot u(x_1, y_1)\Big|_{\substack{x_1 = Dx_2 \\ y_1 = Dy_2}};$$

в этом случае входное распределение поля воспроизводится на выходной плоскости с увеличением $1/D = A$, с изменением интенсивности и дополнит. фазовым множителем.

В качестве примера использования М. м. найдём распределение поля в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием f по распределению $u(x_1, y_1)$ непосредственно перед линзой. Оптич. система, состоя-

щая в данном случае из линзы и участка пространства длиной f, имеет матрицу

$$\begin{vmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & f \\ -1/f & 1 \end{vmatrix};$$

тогда из (2) следует, что

$$u(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda f} \exp\left\{ ik\left[L_0 + (x_2^2 + y_2^2)/2f\right]\right\} \times$$

$$\times \iint u(x_1, y_1) \exp\left[-ik(x_1 x_2 + y_1 y_2)/f\right] dx_1\, dy_1 .$$

Видно, что искомое распределение с точностью до вынесенного из-под интеграла фазового множителя является *фурье-образом* исходного распределения.

М. м. особенно широко используются в теории *оптических резонаторов* для составления интегральных ур-ний, к-рым удовлетворяют поля мод резонаторов, и для описания эволюции рождающихся во многих резонаторах пучков с «самовоспроизводящейся» (сохраняющей свою форму при распространении) структурой, простейшим из к-рых является гауссов. Распределение поля гауссова пучка ширины w с радиусом кривизны волнового фронта ρ пропорционально

$$\exp\left[-(x^2 + y^2)/w^2\right] \exp\left[ik(x^2 + y^2)/2\rho\right] =$$
$$= \exp\left[ik(x^2 + y^2)/2\tilde{\rho}\right],$$

где $\tilde{\rho}$ — т. н. комплексный радиус кривизны, определяемый соотношением

$$\frac{ik}{2\tilde{\rho}} = \frac{ik}{2\rho} - \frac{1}{w^2}.$$

Подстановка этого распределения в (2) показывает, что гауссов пучок с исходным $\tilde{\rho}_1$ по прохождении любой оптич. системы остаётся гауссовым, имея на выходе системы

$$\tilde{\rho}_2 = (A\tilde{\rho}_1 + B)/(C\tilde{\rho}_1 + D); \qquad (4)$$

ф-ла (4) обычно наз. «законом $ABCD$».

Соотношения (2) — (4), описывающие прохождение пучка света через оптич. системы с учётом дифракции, остаются справедливыми и в тех случаях, когда оптич. система содержит гауссовы диафрагмы с амплитудным пропусканием, пропорциональным $\exp[-(x^2 + y^2)/w_0^2]$, либо участки «линзоподобной» среды с комплексным n_2 (что соответствует наличию поглощения или усиления, квадратично зависящего от поперечных координат). Матрица системы при этом вычисляется по обычным правилам с подстановкой матриц гауссовых диафрагм вида

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 2ik^{-1}w_0^{-2} & 1 \end{vmatrix}$$

и матриц участков «линзоподобной» среды с комплексным показателем преломления, для к-рых остаются справедливыми прежние ф-лы при условии подстановки в них комплексного n_2. Поскольку эти матрицы комплексны, комплексной становится и матрица оптич. системы, включающей такие элементы, полностью теряя свой геом. смысл; чтобы это подчеркнуть, комплексные матрицы, в отличие от лучевых, нередко наз. волновыми матрицами. Теряя экстремальные свойства, перестаёт быть оптич. расстоянием и величина, определяемая ф-лой (3); в подобных случаях её наз. комплексным эйконалом.

Аналогичный матем. аппарат с матрицами 4×4 используется как в геом., так и в дифракц. приближениях для систем с астигматич. элементами.

М. м. применяются также для описания преобразования поляризац. характеристик света при его прохождении через системы, содержащие двулучепреломляющую среду, поляризаторы и т. п. (см. *Джонса матричный метод* и *Мюллера матрица*).

Лит.: Джеррард А., Бёрч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Ананьев Ю. А., Оптические резонаторы и лазерные пучки, М., 1990.

Ю. А. Ананьев.

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ в квантовой механике — элемент матрицы квантовомеханич. *оператора*, взятый в определ. представлении (см. *Представлений теория*). Амплитуды квантовых переходов между начальным и конечным состояниями физ. системы определяются в общем случае матричными элементами S-матрицы (см. *Матрица рассеяния*). В теории возмущений амплитуды переходов выражаются через М. э. оператора энергии возмущения (см. *Возмущений теория*). Вероятности переходов пропорциональны квадратам соответствующих М. э.

МАТТИССЕНА ПРАВИЛО [установлено Л. Маттиссеном (L. Matthiessen) в 1864] — эмпирич. правило, к-рое состоит в том, что общее сопротивление кристаллич. металлич. образца $\rho(T)$ есть сумма сопротивления $\rho_\Phi(T)$, обусловленного рассеянием электронов проводимости на тепловых колебаниях решётки (фононах), и сопротивления ρ_0, связанного с присутствием в металле примесных атомов и др. дефектов кристаллич. решётки: $\rho(T) = \rho_\Phi(T) + \rho_0$. Величина ρ_Φ обращается в 0 при $T = 0$ К, ρ_0 определяет т. н. остаточное сопротивление *металла* при $T = 0$ К. Сопротивление ρ_0 представляет собой столь чувствит. характеристику совершенства образца, что чистоту металла определяют величиной $r = R_{300\text{К}}/R_{4,2\text{К}}$. Для чистых Cu и Al достигается $r > 10^5$, однако для нек-рых металлов $r < 10^3$. Согласно *Блоха — Грюнайзена формуле*, рассеяние электронов на фононах приводит к зависимости $\rho_\Phi(T) \sim T$ при $T \gg \vartheta_д$ и $\rho_\Phi(T) \sim T^5$ при $T \ll \vartheta_д$, где $\vartheta_д$ — *Дебая температура*. Однако при низких темп-рах наблюдается более сложная зависимость. Напр., для Al $\rho \sim T^3$ при $T = 8 \div 20$ К, для К $\rho \sim e^{-20/T}$ при $T = 2 \div 6$ К, для Li $\rho \sim T^2$ при $T = 1 \div 10$ К, для Ag $\rho \sim T^4$ при $T = 2 \div 7$К, для Cu и Au $\rho \sim T^4$ при $T = 3 \div 7$ К.

М. п. справедливо, если процессы решёточного и примесного рассеяний независимы и изотропны. В действительности необходимо учитывать корреляцию между ними. Значит. отклонение от М. п. связано с зависимостью $\rho_0(T)$ в области низких темп-р. Такие отклонения происходят по неск. причинам: 1) примесь вносит локальное искажение решётки, что приводит к неупругому рассеянию электронов на квазилокальных и локальных колебаниях решётки; 2) примесь часто влияет на упругие константы, соответственно меняется и колебат. спектр решётки; 3) примесь действует на зонную структуру, сдвигая уровень Ферми, изменяя *плотность состояний* и *эффективную массу* носителей заряда; 4) нек-рые дефекты, напр. *дислокации*, рассеивают анизотропно; 5) неупругость столкновений электронов особенно существенна в металлах с разбавленными магн. примесями, т. к. обусловливает *Кондо эффект*. Это приводит к минимуму в зависимости $\rho(T)$ при низких темп-рах.

Лит.: Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., Электронная теория металлов, М., 1971; Блатт Ф., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Dugdale J. S., The electrical properties of metal and alloys, L., 1977; Kaveh M., Wiser N., Electron-electron scattering in conducting materials, «Adv. Phys.», 1984, v. 33, p. 257; Wiser N., The electrical resistivity of the simple metals, «Contemp. Phys.», 1984, v. 25, p. 211.

Н. А. Бабушкина.

МАТЬЕ ФУНКЦИИ — специальные ф-ции типа удовлетворяющих дифференц. ур-нию

$$d^2u/dz^2 + (a + b\cos 2z) = 0 \qquad (1)$$

(ур-ние Матьё, частный случай *Хилла уравнения*), к-рое получается при разделении в эллиптич. координатах переменных в *Гельмгольца уравнении*, стационарном ур-нии Шрёдингера и в матем. моделях

разл. колебат. систем с симметрией эллипса. Введены Э. Матьё (E. Mathieu) в 1868.

Единого определения и единых обозначений для М. ф. не существует. Обычно под М. ф. (1-го рода) понимают периодические (с периодом 2π) решения ур-ния (1), удовлетворяющие граничным условиям

$$u(0) = u(\pi) = 0 \qquad (2)$$

[нечётные М. ф., обозначаемые $\mathrm{se}_n(z)$, где $n = 1, 2, \ldots$ — число нулей на интервале $0 \leqslant z < \pi$] или

$$\left.\frac{du}{dz}\right|_{z=0} = \left.\frac{du}{dz}\right|_{z=\pi} = 0 \qquad (3)$$

[чётные М. ф., обозначаемые $\mathrm{ce}_n(z)$, где $n = 0, 1, 2, \ldots$ — число нулей на интервале $0 \leqslant z < \pi$]. При $b \to 0$ эти ф-ции сводятся к тригонометрическим.

М. ф. существуют лишь в том случае, когда точка (a, b) в пространстве параметров ур-ния (1) лежит на границе зоны устойчивости, внутри к-рой решения ур-ния (1) ограничены. Граничные условия (2) и (3) определяют М. ф. с точностью до множителя, к-рый можно задать, выбрав надлежащие условия нормировки, напр.

$$\mathrm{ce}_n(0) > 0, \quad \int_0^{2\pi} \mathrm{ce}_n^2(z)\,dz = \pi,$$

$$\left.\frac{d\,\mathrm{se}_n}{dz}\right|_{z=0} > 0, \quad \int_0^{2\pi} \mathrm{se}_n^2(z)\,dz = \pi.$$

Менее распространены М. ф. 2-го рода — непериодические решения ур-ния (1), обозначаемые $\mathrm{fe}_n(z)$ и $\mathrm{ge}_n(z)$.

М. ф. можно получить и как решения интегрального ур-ния; они удовлетворяют соотношениям ортогональности, вытекающим из ур-ния (1) и граничных условий (2) и (3):

$$\int_{-\pi}^{\pi} \mathrm{ce}_m(z)\,\mathrm{ce}_n(z)\,dz = 0, \quad m \neq n;$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} \mathrm{se}_m(z)\,\mathrm{se}_n(z)\,dz = 0, \quad m \neq n;$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} \mathrm{ce}_m(z)\,\mathrm{se}_n(z)\,dz = 0.$$

М. ф. допускают разложение в ряды Фурье

$$\mathrm{ce}_m(z) = \sum_{r=0}^{\infty} A_{mr} \cos rz,$$

$$\mathrm{se}_m(z) = \sum_{r=0}^{\infty} B_{mr} \sin rz$$

(суммирование по чётным r для чётных m и по нечётным r для нечётных m), а также в ряды по ф-циям Бесселя и произведениям ф-ций Бесселя.

Модифицированные М. ф. (1-го рода) определены как

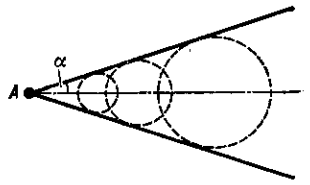
$$\mathrm{Ce}_n(z) = \mathrm{ce}_n(iz), \quad \mathrm{Se}_n(z) = -i\,\mathrm{se}_n(iz),$$

они удовлетворяют ур-нию, к-рое получается из ур-ния (1) при замене $\cos 2z$ на $\mathrm{ch}\,2z$ (модифициров. ур-ние Матьё).

Лит.: Уиттекер Э. Т., Ватсон Д. Н., Курс современного анализа, пер. с англ., ч. 2, 2 изд., М., 1963; Мак-Лахлан Н. В., Теория и приложения функций Матьё, пер. с англ., М., 1953; Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., [т. 3], М., 1967.

Ю. А. Данилов.

МАХА КОНУС — конич. поверхность, ограничивающая в сверхзвуковом потоке газа область, в к-рой сосредоточены звуковые волны (возмущения), исходящие из точечного источника возмущений A (рис.). В однородном сверхзвуковом потоке газа угол α между образующими М. к. и его осью наз. углом Маха; он связан с *Маха числом* M соотношением $\sin\alpha = 1/M$. Поверхность М. к. является огибающей системы звуковых волн, распространяющихся от источника возмущений.



МА́ХА ЧИСЛО́ — один из критериев подобия в механике жидкости и газа. Представляет собой отношение скорости течения v в данной точке газового потока к местной скорости распространения звука a в движущейся среде — $M = v/a$ [назв. по имени австр. учёного Э. Маха (E. Mach)].

М. ч. является мерой влияния сжимаемости среды, т. е. относит. изменения её плотности $\Delta\rho/\rho$ под действием всесторонних сил давления p. Из законов термодинамики следует, что $\Delta\rho/\rho$ пропорционально $\Delta p/p$, а из *Бернулли уравнения* — $\Delta p \sim \rho v^2$, поэтому $\Delta\rho/\rho \sim \Delta p/p \sim \rho v^2/p$. Т. к. скорость распространения звука $a \sim \sqrt{p/\rho}$, то $\Delta\rho/\rho \sim v^2/a^2 = M^2$, т. е. относит. изменение плотности в газовом потоке $\sim M^2$.

В несжимаемой жидкости $a \to \infty$ и $M \to 0$. С ростом М. ч. влияние сжимаемости усиливается. Напр., если считать газ несжимаемой жидкостью, то уже при скорости, соответствующей $M = 0{,}2$ ($v = 240$ км/ч при полёте в воздухе вблизи поверхности Земли), давление будет вычислено с ошибкой в 1%, плотность — с ошибкой в 2%; при $M = 1$ эти ошибки возрастут соответственно до 25% и 50%. Если движение газа неустановившееся, сжимаемость может оказывать заметное влияние при очень малых скоростях движения частиц газа (напр., при распространении звуковых волн).

Величина М. ч. принята за основу классификации течений газа: при $M \to 0$ газ можно считать несжимаемым, при $M < 1$ течения наз. дозвуковыми, при $M \approx 1$ — околозвуковыми, при $M > 1$ — сверхзвуковыми и при $M > 5$ — гиперзвуковыми.

Наряду с М. ч. используются и др. характеристики безразмерной скорости течения газа: коэф. скорости

$$\lambda = v/v_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}\; M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1/2}$$

и безразмерная скорость

$$\Lambda = v/v_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\gamma-1}{2}}\; M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1/2},$$

где $v_{\text{кр}}$ — *критическая скорость*, $v_{\text{макс}}$ — макс. скорость в газе, $\gamma = c_p/c_V$ — отношение уд. теплоёмкостей газа при постоянных давлении и объёме соответственно.

М. ч. связано с др. *подобия критериями* — *Эйлера числом* Eu, *Рейнольдса числом* Re и *Кнудсена числом* Kn соотношениями $Eu = 2/\gamma M^2$, $Kn = M/Re$.

В акустике пользуются М. ч. $M_a = v/a$, или $M_a^2 = \Delta\rho/\rho$ (где v — амплитуда *колебательной скорости* частиц в звуковой волне, $\Delta\rho$ — избыточная плотность, обусловленная проходящей волной) для характеристики степени возмущения среды, вызванного распространением в ней звуковой волны. Поскольку предметом изучения акустики являются процессы, в к-рых возмущения среды малы, соответственно малы и значения М. ч. ($M_a \ll 1$); это условие является количественным критерием применимости акустич. представлений. Напр., для звука в воздухе, интенсивность к-рого соответствует громкому разговору, $M_a \approx 10^{-6}$.

С. Л. Вишневецкий.

МАЯТНИК — твёрдое тело, совершающее под действием приложенных сил колебания около неподвижной точки или оси. В физике под М. обычно понимают

М., совершающий колебания под действием силы тяжести. Простейший М. состоит из небольшого массивного груза C, подвешенного на нити (или лёгком стержне) длиной l. Если считать нить нерастяжимой и пренебречь размерами груза по сравнению с длиной нити, а массой нити по сравнению с массой груза, то груз на нити можно рассматривать как *материальную точку*, находящуюся на неизменном расстоянии l от точки подвеса O. (рис. 1, *а*). Такой М. наз. круговым матем. М. Если,

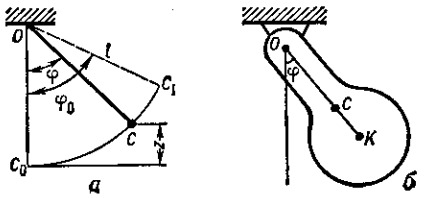


Рис. 1.

как это обычно имеет место, колеблющееся тело нельзя рассматривать как материальную точку, то М. наз. физическим.

Математический маятник (круговой). Если М., отклонённый от равновесного положения C_0, отпустить без нач. скорости или сообщить точке C скорость, перпендикулярную OC и лежащую в плоскости нач. отклонения, то М. будет совершать колебания в одной вертик. плоскости (плоский матем. М.). Если пренебречь трением в оси и сопротивлением воздуха (что в дальнейшем всегда предполагается), то для М. будет иметь место закон сохранения механич. энергии, к-рый даёт:

$$v^2/2g + z = h, \qquad (1)$$

где $v = ld\varphi/dt$ — скорость точки C, $z = l(1 - \cos\varphi)$ — её координата, отсчитываемая вертикально вверх от равновесного положения, φ — угол отклонения М. от вертикали, g — ускорение силы тяжести, h — постоянная, пропорциональная полной механич. энергии М. и определяемая нач. значениями v_0 и z_0.

Когда сообщённая М. нач. энергия такова, что $h < 2l$ (для груза на стержне) или $h < l$ (для груза на нити), то М. будет совершать колебания с угл. амплитудой φ_0, определяемой равенством $\cos\varphi_0 = 1 - h/l$. Эти колебания не являются гармоническими; их период T зависит от амплитуды φ_0 и определяется след. ф-лой, получаемой из ур-ния (1):

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}\left[1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sin^2\frac{\varphi_0}{2} + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \sin^4\frac{\varphi_0}{2} + \ldots\right], \qquad (2)$$

Когда указанные выше условия для h не выполняются, то М. не совершает колебат. движения. Напр., при $h > 2l$ груз на стержне будет описывать окружность. Когда сообщённая М. нач. энергия очень мала ($h \ll l$), М. совершает малые колебания, близкие к гармоническим; период малых колебаний можно приближённо считать равным:

$$T = 2\pi\sqrt{l/g}, \qquad (3)$$

т. е. не зависящим от амплитуды (колебания изохронны). Ф-ла (3) по сравнению с (2) даёт погрешность до 0,05% при $\varphi_0 \approx 5°$ и до 1% при $\varphi_0 \approx 23°$. Эти результаты справедливы для *инерциальной системы отсчёта*. По отношению к Земле вследствие её суточного вращения плоскость качаний М. медленно изменяет своё направление (см. *Фуко маятник*).

Если отклонённому М. сообщить нач. скорость, не лежащую в плоскости нач. отклонения, то точка C будет описывать на сфере радиуса l кривые, заключённые между 2 параллелями $z = z_1$ и $z = z_2$, где значения z_1 и z_2 зависят от нач. условий (с ф е р и ч е с к и й М., рис. 2, *а*). В частном случае, при $z_1 = z_2$, точка C будет описывать горизонтальную окружность (к о н и ч е с к и й М., рис. 2, *б*). Из некруговых М. особый интерес представляет *циклоидальный маятник*, колебания к-рого изохронны при любой величине амплитуды.

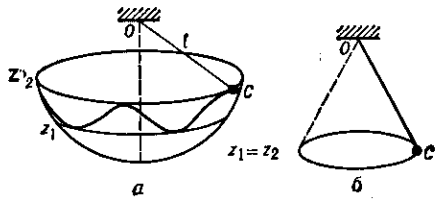


Рис. 2.

Физический маятник. Физ. М. обычно наз. твёрдое тело, совершающее под действием силы тяжести колебания вокруг горизонтальной оси подвеса (рис. 1, *б*). Движение такого М. вполне аналогично движению кругового матем. М. Период конечных или малых колебаний физ. М. определяется соответственно ф-лами (2) или (3), в к-рых l следует заменить величиной $l_0 = I/ma = a + \rho_C^2/a$, где m — масса М., a — расстояние от центра тяжести C до оси подвеса, I — момент инерции М. относительно оси подвеса, ρ_C — радиус инерции относительно оси, параллельной оси подвеса и проходящей через C. Период зависит от положения оси подвеса относительно центра тяжести и будет наименьшим при $a = \rho_C$. Величина l_0, к-рая всегда больше a, наз. приведённой длиной физ. М. Если отложить вдоль линии OC отрезок $OK = l_0$, то полученная точка K наз. центром качаний физ. М. (матем. М. с массой, сосредоточенной в точке K, будет колебаться с тем же периодом, что и данный физ. М.). Точка оси подвеса O и центр качаний K обладают свойством взаимности: если М. подвесить так, чтобы ось подвеса прошла через K, то точка O станет центром качаний и период колебаний М. не изменится. На этом свойстве основано устройство о б о р о т н о г о М., применяемого для определения ускорения силы тяжести.

Свойствами М. широко пользуются в разл. приборах: часах, приборах для определения ускорения силы тяжести (маятниковый прибор), ускорений движущихся тел, колебаний земной коры (сейсмограф), в гироскопич. приборах, приборах для эксперим. определения моментов инерции тел и др.

Лит. см. при ст. *Динамика*. *С. М. Targ.*

МДП-СТРУКТУРА (металл — диэлектрик — полупроводник) — структура, образованная пластиной полупроводника П, слоем диэлектрика Д на одной из её поверхностей и металлич. электродом (затвором М, рис. 1). При подаче на МДП-с. напряжения V в *полупроводнике* вблизи границы с диэлектриком возникает электрич. поле. Оно перераспределяет заряды в полупроводнике, изменяя концентрацию носителей заряда вблизи поверхности, и, следовательно, изменяет электропроводность приповерхностного слоя полупроводниковой пластины (см. *Поля эффект*). Свойства МДП-с. впервые исследовали амер. физики У. Шокли (W. Shockley) и Дж. Л. Пирсон (G. L. Pearson).

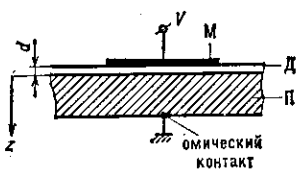


Рис. 1.

Энергетич. диаграмма МДП-структуры изображена на рис. 2 с полупроводником n-типа. При $V = 0$ зоны не изогнуты. Если $V \neq 0$, то возникает изгиб зон; здесь возможны три случая. Если $V < 0$, то изгиб зон «вверх» (рис. 3, *а*) приводит к увеличению числа дырок у поверхности полупроводника, т. к. их концентрация $\sim[-(\mathscr{E}_F - \mathscr{E}_v)/kT]$ (T — темп-ра). Вблизи поверхно-

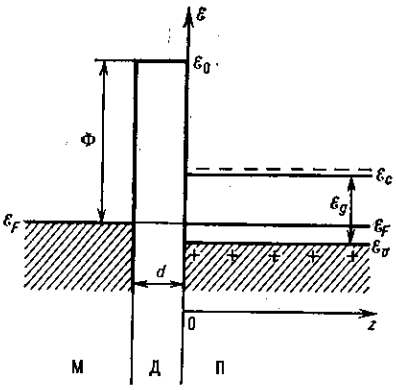


Рис. 2. Энергетическая диаграмма МДП-структуры на основе полупроводника p-типа при отсутствии напряжения V на затворе. Заштрихованы состояния, занимаемые электронами при $T = 0$К; Ф — работа выхода металла; $\mathscr{E}_0$ — энергия электрона в вакууме; $\mathscr{E}_v$ — потолок валентной зоны; $\mathscr{E}_c$ — дно зоны проводимости; $\mathscr{E}_F$ — уровень Ферми; $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны полупроводника.

сти полупроводника формируется слой, обогащённый осн. носителями (см. *Контактные явления в полупроводниках*). При $V > 0$ зоны изгибаются «вниз» (рис. 3, *б*) и в приповерхностной области уменьшается число

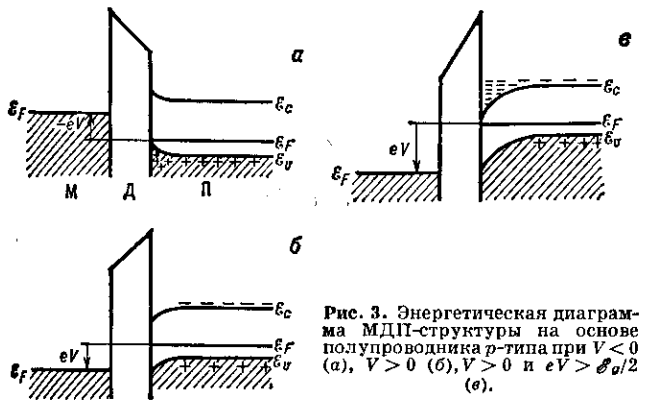


Рис. 3. Энергетическая диаграмма МДП-структуры на основе полупроводника p-типа при $V < 0$ (*а*), $V > 0$ (*б*), $V > 0$ и $eV > \mathscr{E}_g/2$ (*в*).

осн. носителей (обеднённый слой). При дальнейшем увеличении положит. напряжения зоны изгибаются столь сильно, что середина запрещённой зоны вблизи поверхности опускается ниже $\mathscr{E}_F$ (рис. 3, *в*). С этого момента концентрация электронов превышает концентрацию дырок (*инверсионный слой*).

При сильной инверсии, когда дно зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ опускается ниже $\mathscr{E}_F$ (рис. 4), концентрация электронов в инверсионном слое слабо зависит от темп-ры

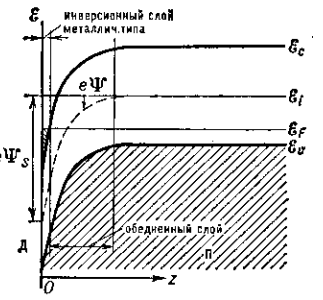


Рис. 4. Участок зонной диаграммы приповерхностной области МДП-структуры (рис. 3, *в*) в режиме сильной инверсии; $\mathscr{E}_i$ — середина запрещённой зоны; ψ — электростатический потенциал; заштрихованы состояния, занятые электронами при $T \to 0$ К.

T, а проводимость σ инверсионного слоя приобретает металлич. характер: $\partial\sigma/\partial T < 0$. Инверсионный слой отделён от объёма полупроводника обеднённым слоем, где имеется фиксиров. заряд, связанный с донорами и акцепторами, а концентрация электронов и дырок мала.

Слой пространственного заряда в МДП-структуре. Характеристикой изгиба зон служит электростатич. потенциал Ψ, к-рый изменяется от 0 в объёме полупроводника до значения Ψ_s на его поверхности ($z = 0$). При высоких темп-рах и слабой инверсии концентрация электронов n и дырок p в слое экспоненциально зависит от ψ:

$$n = n_0 \exp(e\Psi/kT),$$
$$p = p_0 \exp(e\Psi/kT), \qquad (1)$$

где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок в объёме полупроводника. При сильной инверсии и понижении темп-ры в инверсионном слое возникает фермиевское вырождение газа электронов (или дырок).

Ёмкость МДП-структуры. Из условия электронейтральности МДП-с. следует, что заряд на металлич. затворе Q равен сумме заряда в инверсионном слое Q_i и заряда ионизованных акцепторов и доноров в обеднённом слое полупроводника

$$Q = Q_i + e(N_a - N_д)W. \qquad (2)$$

Здесь W — толщина обеднённого слоя, N_a и $N_д$ — концентрации соответственно акцепторов и доноров в объёме полупроводника, e — элементарный заряд.

Полное напряжение V, приложенное к МДП-с., распределяется между слоем диэлектрика и слоем пространственного заряда в полупроводнике; МДП-с. можно рассматривать как последоват. соединение 2 конденсаторов. Дифференц. ёмкость на единицу площади $C = dQ/dV$ определяется соотношением

$$C = \frac{C_{диэл} \cdot C_{пп}}{C_{диэл} + C_{пп}},$$

где $C_{диэл} = \varepsilon/4\pi d$ — ёмкость диэлектрика, $C_{пп} = Q/d\Psi_s$ — дифференц. ёмкость полупроводника.

При $V < 0$ (режим обогащения) ёмкость $C_{пп} \gg C_{диэл}$ и полная ёмкость C близка к $C_{диэл}$ (рис. 5). При $V \simeq 0$ (обеднение) область обеднения служит добавочным слоем диэлектрика и ёмкость МДП-с. падает. В области инверсии ($V > 0$) дифференц. ёмкость образовавшегося инверсионного слоя намного превышает ёмкость диэлектрика и $C \sim C_{диэл}$. Это означает, что почти весь заряд, вводимый в МДП-с., при дальнейшем увеличении V (при сильной инверсии) сосредоточивается в инверсионном слое.

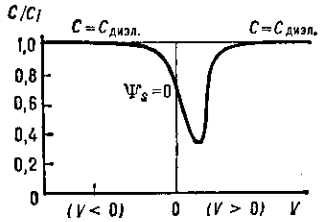


Рис. 5. Квазистатическая вольт-фарадная характеристика МДП-структуры.

То же самое происходит и при низких темп-рах ($kT \ll \mathscr{E}_F - \mathscr{E}_v, \mathscr{E}_c - \mathscr{E}_F$), когда проводимость в объёме полупроводника становится исчезающе малой («вымерзает»): при изменении V заряд обеднённого слоя не успевает измениться и равновесие между объёмом полупроводника и инверсионным слоем практически не устанавливается. В этом случае для изменения заряда инверсионного слоя необходим омический контакт непосредственно с ним. В обоих случаях концентрация носителей заряда в инверсионном слое N_s линейно связана с V:

$$N_s = \frac{C_{диэл}}{e}(V - V_t), \qquad (3)$$

где $V_t = \text{const}$ — т. н. пороговое напряжение, зависящее от физ. свойств границы диэлектрик — полупроводник.

В реальной МДП-с. вблизи границы раздела существуют связанные электронные состояния, непрерывно распределённые по энергии в пределах запрещённой зоны (обусловленные дефектами кристаллич. решётки, примесными ионами и т. д., концентрирующимися вблизи границы раздела полупроводник — диэлектрик). Перезарядка этих состояний при изменении V может происходить с разл. скоростью, поэтому в случае пере-

менного V т. н. вольт-фарадные характеристики реальных МДП-с. зависят от его частоты.

Кремниевая МОП-структура. Наиб. распространена кремниевая МДП-с., в к-рой слоем диэлектрика служит SiO_2 (МОП-структура, от металл — окисел — полупроводник). Её достоинства — малая концентрация связанных электронных состояний на границе Si — SiO_2 (10^{10}—10^{11} $см^{-2}$) и высокая *электрическая прочность* SiO_2, благодаря чему концентрация носителей может достигать 10^{13} $см^{-2}$. Кремниевая МОП-структура является основой МОП-транзисторов — приборов с зарядовой связью. Она является также объектом физ. исследований благодаря тому, что тонкий приповерхностный инверсионный слой представляет собой квантовую двумерную электронную систему с электрически управляемой энергией Ферми (или концентрацией носителей). На МДП-с. были обнаружены и изучаются такие явления, как *андерсоновская локализация*, *квантовый Холла эффект*, отрицат. *магнетосопротивление*, квантовые осцилляции хим. потенциала и др.

Помимо кремниевой МДП-с. используют и изучают МДП-с. на основе Ge, InSb, GaAs и др.

Лит.: Зи С., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985.

В. М. Пудалов.

МЕГА... (от греч. mégas — большой; М) — приставка для образования наименования кратной единицы, в 10^6 раз большей исходной. Напр., 1 МВт (мегаватт) = $= 10^6$ Вт.

МЕДИАНА ВЫБОРОЧНАЯ (от лат. mediana — средняя) — срединное значение упорядоченной выборки случайных величин $x_1 \leqslant x_2 \leqslant \ldots \leqslant x_n$. М. в. равна срединному случайному числу $M = x_{(n+1)/2}$, если n нечётно, и ср. значению двух последоват. срединных чисел $M = (x_{n/2} + x_{n/2+1})/2$, если n чётно. М. в. является устойчивой оценкой центра распределения и часто более предпочтительна, чем ср. значение выборки, особенно при вычислениях вручную. М. в. часто используется в процедурах сглаживания эксперим. данных.

С. В. Клименко.

МЕДЛЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ — нейтроны с кинетич. энергией менее 100 кэВ (см. *Нейтронная физика*).

МЕДЬ (лат. Cuprum), Cu,— хим. элемент побочной подгруппы I группы периодич. системы элементов, ат. номер 29, ат. масса 63,546. Природная М. содержит два стабильных изотопа: ^{63}Cu (69,17%) и ^{65}Cu. Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $3s^2p^6d^{10}4s^1$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 7,726; 20,291; 36,83 эВ. Металлич. радиус 0,128 нм, радиусы ионов Cu^+ и Cu^{2+} соответственно 0,098 и 0,080 нм. Значение электроотрицательности 1,75.

М.— мягкий ковкий металл красного цвета, имеет кубич. гранецентриров. структуру с параметром $a = 0{,}36148$ нм. Плотность 8,94 $кг/дм^3$, $t_{пл} = 1084{,}5$ °С, $t_{кип} = 2540$ °С, теплота плавления 12,97 кДж/моль, теплота испарения 302 кДж/моль. Обладает высокой теплопроводностью, 401,2 вт/(м·К) (при 300 К), и малым электрич. сопротивлением, $1{,}68 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м (при 20 °С), уступая по этим характеристикам только серебру. Температурный коэф. электрич. сопротивления $4{,}3 \cdot 10^{-3}$ $град^{-1}$, термич. коэф. линейного расширения $1{,}7 \cdot 10^{-5}$ $град^{-1}$. М. диамагнитна. Тв. по Бринеллю 450—1100 МПа, предел прочности при растяжении ок. 200 МПа, модуль нормальной упругости 118 ГПа (300 К), модуль сдвига 42,4 ГПа.

М. химически малоактивна, степени окисления +1 и +2 (наиб. характерна). В присутствии воды и углекислого газа на поверхности М. образуется зелёная плёнка основного карбоната. Соединения М. ядовиты.

Использование М. связано прежде всего с её высокой тепло- и электропроводностью. М. нашла широкое применение в электротехнике, электронике, в разл. токопроводящих устройствах, теплообменниках и т. д. Входит в состав латуней и бронз. Широкое распространение получили сплавы, содержащие М.: мельхиор (20—30% Ni), нейзильбер (5 — 35% Ni, 13—45% Zn), константан (40% Ni, 1,5% Mn), копель (43% Ni, 0,5% Mn) и др. Пары М. используют в качестве рабочего вещества в газовых лазерах. Соединения М. Cu_2Se и Cu_2Te входят в состав светочувствит. слоёв солнечных батарей. Из искусственно полученных радионуклидов наиб. значение имеет ^{64}Cu (электронный захват и β^+-распад, $T_{1/2} = 12{,}704$ ч).

С. С. Бердоносов.

МЕЖАТОМНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие атомов, находящихся в одинаковых либо в различных энергетич. и зарядовых состояниях. М. в. характеризуется потенциальной энергией (потенциалом взаимодействия) V, зависящей от взаимного расположения взаимодействующих атомов, в особенности от расстояния r между их ядрами. При определ. равновесном расстоянии r_0 и не слишком больших кинетич. энергиях свободных атомов в результате М. в. может возникнуть более или менее стабильная хим. связь между атомами, прочность к-рой зависит от вида атомов; её мерой могут служить время жизни молекулы, а также энергия хим. связи.

Наиб. простой случай М. в.— упругое столкновение атомов идеальных газов, к-рое в данной статье рассматриваться не будет (см. *Столкновения атомные*). В др. случаях М. в. неоднозначно ввиду многообразия условий, в к-рых могут оказаться атомы. Их внутр. энергия может измениться на десятки эВ только за счёт внеш. воздействий, к-рые способны воспринять и сохранить на какое-то время внеш. электронные оболочки атомов; неск. порядков величины занимает диапазон газокинетических и поперечных сечений других, более сложных процессов, различны симметрия и пространств. ориентация электронных плотностей их оболочек. Все эти характеристики атомов непосредственно определяют М. в.

М. в. связано в осн. с эл.-статич. и эл.-магн. силами, действующими между атомами. Количественная квантовая теория М. в. потребовала, кроме того, учёта принципа Паули. Т. о., М. в. определяется взаимным расположением и перемещением взаимодействующих атомов и их фрагментов (электронов или распределённых в пространстве электронных оболочек и самих ядер).

Различают химические (или валентные) и физические (невалентные) М. в. К первым относят ковалентные (или гомополярные, обменные или донорно-акцепторные), ионные (или гетерополярные) и металлические М. в. Ко вторым — ван-дер-ваальсовы М. в., включающие эл.-статич. взаимодействия мультиполей, поляризационные (индукционные и дисперсионные), релятивистские магн. и запаздывающие эл.-магн. М. в. По энергетич. и пространств. характеристикам, промежуточным между валентным и невалентным М. в., является М. в., наз. водородной связью. Хим. связи более чем на порядок сильнее физических (соответственно единицы — десятки эВ и десятые доли — единицы эВ). М. в. возбуждённых атомов может приводить к образованию короткоживущих возбуждённых молекул (эксимерных молекул). Это пример сильной (~5 эВ), но не прочной, вернее не долгой, связи. Такого типа М. в. иногда носят резонансный характер.

Обычно конкретное М. в. включает в себя в разной степени разл. типы М. в., причём относит. вклад каждого М. в. не всегда удаётся установить; это может быть связано с близкими для них зависимостями V от r, напр. для неск. видов М. в. на больших расстояниях $V \sim r^{-6}$. Нек-рые из физ. М. в. более характерны для *межмолекулярных взаимодействий*.

Химические М. в. Ковалентное М. в. имеет направленный, локализованный и насыщенный характер. При образовании хим. ковалентной связи происходят обобществление и концентрирование пары электронов на *молекулярной орбитали*, к-рая имеет про-

странств. фиксацию относительно связывающихся атомов. В образованной общей орбитали обобществлённые электроны могли первоначально принадлежать обоим атомам (образование H_2, N_2, O_2 и др.) либо, при возникновении донорно-акцепторной связи, только одному из атомов — донору, свободная же орбиталь принадлежит второму атому — акцептору. В качестве доноров или акцепторов могут служить целые группы атомов. Молекулы с ковалентной связью обычно полярные, т. е. имеют пост. электрич. дипольный момент.

В результате обработки разл. рода экспериментов и прямых квантовомеханич. расчётов оказалось, что потенциал ковалентных М. в. можно представить в виде

$$V(r) = \frac{V_0}{m - \alpha r}\left[\frac{\alpha r_0^{m+1}}{r^m} + me^{\alpha(r-r_0)}\right], \qquad (1)$$

где подгоночные параметры $\alpha \sim 0{,}3$ Å, $m = 4$; координаты минимума потенциала V_0 и r_0 определяются конкретными взаимодействующими атомами. Первое слагаемое в (1) связано с притяжением, второе — с отталкиванием [В. Гайтлер (W. Heitler) и Ф. Лондон (F. London), 1927].

Ионное М. в. вызвано смещением валентных электронов одного атома (аниона) к другому (катиону), между к-рыми возникает эл.-статич. притяжение. Примеры ионных связей — М. в. в галогенидах щелочных металлов. Эти связи нелокализованные и ненасыщаемые. Потенциал ионного М. в. определяется ф-лой

$$V(r) = V_0 \frac{nm}{n - m}\left[\frac{1}{n}\left(\frac{r_0}{r}\right)^n - \frac{1}{m}\left(\frac{r_0}{r}\right)^m\right], \qquad (2)$$

где $n = 6$—9, $m = 1$; остальные подгоночные параметры зависят от взаимодействующих атомов. Т. к. чисто ионного или ковалентного М. в. не существует, для оценки ионной составляющей в ионно-ковалентной связи вводят параметр электроотрицательность атомов элементов, к-рый определяется полусуммой потенциала ионизации и сродства к электрону. Разность электроотрицательностей взаимодействующих атомов примерно равна доле ионной составляющей в М. в.

Металлическое М. в. отличается нелокализованностью, ненасыщаемостью и ненаправленностью связей и определяется взаимодействием обобществлённого электронного газа с ионным остовом кристаллич. структуры. Наиб. выражены М. в. этого типа в кристаллах металлов и сплавов. Потенциал металлич. М. в. определяется выражением

$$V(r) = -\frac{a}{r} + \frac{b_1}{r^2} + \frac{b_2}{r^3} + b_3, \qquad (3)$$

где a, b_1, b_2, b_3 — подгоночные параметры, характеризующие конкретное М. в.

Физические (ван-дер-ваальсовы) М. в. целиком описывают взаимодействие атомов благородных газов, нек-рых органич. соединений и, кроме того, вносят вклад во взаимодействия др. типов. Электрич. взаимодействие мультиполей приводит к т. н. ориентационному взаимодействию, описываемому ф-лой

$$V(r) = -\frac{2}{3kT}\frac{d_1^2 d_2^2}{r^6}, \qquad (4)$$

где d_1, d_2 — дипольные моменты взаимодействующих частиц. М. в. не ограничивается взаимодействием лишь диполей.

Однако М. в. с участием квадруполей и мультиполей более высокого порядка малы и обычно ими можно пренебречь (они характерны для межмолекулярного взаимодействия). Примеры взаимодействия мультиполей — М. в. с участием возбуждённых атомов и молекул.

Поляризационное М. в. возникает при поляризац. смещении электронных оболочек взаимодействующих атомов; такие М. в. можно рассматривать как ослабленную форму чисто ионной связи. Поляризац. М. в. подразделяются на индукционные и дисперсионные. Индукц. энергия взаимодействия атомов в осн. состоянии всегда отвечает притяжению, а в возбуждённых электронных состояниях возможны и притяжение, и отталкивание; она определяется ф-лой Дебая — Фалькенхагена

$$V(r) = -\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)d_1 d_2}{r^6}. \qquad (5)$$

Дисперсионная энергия возникает благодаря чисто квантовомеханич. флуктуациям электронной плотности, не имеющим классич. аналога [Уонг (Wong), 1927]. Ф. Лондон (1930) дал общую теорию дисперсионных сил, объяснившую притяжение между атомами благородных газов и отталкивание на коротких расстояниях. Ф-ла для дисперсионного М. в. получается из решения ур-ния Шрёдингера методом теории возмущений:

$$V(r) = -\frac{3h}{2}\frac{\nu_1 \nu_1}{\nu_1 + \nu_2}\frac{\alpha_1 \alpha_2}{r_6}, \qquad (6)$$

где ν_1, ν_2 — характеристич. частоты возбуждения взаимодействующих атомов. Для сферически-симметричных систем поляризац. энергия определяется статич. *поляризуемостями* атомов, а дисперсионная — динамич. поляризуемости или *силами осцилляторов* квантовых переходов.

Релятивистские магнитные и запаздывающие электромагнитные М. в. необходимо учитывать на больших расстояниях между атомами. Вклады этого типа М. в. увеличиваются с ростом массы атомов и при их возбуждении (т. е. при увеличении их размеров и внутр. энергии). Прямой расчёт показывает, что М. в. магн. типа становятся заметными на расстояниях $\sim (10$—$100)r_Б$ ($r_Б$ — радиус Бора) даже для атомов гелия. Механизм проявления эл.-магн. запаздывания объясняется рассогласованием взаимной ориентации диполей за время распространения взаимодействия.

Учёт спиновых взаимодействий, вызывающих сверхтонкое расщепление спектральных линий, также оказывается необходимым на больших расстояниях (для атомов водорода при $r > 10r_Б$).

Водородная связь может быть как внутримолекулярной, так и межмолекулярной. Диапазон энергии Н-связей перекрывает весь энергетич. диапазон М. в. и делится на области сильных, средних и слабых Н-связей. Они играют важную роль в биол. соединениях и мн. биохим. процессах. Особенность Н-связи обусловлена тем, что благодаря малому радиусу (на порядок величины меньший, чем радиусы др. ионов) ион H^+ способен попадать в небольшие области между атомами. Напр., связь между молекулами воды определяется через протоны, к-рые одновременно связаны с «собственным» кислородом ковалентной внутримолекулярной связью и с кислородом др. молекулы ионной межмолекулярной связью (рис. 1). В табл. 1 приведены энергии связи и равновесные расстояния между атомами A и B, H и A при разл. типах М. в.

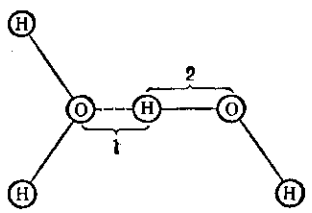


Рис. 1. Схема водородной связи в димере воды: *1* — ионная водородная межмолекулярная связь; *2* — ковалентная связь H — O.

Эксимерные М. в. Атомы инертных газов (и нек-рых др. элементов, напр. Hg) в возбуждённом состоянии проявляют свойства, сходные со свойствами атомов щелочных металлов. В частности, они образуют эксимерные молекулы с временем жизни от $4 \cdot 10^{-9}$ с (для ArF) до $4 \cdot 10^{-6}$ с (для Ar_2). Эксимерные образова-

Табл. 1.

Тип межатомного взаимодействия	Энергия взаимодействия, ккал/моль	Равновесное межатомное расстояние, Å	
		AB	HA
Ван-дер-ваальсово взаимодействие	0,01—0,1	3—4	—
H-связь:			
слабая	0,1—1,0	3,0—3,5	2,0—2,5
средняя	5,0—15,0	2,7—3,0	1,7—2,0
сильная	20—60	2,2—2,5	1,1—1,2
Химическая связь	40—200	1,0—2,0	—

ния, включающие атомы галогенов, имеют энергии связи, близкие к соответствующим молекулам. В табл. 2 приведены равновесные расстояния r_0 между атомами и энергии диссоциации D нек-рых эксимерных молекул и соответствующих им молекул галогенидов щелочных металлов.

Табл. 2.

Молекулы	r_0, Å	D, эВ
Kr*F	2,27	5,54
RbF	2,27	5,80
Xe*F	2,49	5,30
CsF	2,35	5,66
Xe*Cl	2,94	4,53
CsCl	2,91	4,87
Xe*Br	2,96	4,30
CsBr	3,07	4,71
Xe*I	3,31	4,08
CsI	3,35	4,39

Табл. 3.

Система	V_0, мэВ	r_0, Å
H—He	0,46	3,6
H—Ne	2,82	3,18
H—Ar	4,80	3,56
H—Kr	6,08	3,70
H—Xe	6,81	3,95
He—He	0,93	2,965
Ne—Ne	3,62	3,102
Ar—Ar	12,10	3,76
Kr—Kr	17,00	4,03
Xe—Xe	24,20	4,36

В эксимерной молекуле Ar_2F атомы связаны одновременно по ионному (фтор и возбуждённый аргон) и по ковалентному (атомы аргона) типам хим. связи.

К эксимерным М. в. следует отнести и резонансные М. в. между одинаковыми атомами, один из к-рых возбуждён и поэтому имеет деформированную электронную оболочку. Разнообразие М. в. обусловлено особенностями деформаций плотностей электронных оболочек взаимодействующих атомов. Большое число существующих разл. представлений потенциалов М. в. (только для упругих М. в. их имеется неск. десятков) лишь частично удовлетворяет практику, т. к. ни одна из предложенных ф-л не универсальна. Различные $V(R)$ имеют зону применимости либо по типам атомов, либо по расстояниям между ними, либо они привязаны к определ. типу первичной эксперим. информации. Значения параметров V вычисляются методом подгонки, обеспечивающей наилучшее согласие с выбранной матем. моделью явления.

Одной из наиб. универсальных оказалась ф-ла модифициров. потенциала Данема:

$$V(R) = V_0\left\{\left[b_0\left(1-\frac{r_0}{r}\right)^2\right]\left[1+\sum_{n=1}^{N} b_n\left(1-\frac{r_0}{r}\right)^n\right]\right\},$$

где V_0 — глубина потенциальной ямы; r_0 — равновесное значение r, соответствующее минимуму V; b_0, b_n — подгоночные параметры. Имеется относительно большая устойчивость числовых значений V_0 и r_0 при переходе к разл. представлениям V. Затруднённость аналитич. аппроксимации V всё чаще вынуждает ограничиваться численным табличным или графич. представлением $V = V(r_i)$, где r_i — межатомное расстояние и др. координаты взаимного расположения взаимодействующих атомов. На рис. 2 представлен безразмерный потенциал М. в. одинаковых атомов благородных газов. В таких координатах прекрасно соблюдается закон соответственных состояний. В табл. 3 приведены значения V_0 и r_0 также и для разл. пар атомов.



Рис. 2. Безразмерный потенциал взаимодействия симметричных пар атомов благородных газов. Отклонения от закона соответственных состояний для различных атомов укладываются в различную ширину линии графика.

В реальных атомно-молекулярных образованиях принцип парной аддитивности, при к-рой потенциал М. в. равен сумме парных потенциалов всех участников М. в., строго не выполняется, т. к. заряды нельзя считать точечными, их плотность имеет непрерывное пространственно-временно́е распределение, возмущаемое внеш. и собств. полями. Этот принцип приблизительно выполняется лишь для модифициров. парных потенциалов. В этом случае берутся парные потенциалы не изолированных пар взаимодействующих объектов, а их потенциалы в условиях, максимально приближённых к исследуемым. Приближение парного аддитивного потенциала часто используют для оценочных расчётов. Так, на основе аналитич. выражения для потенциала М. в. получены [Дж. К. Максвелл (J. C. Maxwell), Л. Больцман (L. Boltzmann)] явные выражения для коэф. диффузии, теплопроводности, вязкости (см. в ст. *Газ*), а позднее — коэф. вириальных разложений.

Квантовомеханич. расчёты реальных (наиб. простых) систем осуществлены с помощью адиабатич. приближения, учитывающего перемещение ядер (более медленное, чем движение электронов). Однако для М. в. атомов, быстро движущихся относительно друг друга, это приближение неприменимо. Адиабатич. приближение справедливо, когда время взаимодействия a/v (a — размер системы, v — скорость относит. перемещения атомов) много больше времени перехода между термами взаимодействующей системы (параметр Месси). На больших расстояниях при малых v для расчёта М. в. возбуждённых, ионизованных и др. систем иногда используют асимптотич. подход к решению ур-ния Шрёдингера.

Долгое время полагали, что потенциал М. в. зависит лишь от расстояния между взаимодействующими частицами, т. е. размерами самих частиц и их взаимной ориентацией пренебрегали, атомы считали сферически-симметричными. В настоящее время вводятся в рассмотрение анизотропные потенциалы М. в., к-рые более актуальны для межмолекулярного взаимодействия, но играют также важную роль для М. в. поляризов. атомов. На рис. 3 приведены зависимости от температуры второго вириального коэф., контролирующего характер М. в. для поляризованного и неполяризованного ^{3}He.

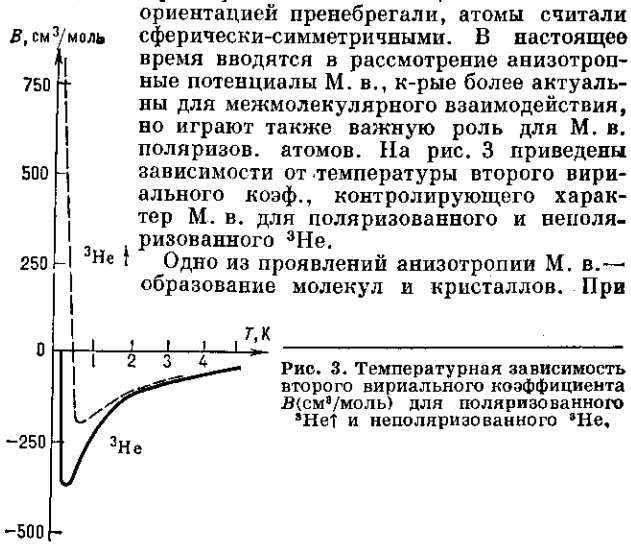


Рис. 3. Температурная зависимость второго вириального коэффициента B(см^3/моль) для поляризованного ^{3}He↑ и неполяризованного ^{3}He.

Одно из проявлений анизотропии М. в.— образование молекул и кристаллов. При их вхождении в более сложные системы симметрия отдельных структурных единиц может сохраниться или измениться в зависимости от симметрии их положения в образованных ими молекулах и кристаллах. Эти вопросы разрешаются в соответствии с принципом Кюри и принципом минимума энергии нового образования. Потенциал V в простейших системах (атомы и ионы водорода и гелия) может быть определён из решения ур-ния Шрёдингера. В подавляющем большинстве случаев V находится пу-

тём решения т. н. обратных задач по экспериментально найденным величинам, непосредственно зависящим от V. Наиб. точные значения потенциалов получают с помощью эксперим. данных по рассеянию *молекулярных и атомных пучков*; значение V находят также с помощью эмпирически полученных вириальных коэффициентов, из спектроскопич. данных, из нек-рых модельных расчётов.

Лит.: Torrens I. M., Interatomic potentials, N.Y.— L., 1972; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979; Леонас В. Б., Межмолекулярные взаимодействия и столкновения атомов и молекул, в кн.: Итоги науки и техники. Серия Физика атома и молекулы. Оптика. Магнитный резонанс, т. 1, М., 1980; Фано У., Фано Л., Физика атомов и молекул, пер. с англ., М., 1980; Галицкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М., Теория столкновения атомных частиц, М., 1981; СмирновБ. М., Возбужденные атомы, М., 1982; Лалоэ Ф. и др., Оптическая поляризация ядер гелия-3, «УФН», 1985, т. 147, в. 3, с. 433; Попов В. К., Мощные эксимерные лазеры и новые источники когерентного излучения в вакуумном ультрафиолете, там же, с. 587; Елецкий А. В., Смирнов Б. М., Физические процессы в газовых лазерах, М., 1985.

Ю. Н. Любитов.

МЕЖГАЛАКТИ́ЧЕСКИЙ ГАЗ — газовая компонента заполняющего Вселенную вещества, не входящая в галактики. М. г. наблюдается в окрестностях (коронах) *галактик*, скоплениях, сверхскоплениях, цепочках галактик и в больших областях, не содержащих галактик, расположенных между элементами *крупномасштабной структуры Вселенной* — сверхскоплениями и цепочками галактик.

В коронах галактик (на расстояниях до 100 кпк от галактик) горячий газ с темп-рой $T \approx (5—10)\cdot 10^6$ К и концентрацией частиц $n \sim 10^{-2}—10^{-3}$ см$^{-3}$ наблюдается по линиям поглощения тяжёлых элементов в оптич. спектрах источников, «просвечивающих» корону. В нек-рых случаях — по его тепловому радио- и рентг. излучению. Облака нейтрального водорода (HI) в окрестностях галактик обнаружены по *радиолинии водорода 21 см* (как в излучении, так и в поглощении). Отдельные облака HI регистрируются по поглощению в линии 21 см в спектрах квазаров вплоть до *красных смещений* $z \approx 2$. В *скоплениях галактик* горячий газ с темп-рой ок. 10^7 К и $n \sim 10^{-3}$ см$^{-3}$ обнаружен по тепловому излучению в рентг. диапазоне. Газ, входящий в сверхскопления и цепочки галактик, нагрет до $T \sim 10^6$ К и наблюдается только по линиям поглощения в спектрах квазаров и других удалённых точечных источников.

В спектрах далёких квазаров наблюдается «лес» линий поглощения, интерпретируемый как поглощение в водородной линии $L\alpha$ (смещённой из-за эффекта Доплера) маломассивными газовыми облаками, состоящими из ионизованного водорода с примесью нейтрального. В ряде случаев эта интерпретация подтверждается изучением отдельных участков абсорбционных спектров с разрешением по скоростям до 15—20 км/с. Однородная компонента нейтрального водорода не наблюдается при $z < 4$, и её концентрация не превосходит значения 10^{-11} $(1 + z)$ см$^{-3}$. Появились указания на заметный рост концентрации этой компоненты при $z > 4$.

М. г. сильно ионизован. Облака нейтрального водорода наблюдаются только в окрестностях галактик. В коронах и скоплениях галактик ионизация связана с высокой темп-рой газа. Газ, расположенный вдали от галактик, вероятно, был ионизован излучением квазаров и молодых галактик в период их образования. При низкой плотности этот газ не успел рекомбинировать и сохранил высокую степень ионизации. В скоплениях и коронах галактик М. г. содержит тяжёлые элементы (вплоть до железа) с относительной концентрацией, прибл. в 10 раз меньшей, чем на Солнце. Это связано с частичным перемешиванием М. г. с внутригалактич. газом. Состав газа вдали от галактик неизвестен.

Согласно оценкам, на долю обычного вещества (барионная компонента) приходится 10—15% массы Вселенной, причём в галактики входит лишь 20—30% барионной компоненты. Остальные 80—70% составляет М. г. Плотность светящегося вещества (галактики) определяется по измерениям ср. светимости единицы объёма с учётом ср. наблюдаемой *масса—светимость зависимости* для галактик. Ср. плотность барионной компоненты оценивается в рамках теории первичного (космологич.) нуклеосинтеза по наблюдаемому обилию ^{4}He, ^{2}H, и ^{7}Li (см. *Космология*). Однако эти оценки зависят от принятых моделей и их точность невысока.

Лит.: Cooling flows in clusters and Galaxies, ed. by A. C. Fabian Dordrecht — [a. o.], 1988.

А. Г. Дорошкевич.

МЕЖДОЛИ́ННЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ — см. в ст. *Многодолинные полупроводники.*

МЕЖДУНАРО́ДНАЯ ПРАКТИ́ЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУ́РНАЯ ШКАЛА́ (МПТШ-68) — установлена в 1968 Международным комитетом по мерам и весам, основана на 11 реперных точках (табл.). В МПТШ-68 различают

Основные реперные (постоянные) точки МПТШ-68

Состояние равновесия	Присвоенное значение: международные практические температуры	
	T_{68}, К*	t_{68}, °C
Тройная точка водорода	13,81	—259,34
Равновесие между жидкой и газообразной фазами водорода при давлении 33330,6 Па (25/76 нормальной атмосферы)	17,042	—256,108
Точка кипения водорода	20,28	—252,87
Точка кипения неона	27,102	—246,048
Тройная точка кислорода	54,361	—218,789
Точка кипения кислорода	90,188	—182,962
Тройная точка воды	273,16	0,01
Точка кипения воды	373,15	100
Точка затвердевания цинка	692,73	419,58
Точка затвердевания серебра	1235,08	961,93
Точка затвердевания золота	1337,58	1064,43

* За исключением тройных точек и одной точки равновесного водорода (17,042 К) присвоенные значения темп-р действительны для состояний равновесия при давлении 101325 Па (1 нормальная атмосфера).

международную практич. темп-ру Кельвина (T_{68}) и международную практич. темп-ру Цельсия (t_{68}):

$$t_{68} = T_{68} - 273{,}15\ \text{К}.$$

Промежуточные точки МПТШ-68 воспроизводятся по интерполяц. ф-лам. В диапазоне между 13,81 К и 630,74 °C (точка затвердевания сурьмы) в качестве эталонного прибора применяют платиновый термометр сопротивления (при $T < 100$ К используют также германиевый термометр), в диапазоне 630,74 °C —1064,43 °C— термопару с электродами платинородий (10% Rh) — платина, выше 1337,58 К (1064,43 °C) — спектральный пирометр с реперной точкой 1064,43 °C. В области низких темп-р МПТШ-68 доведена до 13,81 К; темп-ры в интервале 0,3—5,2 К определяют по упругости паров жидкого ^{4}He (шкала 1958) и жидкого ^{3}He (шкала 1962), ещё более низкие — термометрами сопротивления (угольными, из сверхпроводящих сплавов и др.) и магн. методами (см. *Низкие температуры*).

Темп-ра, определённая по МПТШ-68, в пределах погрешностей измерений совпадает с темп-рой по термодинамич. температурной шкале, принятой в физике за основную.

Лит.: Международная практическая температурная шкала. МПТШ-68, М., 1971.

МЕЖДУНАРО́ДНАЯ СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц (франц.— Sistème International d'Unités, сокращенное SI, в рус. транскрипции — СИ) — система единиц физ. величин, принятая 11-й Генеральной конференцией по мерам и весам (1960). М. с. е. разработана с целью замены сложной совокупности систем единиц и отд. внесистемных единиц, сложившейся на основе метрич. системы мер, и упрощения пользования единицами. В СССР введена с 1982 (ГОСТ 8.417—81). Достоинствами СИ являются её универсальность (охватывает все отрасли науки и техники) и согласованность производных единиц,

к-рые образуются по ур-ниям, не содержащим коэф. пропорциональности. Благодаря этому при расчётах, если выражать значения всех величин в единицах СИ, в ф-лы не требуется вводить коэф., зависящие от выбора единиц.

В табл. приведены наименования и обозначения (международные и русские) осн., дополнит. и нек-рых производных единиц М. с. е.

Единицы СИ

Величина	Наименование единицы	Обозначения	
		международное	русское
Основные единицы			
Длина	метр	m	м
Масса	килограмм	kg	кг
Время	секунда	s	с
Сила электрич. тока	ампер	A	А
Термодинамич. температура	кельвин	K	К
Сила света	кандела	cd	кд
Кол-во вещества	моль	mol	моль
Дополнительные единицы			
Плоский угол	радиан	rad	рад
Телесный угол	стерадиан	sr	ср
Производные единицы			
Площадь	квадратный метр	m^2	$м^2$
Объём, вместимость	кубич. метр	m^3	$м^3$
Частота	герц	Hz	Гц
Скорость	метр в секунду	m/s	м/с
Ускорение	метр на секунду в квадрате	m/s^2	$м/с^2$
Угловая скорость	радиан в секунду	rad/s	рад/с
Угловое ускорение	радиан на секунду в квадрате	rad/s^2	$рад/с^2$
Плотность	килограмм на кубич. метр	kg/m^3	$кг/м^3$
Сила	ньютон	N	Н
Давление, механич. напряжение	паскаль	Pa	Па
Кинематич. вязкость	квадратный метр на секунду	m^2/s	$м^2/с$
Динамич. вязкость	паскаль-секунда	Pa·s	Па·с
Работа, энергия, кол-во теплоты	джоуль	J	Дж
Мощность	ватт	W	Вт
Кол-во электричества	кулон	C	Кл
Электрич. напряжение, электродвижущая сила	вольт	V	В
Напряжённость электрич. поля	вольт на метр	V/m	В/м
Электрич. сопротивление	ом	Ω	Ом
Электрич. проводимость	сименс	S	См
Электрич. ёмкость	фарад	F	Ф
Магн. поток	вебер	Wb	Вб
Индуктивность	генри	H	Гн
Магн. индукция	тесла	T	Тл
Напряжённость магн. поля	ампер на метр	A/m	А/м
Магнитодвижущая сила	ампер	A	А
Энтропия	джоуль на кельвин	J/K	Дж/К
Теплоёмкость удельная	джоуль на килограмм-кельвин	J/(kg·K)	Дж/(кг·К)
Теплопроводность	ватт на метр-кельвин	W/(m·K)	Вт/(м·К)
Интенсивность излучения	ватт на стерадиан	W/sr	Вт/ср
Волновое число	единица на метр	m^{-1}	$м^{-1}$
Световой поток	люмен	lm	лм
Яркость	кандела на квадратный метр	cd/m^2	$кд/м^2$
Освещённость	люкс	lx	лк

Первые три осн. единицы (метр, килограмм, секунда) позволяют образовывать согласованные производные единицы для всех величин, имеющих механич. природу, остальные добавлены для образования производных единиц величин, не сводимых к механическим: ампер — для электрич. и магн. величин, кельвин — для тепловых, кандела — для световых и моль — для величин в области молекулярной физики и химии.

Наименования десятичных кратных и дольных единиц образуются при помощи спец. приставок.

Лит.: Сена Л. А., Единицы физических величин и их размерности, 3 изд., М., 1989; Бурдун Г. Д., Справочник по Международной системе единиц, 3 изд., М., 1980; Чертов А. Г., Единицы физических величин, М., 1977.

К. П. Широков.

МЕЖЗВЁЗДНАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ — линейная (реже круговая) поляризация излучения далёких звёзд. Линейная М. п. характеризуется степенью поляризации P (чаще всего выражается в процентах) и позиционным углом θ, задающим плоскость преимуществ. колебаний электрич. вектора приходящего излучения (см. *Поляризация света*). Круговая М. п. описывается степенью поляризации q и её знаком, показывающим направление вращения электрич. вектора. Эти характеристики могут быть выражены через *Стокса параметры*:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad \mathrm{tg}2\theta = \frac{U}{Q}, \quad q = \frac{V}{I}.$$

Явление линейной М. п. связано с линейным *дихроизмом* межзвёздной среды, обусловленным присутствием в ней несферических ориентированных пылинок. Оно было обнаружено в 1949 У. А. Хилтнером (W. A. Hiltner), Дж. С. Холлом (J. S. Hall) и В. А. Домбровским, а к сер. 80-х гг. измерения поляризации проведены для более чем 10 000 звёзд. Позиц. углы линейной поляризации θ коррелированы в масштабах всей Галактики и, по-видимому, достаточно хорошо отражают направления компонента межзвёздного магн. поля, перпендикулярного лучу зрения. Существование связи между направлениями ориентации пылинок и магн. полями подтверждается распределением θ в спиральных рукавах. Картина, представленная на рис. 1, соответствует ориентации пылинок, при к-рой малые оси несферич. частиц в среднем параллельны силовым линиям магн. поля, а их угл. момент процессирует вокруг направления магн. поля.

Для неск. сотен звёзд изучена зависимость степени поляризации от длины волны λ. В большинстве случаев зависимость $P(\lambda)$ достаточно хорошо описывается эмпирич. ф-лой К. Серковского (K. Serkowski):

$$\frac{P(\lambda)}{P_{\text{макс}}} = \exp\left[-1{,}15\ln^2\left(\frac{\lambda_{\text{макс}}}{\lambda}\right)\right],$$

где $P_{\text{макс}}$ — макс. степень поляризации, $\lambda_{\text{макс}}$ — соответствующая длина волны. Величина $P_{\text{макс}}$ составляет 1—3%, иногда достигая 10%. Отношение $P_{\text{макс}}$ к избытку цвета (см. *Астрофотометрия*) звезды E_{B-V} используют как характеристику поляризующей способности межзвёздной среды в данном направлении. Из анализа данных наблюдений найдено, что $P_{\text{макс}}/E_{B-V} \lesssim 9\%$ (E_{B-V} в звёздных величинах). Значение $\lambda_{\text{макс}}$ для большинства звёзд заключено в пределах от 0,5 до 0,6 мкм, хотя есть звёзды, для к-рых $\lambda_{\text{макс}}$ достигает 0,8 мкм. По данным наблюдений получено соотношение между $\lambda_{\text{макс}}$ и отношением R полного поглощения к селективному (см. *Межзвёздное поглощение*): $R \simeq 5{,}6\,\lambda_{\text{макс}}$ ($\lambda_{\text{макс}}$ в мкм). Найденные в ряде случаев изменения θ с длиной волны свидетельствуют о присутствии на луче зрения неск. облаков с разл. ориентацией пылинок.

Существование зависимости $\theta(\lambda)$ обычно сопровождается наличием у звезды ещё и небольшой круговой М. п. Она была открыта в 1972 Дж. Ч. Кемпом (J. Ch. Kemp) и группой под руководством П. Мартина (P. Martin). Круговая М. п. связывается с линейным *двойным лучепреломлением* межзвёздной среды, при к-ром линейно поляризованное излучение трансформируется в эллиптически поляризованное. Круговая М. п. надёжно зафиксирована для двух десятков звёзд. Обычно $q(\lambda) \lesssim 0{,}02\%$; наиб. значение получено для протозвёздного объекта Беклина — Нейгебауэра в созвездии Ориона, $q \simeq 1{,}6\%$, $\lambda = 2{,}2$ мкм (степень эллип-

тичности приходящего излучения $q/P \simeq 0{,}08$). На нек-рой длине волны λ_c круговая М. п. меняет знак (рис. 2). Как правило, это происходит вблизи $\lambda_{макс}$, т. е. $\lambda_c \approx \lambda_{макс}$.

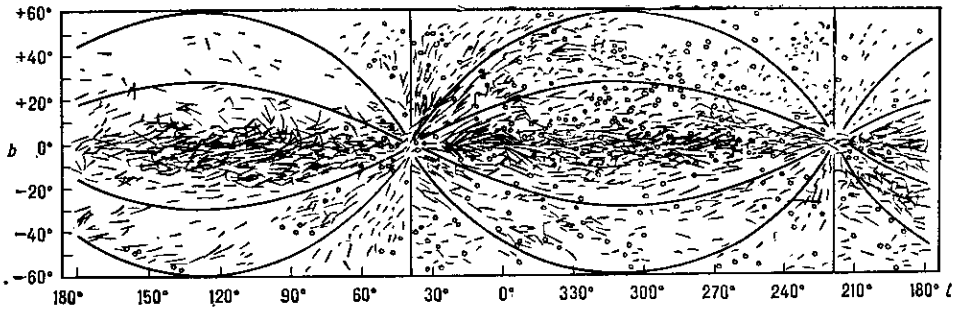


Рис. 1. Распределение межзвёздной линейной поляризации в Галактике. Длина чёрточек пропорциональна степени наблюдаемой поляризации. Кружочками обозначены звёзды с нулевой поляризацией. Дуговые линии показывают ход силовых линий межзвёздного магнитного поля, которые, по данным оптической поляризации, сходятся в точках с галактическими координатами: $l = 39°$, $b = 0°$ и $l = 219°$, $b = 0°$.

Интерпретацию наблюдений М. п. обычно проводят совместно с данными наблюдений межзвёздного поглощения. Гладкая зависимость $P(\lambda)$ и условие $\lambda_c \approx \lambda_{макс}$ не могут быть объяснены, если осн. компонентом пыли являются металлы или графит. Поэтому обычно рассматривают диэлектрич. частицы (силикатные, ледяные). Зная величину $\lambda_{макс}$, можно оценить размер пылевых частиц, а отношение $P_{макс}/E_{B-V}$ позволяет судить о степени и направлении ориентации пылинок, если известен механизм их ориентации.

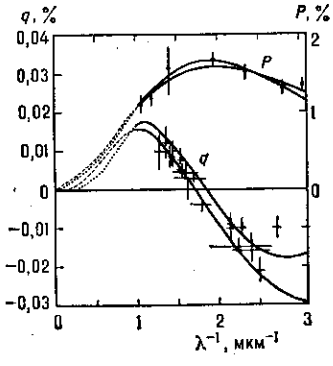


Рис. 2. Наблюдаемые и теоретические зависимости $P(\lambda)$ и $q(\lambda)$ для звезды σSco. Кривые—результаты расчётов для модели цилиндрических частиц с показателями преломления $m = 1{,}5$ (точки) и $m = 1{,}5-0{,}1i$ (штриховые).

Ориентация пылинок может происходить под действием магн. полей, анизотропных потоков газа или излучения, однако во всех случаях при наличии даже очень слабого магн. поля его направление становится и направлением ориентации пылинок. Среди рассматриваемых механизмов ориентации наиб. популярным долгое время остаётся механизм динамич. ориентации пылинок в магн. поле, предложенный Л. Дейвисом (L. Davies) и Дж. Л. Гринстейном (J. L. Greenstein) в 1951. В его рамках предполагается, что в диэлектрич. частицы равномерно вкраплены атомы железа. Это придаёт пылинкам парамагн. свойства. Столкновения несферич. пылинки с частицами окружающего газа приводят к её вращению с угл. скоростью $\sim 10^5-10^6$ рад/с. Взаимодействие магн. момента пылевой частицы (он может возникать даже у нейтральной вращающейся парамагн. пылинки из-за *Барнетта эффекта*) со слабым межзвёздным магн. полем ведёт к прецессии угл. момента пылинки относительно направления магн. поля. При этом из-за эффекта парамагн. релаксации (см. *Парамагнетизм*) тормозится вращение пылинки вокруг осей, не совпадающих с направлением поля, и пылинки в ср. ориентируются малой осью вдоль направления магн. поля. Время ориентации пылинок вследствие парамагн. релаксации $\sim 10^7$ лет в облаке с темп-рой газа 100К. Однако это время может быть существенно меньше, если пылинка раскручивается до угл. скоростей $\sim 10^9$ рад/с. Последнее может быть обусловлено выбросом с её поверхности образующихся молекул H_2 («реактивная вертушка» Пёрселла). Такой механизм ориентации может работать в молекулярных облаках.

Лит.: Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А., Распространение и поляризация излучения в космической среде, М., 1979; Вощинников Н. В., Межзвездная пыль, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследование космического пространства, т. 25, М., 1986. *Н. В. Вощинников.*

МЕЖЗВЁЗДНАЯ ПЫЛЬ — твёрдые частицы размером от тысячных до неск. десятых долей микрона. Распределение М. п. в Галактике коррелирует с распределением межзвёздного газа; отношение содержаний (по массе) пыли и газа составляет в ср. 0,01.

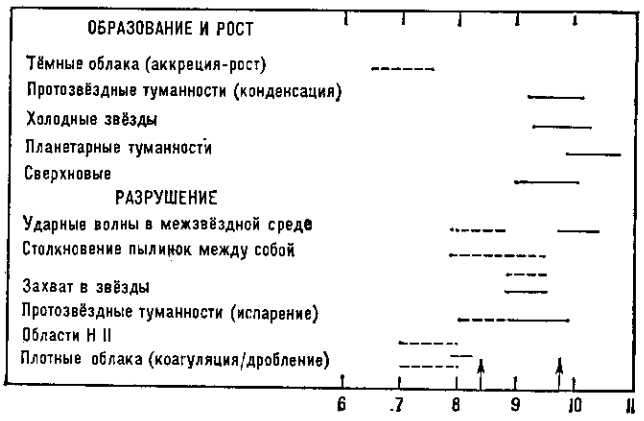
Пылевые частицы воздействуют на мн. физ. процессы, происходящие в межзвёздной и межпланетной среде. Их присутствие проявляется как прямо, так и косвенно. Пылинки ослабляют излучение далёких звёзд (см. *Межзвёздное поглощение*), изменяя его спектральный состав и состояние поляризации. Свечение хвостов комет, отражательных и диффузных туманностей, а также такие явления, как зодиакальный и диффузный галактич. свет, в той или иной мере обусловлены излучением, рассеянным пылью. ИК-излучение нагретых пылевых частиц наблюдается в спектрах планетарных туманностей, областей HII, околозвёздных оболочек и нек-рых галактик. Наличие пыли может в значит. степени видоизменить ионизац. структуру туманностей и влияет на тепловой баланс межзвёздного газа. Как хладагенту М. п. отводится существ. роль в совр. теориях образования звёзд и планет. Наконец, на поверхности пылевых частиц могут образовываться нек-рые из молекул, обнаруженных в межзвёздной среде (в частности, H_2). Анализ наблюдательных данных показывает, что в межзвёздной среде имеются несферич. пылинки субмикронных размеров, состоящие из тугоплавкого ядра и оболочки из летучих элементов, а также очень маленькие силикатные и углеродные частицы, ответственные за поглощение в далёкой УФ-области спектра.

Образование тугоплавких частиц происходит в результате фазовых переходов газ — твёрдое тело в плотных областях с темп-рами 500—2000 К. Необходимые условия, по-видимому, существуют во внеш. частях атмосфер звёзд-гигантов и сверхгигантов (см. *Светимости классы*) поздних *спектральных классов*, оболочках новых и сверхновых звёзд, планетарных туманностях и в газово-пылевых сгущениях при возникновении протозвёзд. В атмосферах холодных звёзд сначала образуются очень тугоплавкие зародыши. Вместе с газом они перемещаются в более высокие и холодные слои, где проводят меньше времени из-за ускорения движения. В этих слоях выпадает в твёрдую фазу лишь часть элементов с низкими темп-рами конденсации.

В атмосферах т. н. углеродных звёзд возникают частицы из графита (или аморфного углерода) и карбида кремния, а в атмосферах кислородных звёзд — силикатные частицы. Размер тугоплавких пылинок может достигать десятых долей микрона. Холодные звёзды поставляют в межзвёздную среду не менее 10% тугоплавких ядер конденсации, необходимых для

объяснения происхождения М. п. Вклад остальных источников не определён.

В межзвёздных облаках ядра конденсации довольно быстро обрастают оболочками из летучих элементов путём физ. адсорбции атомов наиб. распространённых элементов H, C, N и O. Даже если вероятность прилипания атомов равна всего лишь 0,1, радиус частиц увеличивается до 0,2 мкм за 10^9 лет, что может быть меньше ср. времени жизни пылинки. Сублимация является



Оценки характерных времён образования, роста и разрушения межзвёздных пылинок. Сплошными линиями нанесены данные для пылинок, состоящих из тугоплавких веществ, штриховыми — для пылинок, состоящих из летучих веществ. Для сравнения стрелками указаны возраст Солнца (правая стрелка) и период вращения Галактики на расстоянии, соответствующем расстоянию Солнца от галактического центра.

одним из осн. процессов разрушения М. п. при росте её темп-ры. Кроме того, оболочки пылинок, состоящие из летучих элементов, могут испаряться в областях HII. Бомбардировка поверхности пылинок атомами, ионами или молекулами, имеющими большие скорости, приводит к физ. разрушению частиц. Пылинки в межзвёздной среде дробятся в результате столкновений друг с другом со скоростями $\gtrsim 20$ км/с, однако при столкновениях со скоростями $\lesssim 1$ км/с идёт процесс коагуляции (слипания). Характерные времена образования, роста и разрушения М. п. представлены на рис.

Лит.: Martin P. G., Cosmic dust, Oxf., 1978; Вощинников Н. В., Межзвездная пыль, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства, т. 25, М., 1986. *Н. В. Вощинников.*

МЕЖЗВЁЗДНАЯ СРЕДА — материя, заполняющая пространство между звёздами внутри галактик. Материя в пространстве между галактиками наз. межгалактич. средой (см. *Скопления галактик*, *Межгалактический газ*). Газ в оболочках вокруг звёзд (околозвёздные оболочки) часто рассматривается вместе со звёздами. Среда в Солнечной системе наз. *межпланетной средой*. М. с. присутствует во всех галактиках, но в существенно разном кол-ве в зависимости от типа *галактик*.

Осн. составляющая М. с.— *межзвёздный газ*, состоящий на 90% (по числу атомов) из водорода. Он довольно равномерно перемешан с *межзвёздной пылью*, составляющей ок. 1% массы М. с., пронизан магн. полями и эл.-магн. излучением (см. *Фоновое космическое излучение* и *Магнитные поля галактик*), к-рые также являются компонентами М. с. Все компоненты М. с. тесно взаимосвязаны.

Осн. наблюдат. проявления М. с.— межзвёздное ослабление (экстинкция) света, вызванное поглощением и рассеянием света (см. *Межзвёздное поглощение*) межзвёздной пылью, *межзвёздная поляризация* света, межзвёздные линии поглощения, оптич., радио-, ИК- и УФ-излучения светлых *туманностей*, радиолинии водорода, гелия и др. элементов, радио-, субмиллиметровые, ИК- и УФ-линии молекул в М. с., в т. ч. явление космич. *мазеров*. ИК-излучение межзвёздных пыли и газа, синхротронное излучение электронов *космических лучей* в магн. полях галактик, мерцания радиоизлучения пульсаров на неоднородностях М. с., рентг. и гамма-излучения М. с.

Наиб. плотна М. с. (ок. 10^{-22}—10^{-23} г/см^3 и до 10^{-18}—10^{-12} г/см^3 в конденсациях малого размера) в центрах галактик и вблизи плоскостей спиральных и неправильных галактик. Хотя и в меньших кол-вах, все компоненты М. с. представлены и в др. частях галактик. В М. с. выделяются туманности (в частности, *зоны HII*), молекулярные облака и т. н. корональный газ, или «горячая фаза» М. с. (темп-ра $\sim 10^6$ К).

Плотности энергии кинетич. движений газа (без учёта регулярного вращения вокруг центра галактики), космич. лучей и магн. полей в М. с. примерно равны между собой, вследствие чего М. с. является очень динамичной системой со сложной структурой.

М. с. находится в непрерывном взаимодействии со звёздами и межгалактич. средой, обмениваясь с ними веществом. Из М. с. образуются звёзды (см. *Звездообразование*), а вещество, обогащённое тяжёлыми элементами при ядерных реакциях в звёздах, пополняет М. с. Этот процесс — основа хим. эволюции галактик и вообще вещества во Вселенной.

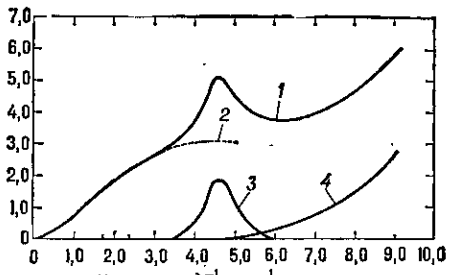
Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Межзвездная среда, М., 1963; их же, Физика межзвездной среды, М., 1979; Космическая газодинамика, под ред. Х.-Дж. Хабинга, пер. с англ., М., 1972; Спитцер Л., Физические процессы в межзвездной среде, пер. с англ., М., 1981; Бочкарёв Н. Г., Основы физики межзвездной среды, М., 1990. *Н. Г. Бочкарёв.*

МЕЖЗВЁЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ (межзвёздное ослабление, межзвёздная экстинкция) — результат рассеяния и истинного поглощения света межзвёздной пылью. Характерная особенность М. п.— его селективность (зависимость от длины волны λ). М. п. вызывает изменение распределения энергии в наблюдаемых спектрах далёких звёзд и др. объектов. Поскольку в синей части видимой области спектра М. п. больше, чем в красной, оно приводит к *межзвёздному покраснению* далёких объектов.

Величина М. п. A выражается в *звёздных величинах*. Сравнивая показатели цвета покрасневшей и непокрасневшей звёзд одного и того же *спектрального класса* и *светимости класса*, находят избыток цвета звезды, обычно E_{B-V}, представляющий собой разность поглощений $A_B - A_V$ (см. *Астрофотометрия*). Для перехода к абс. значению поглощения служит множитель $R = A_V/E_{B-V}$. В ср. $R = 3{,}1$, однако в тёмных облаках возможны отклонения в сторону бо́льших R (до 5—6).

Для построения кривой М. п. (зависимости величины М. п. от λ) обычно используют звёзды спектральных классов O и B из-за их большой светимости и бедности деталями в спектре. В видимой части спектра ($\lambda = 0{,}3$—$0{,}9$ мкм) она приблизительно следует закону λ^{-1} и несильно различается в разных областях неба. В ИК- и УФ-частях спектра различия кривых М. п. для отд. звёзд, даже расположенных в одних и тех же участках неба, велики. Частично это объясняется худшей точностью наблюдений в этих диапазонах по сравнению с видимым. В ИК-спектрах сильно покрасневших звёзд обнаружена межзвёздная полоса поглощения вблизи $\lambda = 9{,}7$ мкм, приписываемая силикатным пылинкам типа форстерита (Mg_2SiO_4) или энстатита ($MgSiO_3$). Эта полоса видна в поглощении в спектрах объектов, погружённых в молекулярные облака, и в эмиссии в спектрах ряда звёзд, туманностей и галактик. В спектрах звёзд с $A_V \geqslant 5^m$, как правило, наблюдается полоса поглощения льда на $\lambda = 3{,}1$ мкм. В УФ-части кривой М. п. около $\lambda^{-1} = 4{,}6$ мкм$^{-1}$ обычно выделяется широкий пик; положение его максимума для всех звёзд практически одинаково ($\lambda_{макс} = 2175 \pm 25$ Å), ширина ≈ 480 Å, высота $E_{\lambda_{макс}-3320Å} = 5{,}11 \cdot E_{B-V}$.

Наблюдения М. п. интерпретируются на основе теории *рассеяния света* малыми частицами (рис.). М. п. в разных областях спектра находят, учитывая зависимость от λ суммы эфф. сечений поглощения всех частиц в столбе единичного сечения вдоль луча зрения. В видимой и ИК-частях спектра М. п. в осн. обусловлено рассеянием света диэлектрич. частицами, ср. радиус к-рых 0,10—0,15 мкм. Такие пылинки состоят из тугоплавкого (скорее всего, силикатного) ядра и оболочки



Вклад различных частиц в кривую межзвёздного поглощения: *1* — суммарная кривая; *2* — рассеивающие частицы с радиусами 0,10—0,15 мкм; *3* — поглощающие частицы с радиусами 0,01—0,02 мкм; *4* — рассеивающие частицы с радиусами 0,005—0,01 мкм. По оси ординат — поглощение (произвольные единицы), по оси абсцисс — λ^{-1}, $мкм^{-1}$. Показано положение центров полос *B* и *V*.

из замёрзших H_2O, NH_3, CH_4 с вкрапленными атомами железа и др. металлов. *Альбедо* частиц $\approx 0{,}7$—$0{,}8$, а их форма несферическая (на это указывает существование *межзвёздной поляризации* света). Пик ок. $\lambda^{-1} = 4{,}6$ $мкм^{-1}$ создают углеродные пылинки с радиусами 0,01—0,02 мкм и альбедо $\approx 0{,}3$, а дальнейший подъём кривой М. п. к $\lambda^{-1} = 9$ $мкм^{-1}$ вызывают силикатные частицы с радиусами 0,005—0,01 мкм и альбедо $\approx 0{,}6$. Форма таких частиц, по-видимому, близка к сферической, а их число в единицах объёма примерно в 1000 раз превышает число пылинок, ответственных за М. п. в видимой части спектра.

Величина М. п., рассчитанная на единицу расстояния, изменяется в широких пределах в зависимости от направления. В окрестностях Солнца в плоскости Галактики $A_V \approx 2^m$ $кпк^{-1}$; для создания такого поглощения требуется 10^9—10^{10} пылевых частиц на луче зрения. С удалением от плоскости Галактики A_V уменьшается по закону косеканса. Установлена связь между A_V и числом атомов водорода (N_H) на луче зрения, $A_V = 5{,}2 \cdot 10^{-22} \cdot N_H$ (N_H — в $см^{-2}$, A_V — в звёздных величинах). Это соотношение является численным выражением корреляции распределений газа и пыли, наблюдаемых в Галактике.

В рентг. области спектра излучение в осн. поглощается межзвёздным газом, а межзвёздная пыль вызывает образование гало вокруг космич. источников рентг. излучения.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979; Вощинников Н. В., Межзвёздная пыль, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследование космического пространства, т. 25, М., 1986.

Н. В. Вощинников.

МЕЖЗВЁЗДНЫЙ ГАЗ — осн. компонент межзвёздной среды, составляющий ок. 99% её массы. М. г. заполняет практически весь объём галактик. Наиб. изучен М. г. в Галактике. М. г. характеризуется большим разнообразием возникающих в нём структур, физ. условий и протекающих процессов. Темп-ра колеблется от 4—6 К до 10^7 К и выше, концентрация частиц n от $\sim 10^{-4}$ до 10^{10-12} $см^{-3}$. Условиями в М. г. определяется характер *звездообразования*, а следовательно, и эволюции галактик.

Распределение и движение М. г. Наиб. бедны М. г. эллиптич. (E) *галактики*. Следы М. г. ($\lesssim 0{,}1\%$ от массы галактики, $M_Г$) обычно заметны только в гигантских E-галактиках. В линзовидных (SO) галактиках также отмечаются обычно лишь следы М. г. В спиральных (S) галактиках М. г. составляет обычно 1—10% $M_Г$, точнее, массы, заключённой в сфере с т. н. холмберговским радиусом, ограничивающим оптически наблюдаемую часть галактики. В Галактике, являющейся типичной спиральной галактикой, масса М. г. $\approx 4 \cdot 10^9$ $M_\odot$ ($M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца) $\approx 2\%$ $M_Г$; распределена поровну между областями атомарного и молекулярного М. г. В неправильных (*I*) галактиках масса М. г. обычно превышает 10% от массы галактики.

В E-галактиках М. г. сосредоточен обычно около их центра. В ряде гигантских E-галактик, являющихся *радиогалактиками*, М. г. присутствует также и на периферии (напр., Cen A, Cyg A). В др. типах галактик М. г. расположен гл. обр. около плоскостей галактик, в слое толщиной порядка сотен парсек, а в S-галактиках также в ядре, являясь непременным атрибутом всех активных ядер галактики и квазаров (см. *Объекты с активными ядрами*).

В дисках S-галактик поверхностная плотность (σ) и объёмная концентрация М. г. чаще всего достигают максимума в кольце на расстоянии от центра галактики ($R_Г$), равном неск. кпк (в Галактике — 5 кпк, здесь $n = 2$—3 $см^{-3}$, $\sigma = 10^{21}$ $см^{-2}$), и спадают как внутрь, так и наружу (в последнем случае много медленнее, чем поверхностная яркость; в крупных галактиках следы М. г. видны до $R_Г = 30$—50 кпк и более). В нек-рых галактиках σ нарастает до самого центра. На периферии слой М. г. утолщён до неск. кпк и часто искривлён. Осн. часть М. г. собрана в спиральных ветвях, особенно вблизи их внутр. частей, в виде гигантских газопылевых комплексов. В гало S-галактик М. г. разрежен (в ср. $n < 10^{-2}$ $см^{-3}$, в Галактике на высоте 5 кпк от её плоскости $n \approx 3 \cdot 10^{-4}$ $см^{-3}$) и имеет темп-ру $T \gtrsim 10^5$ К. В него вкраплен более плотный холодный газ, гл. обр. в виде высокоскоростных облаков водорода и планетарных туманностей.

В S- и I-галактиках М. г. вращается вокруг центра вместе со звёздами по траекториям, близким к круговым. На регулярное движение накладываются т. н. пекулярные скорости v (в ср. $v \simeq 6$—15 км/с). Возмущения v при прохождении М. г. через спиральные ветви иногда достигают 100 км/с. В ряде туманностей наблюдаются ещё большие значения v.

Состав М. г. Распространённость элементов в М. г. примерно такая же, как и в атмосферах звёзд: 90% атомов водорода, $\approx 10\%$ атомов гелия. Все др. элементы вместе составляют ок. 0,1% по числу атомов (относительное содержание по массе, $Z \approx 2\%$). Однако их роль в М. г. очень велика. По сравнению с составом атмосферы Солнца в М. г. заметен дефицит мн. элементов, особенно Al, Ca, Ti, Fe, Ni, распространённости к-рых понижены в десятки и сотни раз за счёт конденсации их в *межзвёздную пыль*.

Наблюдаются градиенты состава М. г. вдоль радиусов галактик. В Галактике Z изменяется вдоль радиуса в неск. раз. Имеются также градиенты изотопного состава. На регулярный ход состава наложены флуктуации. Неоднородность состава М. г. объясняется хим. эволюцией галактик — обогащением М. г. тяжёлыми элементами, выработанными при ядерных реакциях в звёздах.

Структура, физические условия и динамика М. г. Структура М. г. неоднородна. Он состоит из облаков с разл. массами, размерами и физ. условиями. Наиб. крупными образованиями являются, видимо, т. н. сверхоблака размером 1—2 кпк, к-рые содержат внутри себя все др. структуры. Около половины массы М. г. в Галактике собрано в ≈ 5000 гигантских молекулярных облаков (типичная масса $\approx 3 \cdot 10^5$ $M_\odot$, диам. $d \approx 50$ пк, $n \approx 300$ $см^{-3}$, темп-ра $T = 10$—30 К), расположенных в слое толщиной менее 100 пк гл. обр. в кольце с $R_Г = 4$—8 кпк. Вещество их находится в осн. в молекулярной форме. В них найдено ок. 60 разл. молекул (см. *Молекулы* в межзвёздной среде). Преобладают молекулы H_2 (99,99%) и CO (ок. 0,01% по числу молекул).

Имеются более мелкие молекулярные облака (тёмные и чёрные облака, гигантские глобулы и др. с $n = 10^2 - 10^4$ см$^{-3}$, $T \approx 10 \div 20$ К, $d \lesssim 1$ пк). В молекулярных облаках часто встречаются уплотнения с $n > 10^5$ см$^{-3}$, T — от 4—6 К и более, массой $M \sim 1$—100 $M_\odot$, а вблизи мощных источников энергии — мазерные конденсации с $n \simeq 10^{5-10}$ см$^{-3}$, $M \sim 10^{-5}\ M_\odot$. Вблизи горячих звёзд и их групп имеются *зоны HII*.

Перечисленные выше области содержат более половины массы М. г., но занимают ок. 0,01% объёма. Около половины объёма М. г. занято областями атомарного водорода (HI), распадающимися на межзвёздные облака ($T \simeq 80$ К, $n = 1$—100 см$^{-3}$, $d \sim 10$ пк, $M = 10$—1000 $M_\odot$) и межоблачную среду, или т. н. тёплые области HI ($T = 7000$—10000 К, $n \approx 0{,}1$ см$^{-3}$). В областях HI водород и гелий слабо ионизованы. Остальная часть объёма занята гл. обр. областями т. н. коронального газа, или горячей фазой М. г. ($T = 3 \cdot 10^5 - 10^6$ К, $n = 0{,}003$—0,01 см$^{-3}$, иногда 0,001—0,1 см$^{-3}$, $d = 50$—300 пк), в окрестностях к-рого имеются также зоны HII низкой плотности ($T \sim 10^4$ К, $n = 0{,}1$—1 см$^{-3}$, $d = 1$—50 пк) и области HI с $T = 300$—5000 К (неск. % по объёму). Кроме этого, в М. г. имеются *туманности*, образованные очень сильными (*Маха число* до 10^4) ударными волнами, созданными *звёздным ветром* и вспышками сверхновых и новых звёзд (см. *Остатки вспышек сверхновых*). М. г. в них нагрет до 10^{6-7} К и более.

Большинство структур М. г. находится в состоянии, далёком от газодинамического, а иногда и теплового равновесия. Характерные времена динамич. процессов в М. г. $t \simeq d/v_{зв} \sim 10^{5-8}$ лет ($v_{зв}$ — скорость звука). За такое время большинство структур М. г. разрушается. Особенно сложна и динамична структура М. г. в областях звездообразования. Их типичный размер 100—500 пк. В них собраны в единый комплекс гигантские молекулярные облака, протяжённые и компактные зоны HII, ИК-туманности — протозвёзды, космич. мазеры на молекулах H_2O, OH, CH_3OH и т. д.

Наряду с крупномасштабной структурой (туманности, облака) М. г. имеет сложную мелкомасштабную структуру — волокна, конденсации и т. д. с масштабами до 0,1—0,001 пк и менее. Возникают они под действием разл. гидродинамич. и магнитогидродинамич. неустойчивостей. Вытянутая форма часто обусловлена межзвёздными магн. полями.

Физические процессы в М. г. Условия в М. г. далеки от термодинамич. равновесия. Поэтому анализ условий в М. г. проводится на основе ур-ний статистич. баланса, учитывающих элементарные процессы, определяющие населённости уровней энергии атомов, ионов, молекул, их ионизацию и рекомбинацию, а также образование и разрушение молекул, нагрев и охлаждение среды. Обычно в М. г. с хорошей точностью устанавливается *Максвелла распределение* по скоростям — в ударных волнах отдельно для электронов и ионов, в др. случаях — общее для всех частиц, что позволяет говорить о темп-ре М. г. Отклонения населённостей уровней от *Больцмана распределения* обычно очень велики. Особенно ярко они проявляются в космич. мазерах. Населённость уровней, определяющая интенсивность спектральных линий и непрерывного спектра, формируется под влиянием столкновительных и радиативных процессов и нередко рекомбинац. заселением уровней.

Осн. механизмами ионизации М. г. являются фотоионизация, а также, по-видимому, ионизация низкоэнергичной частью *космических лучей* (субкосмич. лучами) и тепловыми электронами. В активных галактич. ядрах преобладает фотоионизация рентг. излучением. Важна роль *оже-эффекта* и реакций *перезарядки ионов* с атомами H и He, радиативной и *диэлектронной рекомбинаций*.

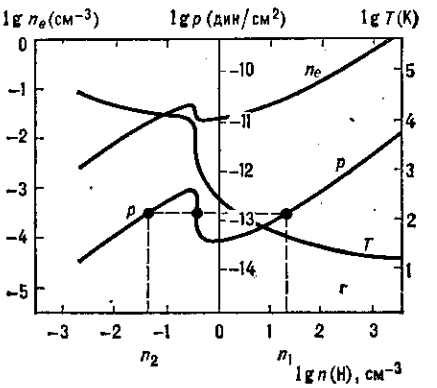
Кинетика химическая М. г. определяется как газофазными реакциями, так и реакциями на поверхности пылинок. Среди газофазных реакций важны лишь бинарные процессы. Определяющую роль в поддержании разнообразия молекул играют ионно-молекулярные реакции, не имеющие активац. барьеров. Они важны, несмотря на очень низкую ($\sim 10^{-8}$) степень ионизации М. г. в молекулярных облаках. В совр. М. г. (в отличие от условий в ранней Вселенной, см. *Космология*) молекулы H_2 образуются на поверхности пылинок. Молекулы разрушаются УФ-излучением звёзд. Поэтому М. г. молекуляризован только в плотных облаках, центр. части к-рых экранированы от УФ-излучения межзвёздной пылью.

М. г. нагревается УФ-, мягкими рентг. и субкосмич. лучами, а также ударными волнами. Объёмное охлаждение происходит в осн. при излучении в спектральных линиях тепловой энергии, затраченной на возбуждение уровней, а также за счёт тормозного и рекомбинац. излучений в непрерывном спектре. В зависимости от темп-ры М. г. преобладает излучение в непрерывном спектре ($T \gtrsim 10^7$ К) либо в спектральных линиях — рентгеновских ($T = 10^{6-7}$ К), УФ- ($T = 10^{4-6}$ К), оптических ($T = 5000$—10000 К), ИК- ($T = 30$—5000 К), субмиллиметровых ($T \lesssim 30$ К).

Гамма-излучение М. г. обусловлено взаимодействием М. г. и пыли с космич. лучами. Наблюдаются гамма-линии позитрония (0,511 МэВ) и линии возбуждения атомных ядер (1—6 МэВ), а также излучение в непрерывном спектре с энергиями фотонов до 10^{10} эВ. Непрерывный спектр формируется тормозным излучением электронного компонента космич. лучей и фотораспадом π^0-мезонов, образованных в ядерных реакциях.

В большей части объёма М. г. успевает установиться состояние, близкое к гидростатич. равновесию,— давление p в разных участках М. г. примерно одинаково.

В результате упомянутых выше процессов нагрева и охлаждения ур-ние состояния $p(T)$ или $p(n)$ немонотонно в области темп-р 50—10^4 К (рис.). Это означает,



Зависимость давления (p), температуры (T) и концентрации электронов (n_e) от концентрации водорода n(H) в разреженном межзвёздном газе, нагретом космическими лучами низких энергий.

что М. г. подвержен тепловой неустойчивости, разбивающей среду на облака HI ($T \approx 80$К) и тёплые области HI ($T \approx 8000$ К), отличающиеся по плотности в ~ 100 раз.

Важнейшую роль в формировании крупномасштабной структуры М. г. играют взрывы *сверхновых звёзд*. Сильная ударная волна выметает осн. часть М. г. из области размером во мн. десятки пк, создавая долгоживущие ($\sim 10^7$ лет) полости, содержащие горячий (корональный, $T \sim 10^6$ К) газ очень низкой плотности $\sim 10^{-3}$ см$^{-3}$. Холодному газу сообщаются пекулярные скорости ≈ 6—15 км/с. Часть М. г. поднимается взрывом на сотни парсек над галактич. плоскостью (т. н. галактич. фонтаны). При последующем охлаждении такой М. г. может падать назад в виде высокоширотных облаков. При достаточной частоте вспышек сверхновых часть М. г. может оттекать от галактик в *межгалактический газ* (галактич. ветер). В поддержании пеку-

лярных скоростей М. г. нек-рую роль играют также звёздный ветер и расширение зон HII. На формирование крупномасштабной структуры М. г. (особенно, видимо, в неправильных галактиках) существ. влияние оказывает неустойчивость Рэлея — Тейлора (см. *Неустойчивости плазмы*) газового диска галактики с вмороженным магн. полем. Она собирает М. г. в «магнитных ямах» размером ок. 1 кпк.

Эволюция М. г. определяется гл. обр. обменом веществом со звёздами в процессе звездообразования и при сбросе части массы звёздами в М. г. на поздних этапах их эволюции (см. *Эволюция звёзд*), а также в виде звёздного ветра. За счёт термоядерной переработки вещества в звёздах М. г. обогащается тяжёлыми элементами, меняется его изотопный состав, причём с темпами, зависящими от скорости звездообразования. Это порождает, в частности, градиенты содержания элементов и изотопов вдоль радиусов спиральных галактик. Кол-во М. г. в галактиках в процессе круговорота вещества убывает с темпами, сильно различающимися в разных галактиках. Важную роль в поддержании кол-ва М. г. может играть взаимодействие с межгалактич. газом в *скоплениях галактик*: облака межгалактич. газа могут пополнять М. г., в свою очередь часть М. г. уходит в межгалактич. пространство. Давление межгалактич. газа может уплотнять М. г. и тем самым стимулировать звездообразование.

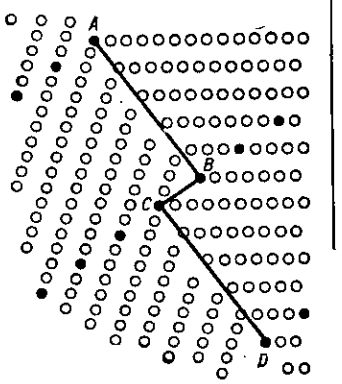
Лит. см. при ст. *Межзвёздная среда.* *Н. Г. Бочкарёв.*

МЕЖЗЁРЕННЫЕ ГРАНИЦЫ — поверхности раздела между различно ориентированными областями (зёрнами) поликристалла. Многие физ. свойства зависят от числа и строения М. г. К ним относятся как свойства, связанные с переносом электронов, фононов, атомов и др. (электропроводность, теплопроводность, диффузия), к-рые рассеиваются на М. г., так и свойства, зависящие от взаимодействия между М. г. и *дислокациями* (механич. свойства), стенками магн. домéнов (магн. жёсткость), вихрями в *сверхпроводниках* (критич. ток и поле в жёстких сверхпроводниках) и т. п. Как и внеш. поверхность, М. г. являются двумерными *дефектами*, вносящими возмущение в энергетич. спектр кристалла (см. *Поверхность*).

Вблизи М. г. большинство физ. процессов протекает иначе, чем в объёме зёрен: как правило, облегчены выделение новых фаз, зарождение и развитие трещин; М. г. являются «стоками» примесных атомов. При высоких темп-рах на М. г. происходит рождение и исчезновение *вакансий* и *межузельных атомов*. Высокотемпературная пластич. деформация происходит существенно легче на М. г., чем внутри зёрен: зёрна как бы проскальзывают одно по поверхности другого, что в нек-рых случаях облегчает развитие деформации в поликристаллах (с в е р х п л а с т и ч н о с т ь).

Свойства М. г. и приграничных областей определяются их атомно-кристаллич. строением, отличным от строения зёрен. Методы электронной и автоионной микроскопии (см. *Ионный проектор*), *оже-спектроскопии* и др., а также теоретич. исследования (включающие моделирование на ЭВМ) позволили выяснить, что вблизи М. г. атомы смещаются из узлов кристаллич. решётки и образуют собств. периодич. (или почти периодич.) структуру, характерную для данной М. г. Смещения атомов могут приводить к возникновению внутр. напряжений в объёме зёрен, к-рые играют значит. роль при образовании *гетерофазных структур*. Однако, если размеры зёрен достаточно велики, возникновение упругих напряжений энергетически невыгодно и М. г. имеют равновесную структуру, не приводящую к появлению дальнодействующих упругих полей. Именно такие М. г. обычно встречаются в поликристаллах.

Геометрически плоская граница двух зёрен определяется 8 параметрами: осью и углом взаимного поворота зёрен (3 параметра), вектором относит. смещения зерна как целого (3 параметра) и единичным вектором нормали к плоскости границы (2 параметра). Для каждой М. г. существует равновесное расположение атомов в приграничной зоне, определяющее все характеристики М. г., в частности её поверхностную энергию. Минимуму поверхностной энергии обычно соответствуют периодич. структуры с малыми периодами. При их описании пользуются т. н. концепцией совпадающих узлов: контакт зёрен рассматривается как область взаимного проникновения их решёток и плотность совпадающих узлов решёток принимается за характеристику М. г. Как правило, низкоэнергетич. М. г. характеризуется высокой плотностью совпадающих узлов. Границы, близкие по структуре к низкоэнергетич. М. г., описываются с помощью дополнит. введения в структуру границы особых зернограничных дислокаций (рис.). Эксперимент подтверждает присутствие и движение в М. г. зернограничных дислокаций. С др. стороны, анализ построенных с помощью ЭВМ атомных моделей разл. М. г. позволил выявить в их структуре характерные атомные группы — м н о г о г р а н н и к и Б е р н а л а, обычно используемые для описания строения *жидкости*. Оба подхода к рассмотрению структуры М. г.— дислокационный и как системы многогранников — хорошо согласуются.



Двумерная модель поликристалла; *AB*, *BC*, *CD* — зернограничные дислокации.

Всё сказанное можно отнести к м е ж ф а з н ы м г р а н и ц а м гетерофазных структур. Межфазные границы вследствие их большего разнообразия изучены менее систематично, чем М. г. Наиб. исследованы границы, разделяющие эпитаксиально растущую фазу и кристаллич. подложку. Структура таких границ представляет собой чередование участков бездефектного упругого сопряжения решёток и дислокаций несоответствия, компенсирующих разность параметров решёток эпитаксиальной фазы и фазы-подложки (см. *Эпитаксия*).

Важной характеристикой границ является их подвижность, определяющая кинетику рекристаллизации и фазовых превращений в гетерофазных структурах.

Лит.: Г л е й т е р Г., Ч а л м е р с Б., Большеугловые границы зерен, пер. с англ., М., 1975; Структура межкристаллических и межфазных границ, М., 1980; О р л о в А. Н., П е р е в е з е н ц е в В. Н., Р ы б и н В. В., Границы зерен в металлах, М., 1980.

А. Л. Ройтбурд.

МЕЖЗОННОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ (зинеровский пробой) — туннелирование электронов из валентной зоны диэлектрика или полупроводника в зону проводимости через запрещённую зону под действием электрич. поля (см. *Туннельный эффект*). М. т. можно рассматривать как рождение пары электрон — дырка в электрич. поле (подобно рождению электрон-позитронной пары в вакууме в сильном поле). Впервые на возможность М. т. указал К. М. Зинер (C. M. Zener), к-рый высказал предположение, что М. т. ответственно за пробой *диэлектриков* в сильном электрич. поле и *автоэлектронную эмиссию* с поверхности диэлектриков. Экспериментально М. т. впервые наблюдал Л. Эсаки (L. Esaki) при прямых смещениях на полупроводниковых диодах, отличающихся сильным легированием *p*- и *n*-областей (см. *Туннельный диод*). Количеств. теория М. т. впервые развита в работах У. В. Хаустона (W. V. Houston) и Л. В. Келдыша. Вероятность М. т. (прозрачность потенц. барьера *D*) существенно зависит от структуры энергетич. зон. Для простых изот-

ропных зон, экстремумы к-рых лежат в одной и той же точке импульсного пространства и между к-рыми разрешены дипольные оптич. переходы, прозрачность барьера в однородном электрич. поле $\boldsymbol{E}$ равна:

$$D = \exp\left\{-\frac{\pi}{2}\,\frac{(\mu \mathscr{E}_g)^{1/2}}{eE\hbar}\left[\mathscr{E}_g + \frac{p_\perp^2}{\mu}\right]\right\}. \qquad (*)$$

Здесь $\mu^{-1} = m_э^{-1} + m_д^{-1}$, $m_э$ и $m_д$ — эфф. массы электрона и дырки, $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны, $p_\perp$ — поперечная к $\boldsymbol{E}$ составляющая импульса электрона.

В случае вырожденных валентных зон (типичных для кубич. полупроводников) $D(E)$ отличается от (*) заменой $m_д$ на эфф. массу т. н. лёгких дырок, т. к. именно переходы с этой ветви дают осн. вклад в туннельный ток. В случае анизотропных зон, напр. в *многодолинных полупроводниках* типа PbTe, вероятность туннелирования зависит от ориентации $\boldsymbol{E}$ относительно кристаллографич. осей и для каждой пары экстремумов определяется ф-лой, отличающейся от (*), заменой $(E/\mu)^{1/2}$ на $\left(\sum_{ij} E_i E_j \mu_{ij}^{-1}\right)^{1/2}$ и $p_\perp^2 \mu^{-1}$ на $\sum_{ij} p_{\perp i} p_{\perp j} \mu_{ij}^{-1}$, где μ^{-1} — тензор обратной приведённой эфф. массы с компонентами $\mu_{ij}^{-1} = m_{эij}^{-1} + m_{дij}^{-1}$. В *полупроводниках*, у к-рых экстремумы валентной зоны и зоны проводимости лежат в разных точках импульсного пространства (напр., в Ge, Si), туннельные переходы между этими экстремумами могут осуществляться только с передачей импульса фонону или примесному атому. Такое М. т. наз. фононно или примесно стимулированным. В полупроводниках, находящихся в электрич. поле, в результате М. т. становятся возможными поглощение света с энергией кванта $\hbar\omega < \mathscr{E}_g$ (*Келдыша — Франца эффект*) и обратный эффект — туннелирование электрона через p—n-переход в валентную зону с испусканием фотона с $\hbar\omega < \mathscr{E}_g$ (туннельная электролюминесценция).

Продольное магн. поле $\boldsymbol{B} \parallel \boldsymbol{E}$ не влияет на прозрачность $D(E)$ и сказывается на М. т. лишь в меру изменения *плотности состояний* в результате квантования Ландау. Поле $\boldsymbol{B} \perp \boldsymbol{E}$ уменьшает вероятность М. т.: в скрещенных полях $D(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B})$ определяется ф-лой, отличающейся от (*) заменой E на $(E^2 - \mathscr{E}_g B^2/4\mu c^2)^{1/2}$. При $B > 2c(\mu/\mathscr{E}_g)^{1/2}E$ траектории электронов в скрещенных полях становятся замкнутыми и М. т. возможно только при рассеянии электронов на фононах или примесных атомах. При анизотропном спектре $D(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B})$ зависит от ориентации $\boldsymbol{B}$ в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{E}$.

Лит.: Зенер С., А theory of the electrical breakdown of solid dielectrics, «Proc. Roy. Soc.», 1934, v. 145, p. 523; Хоустон У. В., Acceleration of electrons in a crystal lattice, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 184; Келдыш Л. В., О поведении неметаллических кристаллов в сильных электрических полях, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 994; его же, О влиянии колебаний решетки кристалла на рождение электронно-дырочных пар в сильном электрическом поле, там же, 1958, т. 34, с. 962; Аронов А. Г., Пикус Г. Е., Туннельный ток в поперечном магнитном поле, там же, 1966, т. 51, с. 281; Туннельные явления в твердых телах. Сб. ст., под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста, пер. с англ., М., 1973.

Г. Е. Пикус.

МЕЖЗО́ННЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ — переходы электронов из валентной зоны полупроводника в зону проводимости, сопровождающиеся образованием (генерацией) пары носителей заряда электрон проводимости — дырка; обратные М. п. наз. рекомбинацией носителей заряда. Генерационные М. п. могут быть обусловлены тепловым возбуждением, воздействием эл.-магн. волн и т. д. Рекомбинационные М. п. могут быть спонтанными и вынужденными (см. *Полупроводники, Рекомбинация носителей заряда*).

МЕЖМОЛЕКУЛЯ́РНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ. По природе, характерным энергиям и расстояниям близко к *межатомному взаимодействию*. Описывается теми же типами потенциалов взаимодействия, что и межатомное взаимодействие. М. в. наиб. существенно в плотных газах и молекулярных конденсиров. телах, т. е. в тех случаях, когда существуют индивидуальные молекулы. Не имеет смысла говорить о М. в. в металлах, ионных кристаллах, их растворах и расплавах.

В результате М. в. происходят изменения в окружающей среде, под влиянием к-рых искажаются электронные оболочки и взаимное расположение атомов, входящих во взаимодействующие молекулы. По существу, М. в. сводится к совокупности взаимодействий каждого из атомов одной молекулы с каждым из атомов другой с учётом воздействия окружающей среды. М. в. обусловлено перекрыванием внеш. электронных оболочек атомов. Потенциалы М. в. часто выражаются аддитивными комбинациями атом-атомных, атом-ионных, ионно-ионных парных потенциалов. Однако принцип аддитивности справедлив лишь для эл.-статич. взаимодействий, ограниченно применим для дисперсионных и неприменим к индукционным, резонансным и обменным М. в.

Описание взаимного расположения молекул требует введения огромного числа координат, что преобразует одномерные (изотропные, сферически симметричные) зависимости потенц. энергии от координат (имеющие место, напр., для атом-атомного парного взаимодействия) в многомерные *потенциальные поверхности* М. в. В частности, для описания М. в. двухатомных молекул нужно ввести 6 параметров: расстояние между центрами молекул, два угла между осями молекул и линией, соединяющей их центры, угол между плоскостями, в к-рых лежат линия центров и каждая молекула, а также два межъядерных расстояния молекул. При М. в. двух молекул, состоящих из n_1 и n_2 атомов, их потенциал зависит от $3(n_1 + n_2) - 6$ независимых переменных. При рассмотрении М. в. достаточно сложных молекул возникает задача нахождения на многомерной потенц. поверхности глобальных экстремумов среди большого числа локальных, связанных с перемещением и деформацией молекул.

Атомы в каждой из взаимодействующих молекул удерживаются хим. связями, а М. в. осуществляется более слабыми силами — ван-дер-ваальсовыми (рис. 1) или водородными связями. В *жидкостях* и *газах* за счёт водородных связей молекулы образуются кластеры и *полимеры*, в молекулярных кристаллах — цепочки,

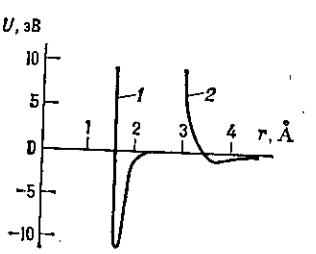


Рис. 1. Потенциалы химического (*1*) и физического (*2*) взаимодействий.

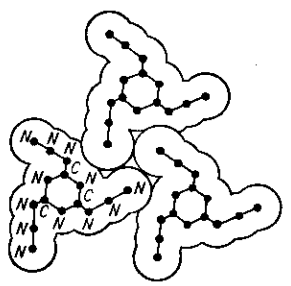


Рис. 2. Схема упаковки трёх молекул триазидциануровой кислоты. На атомарный скелет надета молекулярная «шуба».

сетки и сверхрешётки. За межмолекулярное расстояние принимают расстояние между ядрами ближайших атомов взаимодействующих молекул; они обычно больше характерных длин хим. связей. Молекулы как бы одеты в «шубу» (рис. 2), толщина к-рой равна радиусу $r_м$ М. в. В табл. приведены (в Å) атомные $r_а$ и молекулярные $r_м$ радиусы нек-рых атомов (у благородных газов $r_а$ и $r_м$ совпадают).

Анизотропия М. в. М. в. зависят от направления, т. е. анизотропны. Наиб. яркое макроскопич. проявление анизотропии М. в.— образование кристаллич. и жидкокристаллич. структур. Анизотропия М. в. проявляется также в обмене энергией между разл. степенями свободы молекул, что приводит к стационарному (но не

равновесному) сосуществованию значительно различающихся поступательной (и примерно равной ей вращательной), колебательной и электронной энергий газовой смеси. Это явление используется при создании лазеров, адекватной оценки параметров хим. и плазмохим. процессов, процессов переноса и т. п.

Ограниченная применимость моделей разл. сферически-симметричных (одномерных) потенциалов связана с тем, что центральное М. в. не может изменить угл. момент и нек-рые компоненты колебат. движения молекул.

	H	He	C	N	O	F	Ne	Si	P	
$r_м$	1,17	1,4	1,70	1,58	1,52	1,47	1,54	2,10	1,80	
$r_а$	0,25	1,4	0,70	0,65	0,60	0,50	1,54	1,10	1,00	
	S	Cl	Ar	As	Se	Br	Kr	Te	I	Xe
$r_м$	1,80	1,78	1,88	1,85	1,90	1,85	2,02	2,06	1,96	2,16
$r_а$	1,00	1,00	1,88	1,15	1,15	1,15	2,02	1,40	1,40	2,16

Анизотропия М. в.— следствие несимметричного распределения электрич. зарядов молекулы, т. е. возникновения мультипольных моментов и анизотропии дисперсионного и обменного взаимодействий. Кроме того, даже при относительно-симметричном расположении зарядов анизотропия возникает в результате несовпадения центра зарядов с центром тяжести молекулы. На рис. 3 приведены зависимости потенциалов М. в. от радиуса

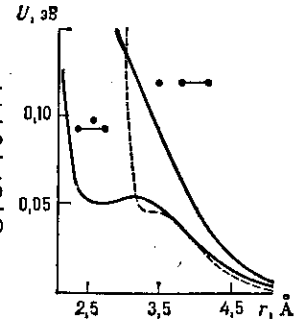


Рис. 3. Потенциалы взаимодействия He(2^3S) с молекулами водорода. Пунктирная кривая получена в экспериментах по рассеянию молекулярных пучков в сферически-симметричной апроксимации. Теоретические кривые (сплошные) получены для различных взаимных расположений атомов He(·) и молекул водорода (•—•).

r при разл. взаимном расположении молекул водорода и атомов гелия.

Анизотропные потенциалы можно представить в виде разложения по полиномам Лежандра. М. в. атома A с молекулой BC (рис. 4) описывается потенциалом

$$U(r,\gamma) = \sum_n U_n(r) P_n(\cos\gamma),$$

где $U_n(r)$ — радиальные компоненты, P_n — полиномы

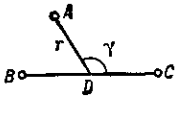


Рис. 4. Взаимное расположение атома A и молекулы BC, при к-ром возникает анизотропное межмолекулярное взаимодействие; D — центр молекулы BC; γ — угол между осью молекулы и направлением AD.

Лежандра (угол γ отмечен на рис.). Ограничиваясь чётными компонентами для первых двух членов, можно получить для U_0 и U_2 выражения в виде потенциала Леннарда-Джонса:

$$U_0 = \mathscr{E}\left[\left(\frac{r_0}{r}\right)^{12} - 2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6}\right],$$

$$U_2 = \mathscr{E}\left[b_2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{12} - a_2\left(\frac{r_0}{r}\right)^{6}\right];$$

r_0, $\mathscr{E}$, a_2, b_2 — оптимальные для данной системы подгоночные параметры; для системы, напр., Ar—N_2 r_0 = 3,93Å, $\mathscr{E}$ = 0,0103 эВ, a_2 = 0,26, b_2 = 0,5.

М. в. в жидкостях. Независимо от свойств среды два эквивалентных объекта (пузырьки или коллоидные частицы) всегда притягиваются друг к другу. В том же случае, когда диэлектрич. восприимчивости ε_A и ε_B взаимодействующих молекул A и B и молекул среды ε отвечают неравенству $\varepsilon_A > \varepsilon > \varepsilon_B$, молекулы A и B отталкиваются.

Сила взаимодействия двух противоположных по знаку и равных по величине зарядов, между к-рыми расположена поляризующаяся сферич. область (рис. 5, *а*), равна

$$F = -\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left[1 + \frac{128\alpha}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\right],$$

где α — *поляризуемость* среды, q — абс. величина каждого из зарядов, r — расстояние между ними, ε_0 — диэлектрич. проницаемость вакуума. Т. о., наличие поляризующейся среды между молекулами

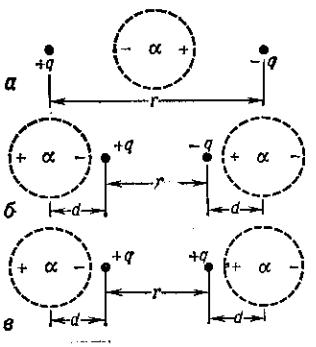


Рис. 5. Различное расположение зарядов $+q$ и $-q$ сферических поляризующихся областей r — расстояние между зарядами; d — расстояние между зарядами и центрами сферических областей.

увеличивает их потенц. энергию взаимодействия. Для зарядов, расположенных, как показано на рис. 5(*б*), сила взаимодействия уменьшается:

$$F = -\frac{q^2}{4\pi\,\varepsilon_0 r^2}\left[1 - \frac{4\alpha}{4\pi\,\varepsilon_0 r d^2}\left(1 + \frac{2d}{r}\right)\left(1 + \frac{d}{r}\right)^{-5}\right]$$

(d — расстояние между зарядами и центрами сферич. областей). Для случая, когда заряды имеют одинаковый знак (рис. 5, *в*),

$$F = -\frac{q^2}{4\pi\,\varepsilon_0 r^2}\left[1 - \frac{4\alpha}{4\pi\,\varepsilon_0 r d^2}\left(1 + \frac{2d}{r} + \frac{2d^2}{r^2}\right)\left(1 + \frac{d}{r}\right)^{-5}\right].$$

Дисперсионная энергия взаимодействия (см. *Межатомное взаимодействие*) может быть вычислена с помощью теории возмущений. В более общем виде многочастичная задача М. в. решается при рассмотрении М. в. во флуктуирующем эл.-магн. поле в непрерывной среде, характеризуемой комплексной диэлектрич. проницаемостью, зависящей от частоты поля.

Влияние магнитного поля на М. в. Теоретически предсказано и экспериментально обнаружено, что М. в. изменяется (возрастает) под действием не слишком интенсивных магн. полей, что приводит к увеличению (на десятки и сотни процентов) скоростей хим. превращений. В результате возникла новая область — спиновая химия. Обнаруженные явления основаны на законе Вигнера — сохранении электронного спина и влиянии магн. поля на интеркомбинац. переходы между разл. спиновыми состояниями взаимодействующих молекул.

Аналитические методы расчёта М. в. Для расчёта потенциалов М. в. разработано большое число эмпирич., полуэмпирич. и чисто теоретич. (квантовомеханич.) методов. Обычно расчёты очень трудоёмки и осуществляются на ЭВМ. Основной из них — метод самосогласованного поля (метод Хартри — Фока) и линейной комбинации молекулярных орбиталей (см. *Квантовая химия*). При выполнении аддитивности электронных плотностей взаимодействующих фрагментов применим метод модели электронного газа с использованием функционала Томаса — Ферми — Дирака.

Достаточно распространённой задачей является расчёт М. в. двух длинных насыщенных молекулярных цепей, к-рые часто состоят из чередующихся однотипных фрагментов с однотипным распределением

зарядов в каждом из них. В качестве фрагментов могут рассматриваться и отд. атомы либо пары химически связанных молекул. Используя второе приближение теории возмущений, можно рассчитать дисперсионное взаимодействие двух параллельных цепных молекул. Если две одинаковые молекулы состоят из N одинаковых фрагментов, каждый из к-рых взаимодействует с фрагментом др. молекулы, находящимся от него на расстоянии r, то энергия взаимодействия $U(r)$ равна

$$U(r) = -\frac{C}{r^6},$$

что справедливо, если $r \gg l$, где l — размер фрагмента, C — константа. Суммарная энергия взаимодействия молекул длиной L, расположенных на расстоянии R друг от друга, равна

$$U(R) = -\frac{C\delta}{4l^2R^4}\left(3\,\mathrm{arctg}\,\delta + \frac{\delta}{1+\delta^2}\right)$$

($\delta = L/R$). В двух предельных случаях больших и малых δ соответственно имеем:

$$U(R) \simeq -\frac{C3\pi N}{8lR^5} = -\frac{C3\pi\delta}{8l^2R^4}, \quad R \ll L,$$

и

$$U(R) = -\frac{CN^2}{R^6} = -\frac{C\delta^2}{l^2R^4}, \quad R \gg L.$$

Используя приближённую ф-лу для дисперсионной энергии взаимодействия связей, получим

$$U_{\text{св-св}} = -\frac{\bar{\alpha}\,\bar{\alpha}'}{\frac{\bar{\alpha}}{\left\langle\left(\sum_i r_i\right)^2\right\rangle} + \frac{\bar{\alpha}'}{\left\langle\left(\sum_{i'} r_{i'}\right)^2\right\rangle}} \cdot \frac{1}{r^6},$$

где $\bar{\alpha}$ — ср. поляризуемость связи, $\left\langle\left(\sum_i r_i\right)^2\right\rangle$ — квантовомеханич. среднее квадрата суммы электронных координат связи с началом координат в центре тяжести электронного облака. Ниже приведены результаты расчётов (с точностью $\sim 30\%$) дисперсионной константы C (в а. е. м.) взаимодействия связей в углеводородных веществах.

Связи	$C(S_p^3)$—H	$C(S_p^3)$—$C(S_p^3)$	$C(S_p^2)$=$C(S_p^2)$
$C(S_p^3)$—H . . .	12,2	—	—
$C(S_p^3)$—$C(S_p^3)$ . . .	9,485	8,200	—
$C(S_p^2)$=$C(S_p^2)$ . . .	27,27	22,2	61,55

Вычисление суммарной энергии взаимодействия, напр. двух структурных единиц CH_2, приводит к выражению

$$U_{\text{CH}_2\,-\,\text{CH}_2} = -\frac{96,9}{r^6}\,[\text{а.е.м.}] = -\frac{1,34\cdot 10^3}{r^6}\left[\frac{\text{ккал}}{\text{моль}\cdot\text{Å}^6}\right].$$

Аналогичные вычисления выполнены и для др. атом-атомных потенциалов.

Лит.: Дашевский В. Г., Конформация органических молекул, М., 1974; Бучаченко А. Л., Химическая поляризация электронов и ядер, М., 1974; Бучаченко А. Л., Сагдеев Р. З., Салихов К. М., Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях, Новосиб., 1978; Молекулярные взаимодействия от двухатомных молекул до биополимеров, под ред. Б. Пюльмана, пер. с англ., М., 1981; Мусил Я., Новакова О., Кунц К., Современная биохимия в схемах, пер. с англ., М., 1981; Андроникашвили Э. Л., ДНК вблизи абсолютного нуля, «Химия и жизнь», 1986, № 2—3; Киселёв А. В., Пошкус Д. П., Яшин Я. И., Молекулярные основы адсорбционной хроматографии, М., 1986.

Ю. Н. Любитов.

МЕЖПЛАНЕТНАЯ СРЕДА — плазма, нейтральный газ, пыль, ускоренные частицы и магн. поля, заполняющие околосолнечное пространство. Осн. компонентом М. с. является *солнечный ветер* — сверхзвуковой поток плазмы, возникающий в солнечной короне. Область, заполненная солнечным ветром, наз. гелиосферой (рис.). Положение границы гелиосферы (гелиопаузы) определяется балансом динамич. давлений солнечного ветра $\rho_1 v_1^2$ (ρ_1 и v_1 — его плотность и скорость) и *межзвёздной среды* $\rho_2 v_2^2 + nkT + B^2/8\pi$, где ρ_2, n и T — плотность, концентрация и темп-ра межзвёздного ионизов. вещества, B — величина межзвёздного магн. поля в окрестности Солнца, v_2 — скорость Солнца относительно межзвёздной среды (вклад теплового и магн. давления в полное давление солнечного ветра пренебрежимо мал). Согласно оценкам, расстояние до границы гелиосферы в направлении вектора v_2 составляет 50—100 а. е. Скорость Солнца относительно межзвёздной среды составляет 22—25 км/с. Т. к. поток солнечного ветра и поток межзвёздного ионизов. вещества относительно Солнца являются сверхзвуковыми, в области их взаимодействия должны образоваться две ударные волны и оболочка разогретой растекающейся плазмы. Протяжённость гелиосферы и форму её границы с противоположной стороны трудно оценить, т. к. характер процессов в области взаимодействия недостаточно ясен. Нек-рые исследователи считают, что в направлении антиапекса (см. *Апекс*) гелиосфера может простираться до $\sim$1000 а. е.

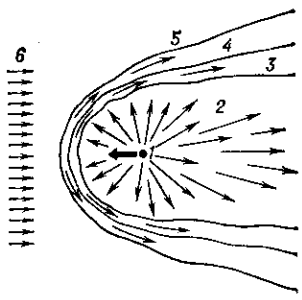


Схема гелиосферы: *1* — Солнце; *2* — область солнечного ветра; *3* — граница гелиосферы (ударная волна); *4* — граница, разделяющая поток плазмы солнечного происхождения и поток межпланетной плазмы (контактный разрыв); *5* — ударная волна в межзвёздной плазме; *6* — поток межзвёздной плазмы (в системе координат, связанной с Солнцем). Стрелками показано направление течения плазмы, широкая стрелка указывает направление движения Солнца относительно межзвёздной среды.

Осн. источник нейтрального газа в М. с.— межзвёздный газ, свободно проникающий через гелиопаузу. Плотность нейтрального водорода оценивается в $\approx$0,06 см$^{-3}$, гелия $\approx$ 0,008 см$^{-3}$. Эти данные получены в результате анализа измерений интенсивности резонансного рассеяния излучения Солнца в линиях 1216Å и 564Å на атомах водорода и гелия соответственно. Траектории нейтральных атомов водорода вблизи Солнца определяются балансом сил гравитац. притяжения и радиац. отталкивания. В период минимума *солнечной активности* преобладает притяжение атомов водорода, в период максимума — отталкивание. В результате атомы водорода (в период минимума активности) и атомы гелия, для к-рых притяжение Солнца преобладает всегда, фокусируются на линии антиапекса, образуя нейтральный хвост. Так, для гелия возрастание концентрации в результате фокусировки достигает $\approx$ 5 раз на расстоянии 10 а. е. в направлении антиапекса. Большинство атомов водорода не долетает в ближайшие к Солнцу области из-за сильной ионизации солнечным излучением: уже до орбиты Земли доходит $< 10\%$ нейтральных атомов водорода. Размер области ионизации гелия значительно меньше 1 а. е. Ещё один источник нейтральных атомов в М. с.— планеты, их спутники, кометы и межпланетная пыль. Быстрые нейтральные атомы образуются при перезарядке ионов солнечного ветра на нейтральных атомах.

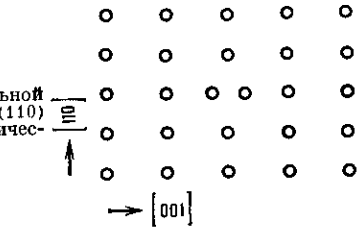
Пылевой компонент межзвёздной среды (видимый с Земли как *зодиакальный свет*) концентрируется в плоскости эклиптики (см. *Координаты астрономические*). Помимо анализа данных о зодиакальном свете, источниками наших знаний о межпланетной пыли являются изучение микрократеров на частицах лунного грунта, доставленного на Землю, регистрация ударов пылинок на космич. аппаратах и сбор пыли на больших

(~ 100 км) высотах с помощью ракет. Распределение лунных микрократеров по размерам даёт сведения о спектре масс и плотности межпланетной пыли и показывает существование как рыхлых (плотность $\rho < 1$ г/см^3), так и обычных ($\rho \approx 1$—8 г/см^3) пылинок, массы к-рых находятся в диапазоне 10^{-17}—10^{-3} г. Полная масса пыли в Солнечной системе (согласно оценкам) составляет 10^{19}—10^{20} г. Собранные с помощью ракет образцы пыли выявили существование рыхлых частиц — агломератов из очень маленьких (< 0,1 мкм) пылинок (частицы Браунли). Большинство исследователей считает, что осн. источник межпланетной пыли — кометы. Недавние измерения пыли кометы Галлея на космич. аппаратах «Вега» и «Джотто» показали наличие широкого спектра масс пылинок (от 10^{-17} до 10^{-5} г) и, по-видимому, существование рыхлых ($\rho < 1$ г/см^3) частиц. По измерениям на спутнике IRAS обнаружены пылевые следы комет, простирающиеся вдоль их орбит на десятки млн. км в обе стороны от ядра.

Ещё один компонент М. с.— энергичные заряж. частицы галактич. и солнечного происхождения. Галактич. *космические лучи* с энергией больше 10 МэВ/нуклон диффундируют из межзвёздной среды в область расширяющегося замагниченного солнечного ветра. Скорость их диффузии определяется их жёсткостью, структурой межпланетного магн. поля и скоростью солнечного ветра. С изменением солнечной активности меняются скорость диффузии и интенсивность космич. лучей с энергией $< 3 \cdot 10^3$ МэВ/нуклон в Солнечной системе. Частицы большей энергии не подвержены влиянию солнечной активности. Солнечные энергичные заряж. частицы (солнечные космич. лучи) с энергиями обычно $\lesssim 100$ МэВ генерируются во время солнечных вспышек и в магн. ловушках активных областей. После вспышек они распространяются как вдоль силовых линий межпланетного поля, так и поперёк в результате диффузии на его неоднородностях. Из активных областей происходит утечка энергичных частиц с образованием рекуррентных потоков вдоль силовых линий межпланетного магн. поля. Энергичные частицы генерируются также на фронтах межпланетных ударных волн, как распространяющихся от Солнца по солнечному ветру, так и стоящих в солнечном ветре перед препятствиями — планетами.

Лит.: Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., М., 1975.
О. Л. Вайсберг.

МЕЖУЗЕЛЬНЫЙ АТОМ (точечный дефект внедрения) — внедрённый в кристаллич. решётку избыточный (собственный или примесный) атом. Окружающие М. а. атомы (или ионы) смещаются из своих положений равновесия в узлах решётки и могут изменить зарядовое состояние. Эти смещения и перераспределение электронов определяются из условия минимума свободной энергии кристалла с М. а. Если смещения малы по сравнению с межатомным расстоянием, внедрённый атом занимает одно из междоузлий в решётке и является межузельным в буквальном смысле (напр., С в Fe). В др. случаях



Межузельный атом в гантельной конфигурации (плоскость (110) гранецентрированной кубической решётки).

внедрённый атом, вытесняя атом из угла, образует с ним т. н. гантель с центром тяжести в узле решётки (р а с щ е п л ё н н о е м е ж д о у з л и е). В гранецентриров. кубич. решётке [ГЦК] ось гантели ориентирована обычно вдоль [100] (рис.), в объёмноцентриров. кубич. решётке (ОЦК) — вдоль [110]. Третья конфигурация М. а.— *краудион*. Собственные и примесные М. а. взаимодействуют друг с другом и с др. дефектами, образуя т. н. с м е ш а н н ы е г а н т е л и, связанные пары Френкеля (*вакансия* и М. а.), скопления М. а. в виде д и с л о к а ц и о н н ы х п е т е л ь в н е д р е н и я и др. Энергии образования разл. конфигураций М. а. мало различаются и составляют обычно неск. эВ. Энергии миграции значительно меньше, чем у вакансий,— сотые и десятые доли эВ. Поэтому М. а. подвижны даже при темп-ре $T < 80$ К.

Лит.: Томпсон М., Дефекты и радиационные повреждения в металлах, пер. с англ., М., 1971; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979, гл. 5; Смирнов А. А., Теория сплавов внедрения, М., 1979.
А. П. Орлов.

МЕЖЭЛЕКТРО́ННОЕ РАССЕ́ЯНИЕ (ее-рассеяние) — процесс, при к-ром два *электрона проводимости* в металле и полупроводнике переходят из состояний с импульсами (в единицах $\hbar$) $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ в состояние с импульсами $\mathbf{k}'_1$ и $\mathbf{k}'_2$ в результате кулоновского взаимодействия. При М. р. происходит передача энергии $\mathscr{E}$ и импульса $\mathbf{k}$ от одного электрона к другому, но полная энергия и импульс сохраняются: $\mathscr{E}_{\mathbf{k}_1} + \mathscr{E}_{\mathbf{k}_2} = \mathscr{E}_{\mathbf{k}'_1} + \mathscr{E}_{\mathbf{k}'_2}$ и $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}'_2$. Исключение составляет так называемое М. р. с перебросом, когда $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}'_2 + \boldsymbol{b}$, где $\boldsymbol{b}$ — вектор *обратной решётки* (см. *Переброса процессы*). В отличие от них процессы с $b = 0$ наз. нормальными. В полупроводниках и полуметаллах, где $k \ll b$, М. р. с перебросом обычно запрещено, однако в металлах, где $k \sim b$, перебросы существенны.

Нормальные процессы М. р. устанавливают равновесие внутри электронного газа. Это означает, что любое неравновесное распределение электронов по импульсам $f(\mathbf{k})$, созданное внеш. воздействием, под влиянием М. р. трансформируется в т. н. смещённое фермиевское распределение:

$$f_F(\mathbf{k}) = \left\{ \exp\left[\frac{\mathscr{E}_{\mathbf{k}} - \hbar \mathbf{k} \boldsymbol{v} - \mu_e}{T_e} \right] + 1 \right\}^{-1}. \qquad (1)$$

Здесь T_e и μ_e — электронная темп-ра и электронный *химический потенциал*, $\boldsymbol{v}$ — скорость, с к-рой распределение как целое движется относительно кристалла (в системе координат, движущейся со скоростью v, f_F — обычное распределение Ферми с $T = T_e$). Если процессы переброса несущественны, то параметры T_e, μ_e, v определяются из законов сохранения числа частиц, энергии и импульса.

Распределение (1) устанавливается за время $\tau_{ee}(\mathscr{E})$, в к-рое энергия и импульс перераспределяются между всеми электронами (время релаксации). Для невырожденного электронного газа τ_{ee} определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \alpha_B \frac{\mathscr{E}_B n}{(\hbar k)^3}; \quad \hbar k = (2m^* \mathscr{E})^{1/2}. \qquad (2)$$

Здесь $\mathscr{E}_B = m^* e^4 / 2\hbar^2 \varepsilon^2$ — боровская энергия, m^* — *эффективная масса* электрона, ε — диэлектрич. проницаемость, n — плотность электронов. Для вырожденного электронного газа

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \alpha_F \frac{\mathscr{E}_B}{\hbar} \left(\frac{\mathscr{E} - \mathscr{E}_F}{\mathscr{E}_F} \right)^2,$$

где $\mathscr{E}_F$ — ферми-энергия. Численные множители α_B, α_F засисят от того, какое время релаксации (импульса или энергии), вычисляется.

Оценивая время τ_{ee} при $\mathscr{E} = kT_e$ или $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F = kT_e$, можно найти время установления распределения f_F. Такое распределение устанавливается, только если $\tau_{ee} \ll \tau$ или $\tilde{\tau}$, где τ и $\tilde{\tau}$ — времена релаксации электронов по импульсу и по энергии при рассеянии (на дефектах решётки и фононах).

Роль М. р. в кинетич. явлениях иная, чем у рассеяния на дефектах и фононах. Так как М. р. не изменяет полные импульс и энергию, а только перераспределяет

их между электронами, то оно не может быть причиной релаксации импульса и избыточной энергии, к-рые электронный газ получает извне. Поэтому, в частности, М. р. не может обеспечить конечного электросопротивления ρ. Однако оно может изменить сопротивление, обусловленное рассеянием на решётке, напр. «перенося» импульс из области импульсного пространства, где он слабо релаксирует на дефектах решётки и фононах, в область, где релаксация сильнее. Именно так обстоит дело в случае рассеяния на оптич. фононах с энергией $\hbar\omega_0$ при низких темп-рах $kT \ll \hbar\omega_0$, когда рассеяние на решётке является слабым в области $\mathscr{E}_{\mathbf{k}} < \hbar\omega_0$ и сильным при $\mathscr{E}_{\mathbf{k}} > \hbar\omega_0$.

Если узким местом процесса релаксации является именно перенос импульса по **k**-пространству за счёт М. р., то

$$\rho^{-1} \sim \frac{ne^2}{m}\,\tau_{ee}.$$

Из этой ф-лы рассеяние на решётке выпадает, но она справедлива, только если $\tau_{ee} \gg \tau$, и теряет смысл, если рассеяние на решётке полностью «выключить».

М. р. с перебросом не сохраняет полный импульс и тем напоминает рассеяние на решётке. Поэтому оно может быть причиной электросопротивления металла. Оценивая τ_{ee} при $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F \approx T$, получаем $\rho \sim T^2$.

К М. р. относят и столкновения носителей заряда разных типов, напр. электронов проводимости и дырок. Такие процессы приводят к выравниванию их темп-р и хим. потенциалов. М. р. проявляется также в процессах ударной ионизации и рекомбинации (см. *Оже-эффект*).

Лит.: Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984.

И. Б. Левинсон.

МЕЗОА́ТОМЫ — атомы, в к-рых один из электронов оболочки замещён отрицательно заряж. частицей — *мюоном* (μ^-) или *адроном* (π^--, K^--мезонами, антипротоном и др.). Существование М. было предсказано Дж. А. Уилером (J. A. Wheeler) в 1949 и вскоре подтверждено экспериментально. Радиусы М. в невозбуждённом состоянии $r = 4{,}3\cdot10^{-9}\ mZ$ см, где Z — заряд ядра, m — приближённо равно отношению массы частицы к массе электрона. Более точно:

$$m = \frac{m_x}{m_e\,(1 + m_x/M)},$$

где m_e, m_x — массы электрона и мюона (или адрона), M — масса ядра. Наиб. изучены М., состоящие из ядра водорода и μ^- ($r = 2{,}8\cdot10^{-11}$ см, см. *Мюонный атом*), π^- ($r = 2{,}2\cdot10^{-11}$ см) или K^- ($r = 0{,}8\cdot10^{-11}$ см) (см. *Адронные атомы*).

Л. И. Пономарёв.

МЕЗО́ННАЯ ФА́БРИКА — ускоритель, предназначенный для получения пучков π-мезонов и *мюонов* ($\pi^\pm$, π^0, $\mu^\pm$) высокой интенсивности в широком диапазоне энергий. Поскольку сечения рождения частиц малы (~1 мб), то для получения необходимых плотностей потоков π и μ требуются протонные пучки со ср. значениями токов от десятков мкА до 1 мА.

В настоящее время (1990-е гг.) в М. ф. используются протонные ускорители трёх типов: резонансные *линейные ускорители*, *изохронные циклотроны*, *фазотроны* с большой частотой повторения циклов. На М. ф. наряду с фундам. исследованиями проводится также большой спектр прикладных исследований в области физики твёрдого тела, химии, медицины, биологии и др., имеющих важное народнохозяйств. значение. Характеристики наиб. крупных М. ф. приведены в табл. 1.

Таб л. 1. — **Крупнейшие мезонные фабрики**

Тип ускорителя	Месторасположение	Энергия, МэВ	Средний ток, мА	Вид частиц
Линейный ускоритель LAME	Лос-Аламос, США	800	до 1	p, H^-
Линейный ускоритель ММФ АН СССР	Москва, СССР	600	до 1	p, H^-
Изохронный циклотрон SIN	Цюрих, Швейцария	600	0,14	p
Изохронный циклотрон TRIUMF	Ванкувер, Канада	500	0,07	p, H^-

В самой сильноточной из действующих Лос-Аламосской М. ф. генерируются потоки пионов низких (0—300 МэВ) энергий с интенсивностями $3\cdot10^9\ \pi^+/c$ или $8\cdot10^8\ \pi^-/c$ и потоки пионов высоких (100—600 МэВ) энергий — $10^{10}\ \pi^+/c$ или $10^9\ \pi^-/c$. В изохронном циклотроне TRIUMF ускоряются ионы H^-, к-рые перезаряжаются на выходной мишени в протоны.

В сер. 1980-х гг. в ряде центров по ядерной физике начались работы по проектированию т. н. каонных фабрик (К. ф.), представляющих собой ускорит. комплексы для получения высокоинтенсивных протонных пучков (ср. ток 100—150 мкА) с энергией порядка 30—60 Гэв, к-рые при взаимодействии с мишенями могут рождать потоки вторичных частиц: каонов, антипротонов, гиперонов, нейтрино и др. Благодаря высокой интенсивности вторичных пучков возникают широкие возможности исследования редких распадов, получения экзотич. ядер и т. п. В нек-рых случаях К. ф. называют адронными фабриками (Hadron Facility).

Получение в К. ф. интенсивностей, превышающих более чем на порядок ср. интенсивность пучков действующих *синхротронов протонных*, предполагается достигнуть за счёт высокой частоты повторения ускоряющих циклов и применения сильноточных инжекторных комплексов повыш. энергии. Поэтому К. ф. строится по каскадной схеме: инжектор (выходная энергия 500—800 МэВ), быстроциклирующий протонный синхротрон — *бустер* (выходная энергия 2—7,5 ГэВ), осн. протонный синхротрон. В нек-рых проектах К. ф. для удобства физ. экспериментов предусматриваются также накопительные кольца (см. *Накопители*), напр. накопит. кольцо (Stretcher) для медленного вывода пучка на мишень.

Действующих К. ф. ещё нет, и разрабатываемые проекты, как правило, привязываются к существующим М. ф. При этом ускорители М. ф. используются как инжекторы в бустер: часть пучковых импульсов поступает в бустер, остальная часть — на физ. эксперимент. Характеристики проектов К. ф., создаваемых на базе М. ф., приведены в табл. 2.

Таб л. 2. — **Каонные фабрики**

Установка	Месторасположение	Тип инжектора	Характеристики основного протонного синхротрона				
			энергия, ГэВ	ср. ток, мкА	частота повторения, Гц	число протонов в импульсе, в единицах 10^{13}	циркулирующий ток, А
TRIUMF KF	Канада	Изохронный циклотрон TRIUMF	30	100	10	6	2,8
LAMPE-II	США	Линейный ускоритель	60	25	12	1,3	0,5
МКФ АН СССР	СССР	Линейный ускоритель ММФ	45	125	6,25	12	4,0

Рассматриваются и др. варианты построения К. ф. Напр., в Японии обсуждается проект адронной фабрики (Japanese Hadron Facility), к-рая должна работать совместно с действующим ускорит. комплексом KEK (протоны, 12 ГэВ) — TRISTAN (встречные пучки e^+e^-, 25 ГэВ). Вновь разрабатываемый комплекс адронной фабрики включает линейный ускоритель протонов

с энергией 1 ГэВ при ср. интенсивности пучка 200 мкА, линейный ускоритель тяжёлых ионов с энергией 8 МэВ/нуклон и быстроциклирующий синхротрон — бустер с накопит. кольцом типа Stretcher с энергией до 3 ГэВ. В бустере предполагается ускорять как протоны, так и тяжёлые ионы. Пучок протонов (3 ГэВ, 200 мкА) будет доускоряться в протонном синхротроне КЕК до энергии 30 ГэВ. На этой адронной фабрике планируются эксперименты по четырём программам: каонная — эксперименты по редким распадам каонов и гиперядерные эксперименты на каонных пучках; нейтронная — физика конденсиров. сред с помощью каскадных нейтронов; мезонная — ядерная физика с мюонами энергии в неск. ГэВ и изучение свойств конденсиров. сред с помощью мюонов (μSR-метод); экзотические ядра — изучение свойств экзотич. ядер и ускорение этих ядер.

Лит.: Дмитриевский В. П., Мезонные фабрики, в кн.: Труды I Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Ужгород, 4—15 сентября 1975, Дубна, 1976; Мурин В. П., Линейные ускорители для мезонных фабрик, там же; Proceedings of the International Workshop on Hadron Facility Technology, Santa Fe, Febr. 2—5, 1987 (LA — 11130—C).

Б. П. Мурин.

МЕЗО́ННАЯ ХИ́МИЯ — метод изучения структуры вещества, к-рый использует свойства *мюонов* ($\mu^{\pm}$), π^-- и K^--мезонов для получения данных об электронной оболочке молекул, кристаллич. и магн. структуре веществ, скоростях хим. реакций и т. д. Возник в 1960-х гг. В М. х. можно выделить четыре осн. направления исследований: π^-- и μ^--мезонная химия, изучение поведения μ^+ в веществе и реакций *мюония* (связанной системы μ^+e^-).

В основе π^--мезонной химии лежит использование ядерной реакции перезарядки π^- на ядрах водорода: $\pi^- + p \to n + \pi^0$. Вероятность W этой реакции очень сильно зависит от заряда Z (в единицах заряда протона e) ядра атома Z, с к-рым связан водород в соединении Z_mH_n, и равна $W(Z_mH_n) \approx a(n/m)Z^{-3}$. Кроме того, коэф. a в этой ф-ле даже при одном и том же Z зависит от типа хим. связи между атомами H, в частности от степени ионности (полярности) связи. Т. о., π^--мезонный метод позволяет надёжно отличить химически связанный водород от свободного. Напр., для аммиака NH_3 и эквивалентной ему механич. смеси $N_2 + 3H_2$ измеренное отношение

$$W(NH_3)/{}^1\!/_2 W(N_2 + 3H_2) \approx {}^1\!/_{10}.$$

Коэф. a зависит также от физ. состояния облучаемого π^--мезонами вещества. Напр., при нагревании воды от комнатной темп-ры до темп-ры ≈ 400 °С коэф. a увеличивается примерно вдвое.

В основе μ^--мезонной химии лежит измерение энергий и интенсивностей отд. линий рентг. серий *мюонных атомов* разл. хим. элементов. При захвате μ^- на возбуждённые уровни и последующих переходах в осн. состояние μ^--атома испускаются характерные для каждого элемента γ-кванты. Энергия излучаемых мезорентгеновских серий является характеристикой хим. элемента, ядро к-рого вместе с мюоном образует мезоатом. Такой спектральный анализ элементного состава веществ по существу ничем не отличается от обычного спектрального анализа. Однако, в отличие от рентг. серий обычных атомов, относит. интенсивность отд. линий рентг. серий мезоатома зависит от вида хим. соединения, в к-рое входит исследуемый элемент. Это свойство рентг. излучения μ^--атомов положено в основу идеи нового метода анализа вещества в закрытых контейнерах, к-рый в принципе позволяет определить не только элементный состав образца, но также и вид хим. соединения, составленного из этих элементов. Используя мюоны малых энергий, можно изучать также свойства и хим. состав поверхностей.

При изучении свойств вещества с помощью μ^+ и мюония (Mu) используются наличие спина у мюона и электрона, а также факт несохранения чётности при распаде $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \hat{\nu}_\mu$. Направление вылета e^+ в этой реакции коррелировано с направлением спина μ^+. Поэтому в магн. поле вследствие прецессии спина мюона с частотой $\omega_\mu = eH/m_\mu c$ (где H — напряжённость магн. поля, m_μ, e — масса и электрич. заряд мюона) периодически меняется также интенсивность позитронов, вылетающих в нек-ром фиксиров. направлении (рис.); это даёт возможность следить за направлением

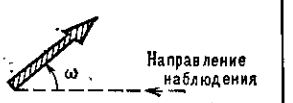


Схема наблюдения спина мюона (μ^+). Магнитное поле перпендикулярно плоскости рисунка; толстая стрелка — направление спина μ^+.

спина μ^+. Т. о., μ^+, а также мюоний представляют собой, по существу, меченые атомы (см. *Изотопные индикаторы*), за движением к-рых можно проследить от момента их рождения до момента распада. В частности, локальные магн. поля в кристалле взаимодействуют со спином μ^+ и изменяют картину прецессии его спина, что позволяет делать заключения о величине и распределении внутр. магн. полей в кристалле, изучать диффузию мюонов в кристаллах, обнаруживать фазовые переходы с изменением магн. структуры и т. д. Метод изучения свойств вещества с помощью μ^+ наз. μSR-методом (muon spin rotation), получившим широкое распространение (см. *Мюонной спиновой релаксации метод*).

Мюоний является аналогом атома водорода, поэтому, исследуя реакции мюония, можно сделать заключения о реакциях атомарного водорода. Т. к. спин мюония (в ортосостоянии) равен 1, а приведённая масса прибл. равна массе электрона, частота его прецессии составляет $\omega_{Mu} \approx eH/2m_e c$. При вступлении мюония в хим. реакцию связь между μ^+ и e^- разрывается и характер прецессии резко меняется, что позволяет определить абс. скорость хим. реакций мюония, а следовательно, и реакций атомарного водорода. С помощью мюония удалось моделировать состояние водородного атома в полупроводниках, растворах и т. д.

Развитие получает также мюонная химия сложных атомов. Напр., при захвате μ^- на орбиту мезоатомов неона и аргона образуются мезоатомы соответственно с электронными оболочками атомов фтора и хлора. Взаимодействие спинов мюона и неспаренного электрона атомных оболочек этих галогенов приводит к тому, что в магн. поле их суммарный магн. момент прецессирует с частотой мюония. Наблюдение этой прецессии позволяет измерять абс. скорости реакций атомов фтора, хлора и т. д.

Лит.: Герштейн С. С. и др., Мезоатомные процессы и модель больших мезомолекул, «УФН», 1969, т. 97, с. 3; Гольданский В. И., Фирсов В. Г., Химия новых атомов, «Успехи химии», 1971, т. 40, в. 8, с. 1353; Muon physics, v. 3, ed. by V. W. Hughes and C. S. Wu, N. Y., 1975; Exotic atoms, 79, N. Y., 1980; Кириллов-Угрюмов В. Г., Никитин Ю. П., Сергеев Ф. М., Атомы и мезоны, М., 1980.

Л. И. Пономарёв.

МЕЗО́НЫ — *адроны*, не обладающие *барионным числом* и имеющие целочисленный спин. Как у всех адронов, *лептонные числа* М. равны нулю. Назв. «М.» происходит от греч. слова mésos — средний, промежуточный; исторически это связано с тем, что масса первых из обнаруженных М.— *пи-мезонов* — оказалась промежуточной по величине между массами электрона и протона. В дальнейшем выяснилось, что такое значение массы не является отличит. признаком М. (масса М. может быть во много раз больше массы протона m_p).

По совр. представлениям, М.— сложные системы, построенные (в осн.) из пары частиц со спином ${}^1\!/_2$ — *кварка* и *антикварка* ($q\bar{q}$), вообще говоря, различных по своей природе, и небольшой примеси *глюонов*. В редких случаях М. могут быть построены из неск. кварк-антикварковых пар (двух и более). Согласно предсказаниям *квантовой хромодинамики*, могут существовать также М., построенные из глюонов. Такие М. наз. *глю-*

болами или глюониями. Благодаря квантовым переходам глюболы должны содержать примесь кварк-антикварковых состояний.

Типы кварка и антикварка, входящих в пару, образующую М., взаимная ориентация спинов пары, а также характеристики их относит. движения целиком определяют все квантовые числа и характерные массы М. Так, спин М. равен $L + S$, где L, S — орбитальный момент и суммарный спин пары $(q\bar{q})$; чётность $P = (-1)^{L+1}$; *зарядовая чётность* (для истинно нейтральных М.) $C = (-1)^{L+S}$. В настоящее время известны шесть типов кварков: u, d, s, c, b, t (и соответствующих антикварков), причём $m_u \approx m_d \ll m_s \ll m_c < m_b \ll m_t$. М., построенные из u и $\bar{d}$ (или из $\bar{u}$ и d), образуют семейство обычных М.; к ним относятся, в частности, π, ρ, ω. Их массы, как правило, меньше массы протона. Если в обычных М. u $(\bar{u})$ или $d(\bar{d})$ заменить на $s(\bar{s})$, $c(\bar{c})$, $b(\bar{b})$ или $t(\bar{t})$, то возникают семейства соответственно странных, очарованных, красивых (прелестных), истинных М. Причём по мере увеличения массы кварков, определяющих тип семейства М., нарастают ср. массы соответствующих мезонных семейств. Так, массы странных М. в ср. больше масс обычных М., массы очарованных М.— больше масс странных М. и т. д. Массы очарованных М. составляют уже ок. $2m_p$, прелестных — ок. $5m_p$, истинных М.— ок. 50 m_p. Комбинации $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$ образуют М. соответственно со скрытой странностью, очарованием, красотой, истинностью, в ряде отношений отличающиеся от обычных М. (см. *Кварконий*). Возможны также гибридные комбинации кварков-антикварков $s\bar{c}$, $s\bar{b}$, $c\bar{b}$ и т. п., порождающие странно-очарованные, странно-прелестные, очаровано-прелестные и др. М.

Все М.— нестабильные частицы, распадающиеся либо на совокупность более лёгких М., либо на более лёгкий М. и лептонную пару, либо (обычные М.) — на лептонную пару или (нейтральные) на два γ-кванта.

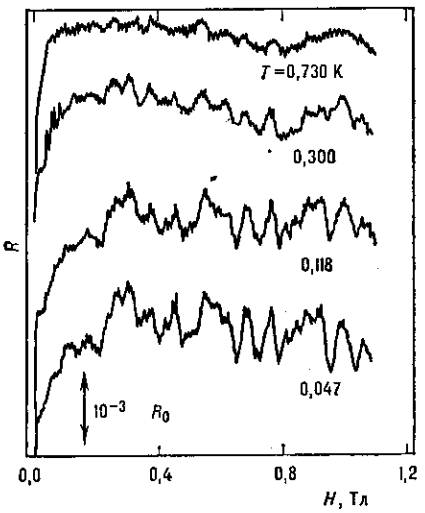
Табл. М. и их кварковый состав см. в ст. *Элементарные частицы*.

А. А. Комар.

МЕЗОСКО́ПИКА — совокупность явлений, наблюдающихся в телах конечных размеров, содержащих микроскопич. неоднородности, связанных с неусреднённостью свойств тел по разл. реализациям случайных неоднородностей. Проявляется в том, что у тел, обладающих одинаковыми геом. размерами, концентрацией примесей, темп-рой и др. макроскопич. параметрами, ряд свойств различен. Напр., отличие сопротивления R конкретного образца от значения $\bar{R}$, полученного усреднением по множеству одинаковых образцов, но с индивидуальным для каждого образца пространственным расположением неоднородностей. Это отличие наз. мезоскопич. флуктуацией δR. В образцах большого объёма V мезоскопич. флуктуации малы: $\overline{\delta R^2} \sim 1/V$, и для не слишком больших δR имеет место *Гаусса распределение*. При уменьшении размеров тела L флуктуации возрастают, пока $L > L_c \gg a$, где a — межатомное расстояние, а L_c определяет размер области больших мезоскопич. флуктуаций. При $L \ll L_c$ величина $\overline{\delta R^2}$ не зависит от L и ф-ция распределения δR (в общем случае) отличается от гауссовской [1].

Мезоскопич. явления примечательны тем, что благодаря им тело конечного размера обнаруживает свойства, не проявляющиеся в ср. характеристиках. Так, макроскопически изотропное (и негиротропное) тело в результате включения в него случайных неоднородностей теряет и изотропию, и центр инверсии. В результате мезоскопич. флуктуаций в таком теле возможны *фотогальванический эффект*, генерация чётных гармоник, анизотропия сопротивления и т. п.

Изменяя внеш. условия (магн. и электрич. поля, давление и т. д.), можно изменять и $\bar{R}$ и $\overline{\delta R}$. При этом зависимость, напр., от магн. поля H ср. сопротивления $\bar{R}(H)$ одинакова для всех макроскопически одинаковых образцов (см. *Магнетосопротивление*), а зависимость $\delta R(H)$ отражает индивидуальность образца. В ряде случаев масштаб H, на к-ром изменяется $\delta R(H)$, значительно меньше, чем для $\bar{R}(H)$. При этом зависимость $R(H)$ имеет вид нерегулярных осцилляций на фоне гладкой кривой (рис.). Нерегулярные осцилляции воспроизводимы и не зависят от предыстории (от того, как изменялось H, прежде чем оно достигло данного значения). При этом ср. значение $\bar{R}$ по возможным реализациям совпадает со средним по полю H (см. *Эргодическая теория*):



$$\overline{R^2(H)} = \lim_{\Delta\to\infty} \frac{1}{2\Delta} \int_{-\Delta}^{+\Delta} R^2(H+\delta)d\delta.$$

Производная $\partial R/\partial H$ даже в условиях, когда $\delta R \ll \bar{R}$, может полностью определяться мезоскопич. флуктуациями. Напр., для коэф. *термоэдс* α, к-рый определяется логарифмич. производной сопротивления по *химическому потенциалу* μ: $\alpha \sim \partial \ln R(\mu)/\partial\mu$, возможна ситуация, когда α в осн. определяется М. В этом случае α имеет произвольный знак и нерегулярным осциллирующим образом зависит от H.

Мезоскопич. эффекты следует учитывать в экспериментах и в практич. применениях, если L_c сравнимо с размерами образца L. Впервые условие L_c порядка неск. мкм было осуществлено в металлах при низких темп-рах. Благодаря когерентным эффектам при $L \ll L_c \sim \sqrt{D\hbar k/T}$, где D — коэф. диффузии электронов, $\overline{\delta R^2} \sim [e^2(\bar{R})^2/\hbar]^2$. Наиб. ярким проявлением когерентной М. является периодич. зависимость сопротивления металлич. кольца от пронизывающего его магн. потока Φ с периодом $2\pi\hbar c/e$ (*Аронова — Бома эффект* для сопротивления). Такие осцилляции, наблюдавшиеся экспериментально, происходят только за счёт мезоскопич. флуктуаций, имеют случайную фазу и усредняются, если вместо кольца использовать длинный цилиндр.

Мезоскопич. явления возможны в электронных приборах, в к-рых применяется туннелирование электронов через потенц. барьер (см., напр., *Туннельный диод*). Барьеры, как правило, оказываются неоднородными, их прозрачность определяется редко расположенными участками малой толщины барьера («проколами»). Ср. расстояние между соседними проколами $L_п$ велико, и для не слишком большой площади барьера $S \ll L_п^2$ его прозрачность испытывает гигантские мезоскопич. флуктуации как ф-ция напряжения или магн. поля H [2].

Фундаментальная важность мезоскопич. явлений связана с тем, что они позволяют проследить переход от явлений на атомном уровне (микроскопики) к физике макроскопич. образцов. Прикладное значение М. состоит в том, что с М. связан теоретич. предел миниатюризации электронных приборов, а также в возможности наблюдения событий, происходящих в атомном масштабе (напр., диффузионное смещение отд. атомов), по изменению свойств образцов с размерами L_c.

Лит.: 1) Washburn S., Webb R. A., Aharonov—Bohm effect in normal metal quantum coherence and transport, «Adv. Phys.», 1986, v. 35, p. 375; 2) Райх М. Э., Рузин И., Флуктуации прозрачности случайно-неоднородных барьеров конечной площади, «ЖЭТФ», 1987, т. 92, с. 2257. *Д. Е. Хмельницкий.*

МЕЗОСФЕ́РА (от греч. mésos — средний и sphâira — шар) — слой *атмосферы*, расположенный между *стратосферой* и *термосферой* на высотах примерно от 50 до 80—90 км. Темп-ра T в М. понижается с высотой z от 260—280 К у её основания до 170—200 К вблизи т. н. мезопаузы — переходного слоя от М. к термосфере. В Сев. полушарии зимняя М. в ср. на 20—40 К теплее летней. Вблизи М. в высоких широтах летние темп-ры могут быть ниже зимних на 40—60 К или даже более. Ветер в М. чаще всего дует прибл. вдоль широтных кругов; летом он восточный, зимой западный. Наиб. скорости локализуются вблизи $z = 60$—70 км, где они равны 50—60 м/с летом и 70—80 м/с зимой. Летом в средних и высоких широтах на высотах 78—94 км из-за чрезвычайно низких здесь темп-р воздуха иногда возникают т. н. серебристые облака, состоящие из ледяных кристалликов. Форма этих облаков свидетельствует о наличии на этих высотах волн с длиной до неск. десятков км, а также крупных квазистандартных вихревых образований. Газовый состав М., как и нижерасположенных атм. слоёв, постоянен и содержит ок. 80% N_2 и 20% O_2, т. е. М. является частью гомосферы. В верхней М. расположена б. ч. области *D ионосферы*.

Лит.: Океан-атмосфера. Энциклопедия, пер. с англ., Л., 1983; Хргиан А. Х., Физика атмосферы, М., 1986; Брасье Г., Соломон С., Аэрономия средней атмосферы, пер. с англ., Л., 1987. *С. М. Шметер.*

МЕ́ЙСНЕРА ЭФФЕ́КТ — вытеснение пост. магн. поля из массивного проводника, когда последний становится сверхпроводящим, одно из фундам. свойств *сверхпроводимости*. М. э. экспериментально обнаружен Ф. В. Мейснером (F. W. Meißner) и Р. Оксенфельдом (R. Ochsenfeld) в 1933.

М. э. исчезает при полном переходе сверхпроводника в нормальное (несверхпроводящее) состояние.

Благодаря возможности существования незатухающих токов в сверхпроводнике внеш. магн. поле экранируется сверхпроводящими токами, текущими вблизи поверхности образца (мейснеровскими токами) в слое толщиной порядка *глубины проникновения* магн. поля (см. *Лондонов уравнение*). Состояние с незатухающими поверхностными токами, препятствующими проникновению магн. поля в толщу сверхпроводника, соответствует минимуму свободной энергии, включающей энергию магн. поля, кинетич. энергию сверхпроводящих электронов и энергию свехпроводящей конденсации. Характерные значения глубины проникновения магн. поля составляют доли микрометра, поэтому поле практически не проникает в массивный сверхпроводник: магн. индукция $\boldsymbol{B}$ в нём равна нулю. В силу соотношения $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + 4\pi\boldsymbol{M}$ между индукцией $\boldsymbol{B}$, напряжённостью магн. поля $\boldsymbol{H}$ и намагниченностью $\boldsymbol{M}$ последняя при $B = 0$ оказывается равной $M = -H/4\pi$, т. е. сверхпроводник в мейснеровском состоянии ведёт себя как идеальный *диамагнетик* с восприимчивостью $\chi = -1/4\pi$.

Полный М. э. существует в интервале напряжённостей магн. поля, не превосходящих *критического магнитного поля*, при к-ром происходит полное или частичное разрушение сверхпроводимости. Неполный М. э. наблюдается как в сверхпроводниках 1-го рода в *промежуточном состоянии*, когда магн. поле проникает в образец через области, занятые нормальной фазой, так и в сверхпроводниках 2-го рода в интервале полей от H_{c1} до H_{c2} (*смешанное состояние*), когда магн. поле проникает в сверхпроводник в виде вихрей, несущих квант магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*).

При охлаждении образца, находящегося в магн. поле, до темп-ры ниже критич. темп-ры сверхпроводящего перехода происходит выталкивание магн. потока из образца. При этом содержащие магн. поток области нормальной фазы или квантованные вихри стремятся выйти из сверхпроводника, перемещаясь из глубины к поверхности образца. В материалах, обладающих дефектами кристаллич. решётки, такое движение магн. потока может быть затруднено, что будет приводить к «замораживанию» магн. потока в образце.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Роуз-Инс А., Родерик Е., Введение в физику сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1972. *Н. Б. Копнин.*

МЁЛЛЕРОВСКОЕ РАССЕ́ЯНИЕ — процесс упругого рассеяния электрона на электроне, описываемый низшим порядком теории возмущений в квантовой электродинамике (КЭД). Указанный процесс изображается двумя *Фейнмана диаграммами*. В этом приближении не учитываются *радиационные поправки*, а также излучение мягких фотонов, к-рым всегда сопровождается процесс рассеяния заряж. частиц.

Релятивистски-инвариантное выражение для дифференц. сечения М. р. получается согласно известным правилам вычисления элементов S-матрицы в КЭД (использована система единиц, в к-рой $c = 1$):

$$d\sigma = r_e^2 \frac{4\pi m^2 dt}{s(s-4m^2)} \left\{ \frac{1}{t^2}\left[\frac{s^2+u^2}{2} + 4m^2(t-m^2)\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{u^2}\left[\frac{s^2+t^2}{2} + 4m^2(u-m^2)\right] + \frac{4}{tu}\left(\frac{s}{2} - m^2\right)\left(\frac{s}{2} - 3m^2\right)\right\},$$
$$s = (p_1+p_2)^2, \quad t = (p_1-q_1)^2, \quad u = (p_1-q_2)^2,$$
$$p_1 + p_2 = q_1 + q_2, \qquad p_1^2 = p_2^2 = q_1^2 = q_2^2 = m^2,$$

где p_1, p_2 и q_1, q_2 — 4-импульсы электронов в начальном и в конечном состояниях, m — масса электрона, $r_e = e^2/4\pi m \simeq 2{,}82\cdot 10^{-13}$ см — классич. радиус электрона (e — заряд электрона).

Вводя угол рассеяния θ и энергию электронов ε в системе центра масс, где $\boldsymbol{p}_1 = -\boldsymbol{p}_2 = \boldsymbol{p}$, $(\boldsymbol{p}_1\cdot\boldsymbol{q}_1) = \boldsymbol{p}^2\cos\theta$, $\varepsilon^2 = \boldsymbol{p}^2 + m^2$, $s = 4\varepsilon^2$, $t = -4\boldsymbol{p}^2\sin^2(\theta/2)$, $u = -4\boldsymbol{p}^2\cos^2(\theta/2)$, получим ф-лу Мёллера [К. Мёллер (Ch. Møller), 1932]:

$$d\sigma = r_e^2 \frac{1+\beta^2}{4\beta^4\gamma^2}\left[\frac{4}{\sin^4\theta} - \frac{3}{\sin^2\theta} + \left(\frac{\beta^2}{1+\beta^2}\right)^2\left(1 + \frac{4}{\sin^4\theta}\right)\right]d\Omega,$$

где $\gamma = \varepsilon/m = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = |\boldsymbol{p}|/\varepsilon$, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла.

В нерелятивистском пределе $\gamma \to 1$, $\beta \ll 1$, $v = p/m$ это выражение переходит в *Резерфорда формулу* с учётом *обменного взаимодействия* (из-за тождественности электронов) в *борновском приближении* [Н. Ф. Мотт (N. F. Mott), 1930].

$$d\sigma = \frac{e^4}{(16\pi m v^2)^2}\left[\frac{1}{\sin^4(\theta/2)} + \frac{1}{\cos^4(\theta/2)} - \frac{1}{\sin^2(\theta/2)\cos^2(\theta/2)}\right]d\Omega.$$

Для перехода в лаб. систему отсчёта, в к-рой один из электронов покоится, нужно ввести соответствующие переменные θ', γ', β') с помощью соотношений

$$\cos\theta = \frac{2 - (\gamma'+3)\sin^2\theta'}{2 + (\gamma'-1)\sin^2\theta'}, \quad 2\gamma^2 = \gamma' + 1, \quad \frac{4\beta^2\gamma^2}{1+\beta^2} = (\beta')^2\gamma'.$$

В рамках стандартной модели *электрослабого взаимодействия*, кроме диаграмм однофотонного обмена (рис.), имеются также диаграммы с обменом нейтральным *про-*

межуточным векторным бозоном Z^0. Однако их вклад в сечение рассеяния электронов из-за большой массы Z^0-бозона мал.

Лит.: Jauch J. M., Rohrlich F., The theory of protons and electrons, 2 ed., N. Y., 1980; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989.

Р. Н. Фаустов.

МЕЛЛИ́НА ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ — *интегральное преобразование*, переводящее кусочно-непрерывную ф-цию $f(x)$ в ф-цию

$$F(k)=\int_0^\infty f(x)x^{k-1}dx\,,\quad k=p+iq,$$

аналитическую в полосе $\sigma_1<p<\sigma_2$, где положит. числа σ_1 и σ_2 находят из условия сходимости интегралов $\int_0^1|f(x)|x^{\sigma_1-1}\,dx$ и $\int_1^\infty|f(x)|x^{\sigma_2-1}\,dx$. Обратное М. п. даётся ф-лой

$$\frac{1}{2}\Big[f(x+0)+f(x-0)\Big]=\frac{1}{2\pi i}\lim_{R\to\infty}\int_{p-iR}^{p+iR}F(k)x^{-k}dk.$$

М. п. введено Р. Я. Меллином (R. H. Mellin, 1896) и сводится к *Лапласа преобразованию* подстановкой $x=\exp(-z)$. М. п. применяют для решения плоских задач теории упругости, теплопроводности, электростатики и др., а также для анализа интегралов, связанных с *Фейнмана диаграммами*, в теории *перенормировок*.

В. П. Павлов.

МЕМБРА́НА (от лат. membrana — кожица, перепонка) — гибкая тонкая плёнка, приведённая внеш. силами в состояние натяжения и обладающая вследствие этого упругостью. М. относится к двумерным колебат. системам с распределёнными параметрами. Упругость М. зависит только от её материала и натяжения в отличие от *пластинки*, упругость к-рой определяется её материалом и толщиной. Отличит. особенность М.— необходимость её закрепления по внеш. контуру. Примерами М. являются кожа, натянутая на барабан, тонкая металлич. фольга, играющая роль подвижной обкладки конденсаторного микрофона, и др.

Пренебрегая рассеянием энергии, колебания однородной, равномерно натянутой М. можно описывать ур-нием

$$\Delta\eta-\frac{\rho}{T}\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2}=0,$$

где η — смещение элемента поверхности М. от положения равновесия в направлении нормали к плоскости натяжения, ρ — поверхностная плотность М., T — натяжение, Δ — оператор Лапласа. Граничные условия для М. $\eta=0$ на внеш. контуре; в качестве нач. условий задаётся распределение смещений и скоростей точек поверхности М. в нач. момент времени $t=0$. Собственные (свободные) колебания М. представляются системами стоячих волн. Участки М., колеблющиеся с противоположными фазами, разделяются узловыми линиями. Совокупность собств. частот колебаний М. составляет дискретный спектр. Для прямоуг. М. (рис. 1) со сторонами a и b собств. частоты выражаются ф-лой

$$\omega_{mn}=\pi\sqrt{\frac{T}{\rho}}\sqrt{\frac{n^2}{a^2}+\frac{m^2}{b^2}}\quad(m,n=1,2,3,\ldots).$$

Частота ω_{11} является основной (наинизшей); обертоны ω_{22}, ω_{33} и т. д. являются гармониками осн. частоты. Случай $a=b$ (квадратная М.) наз. вырожденным, в квадратной М. возможно простое гармонич. движение в форме бегущих волн, при этом узловые линии в течение периода последовательно принимают разл. конфигурации.

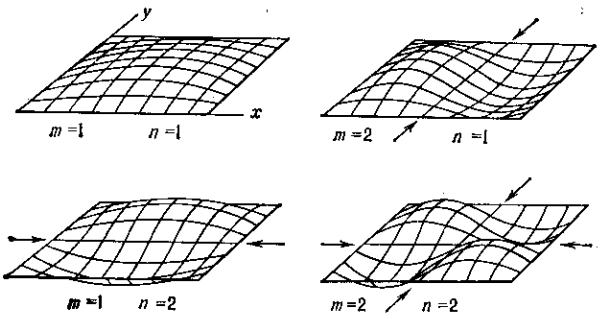


Рис. 1. Форма первых четырёх собственных колебаний прямоугольной мембраны; стрелками указаны узловые линии.

Собств. частоты ω_{mn} колебаний круглой М. (рис. 2) радиуса a могут быть найдены из ур-ния

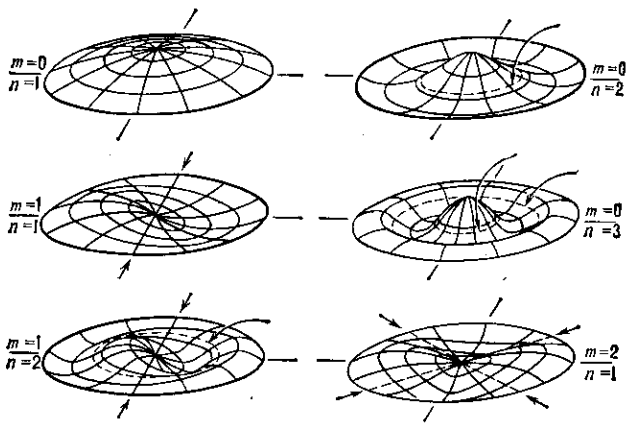


Рис. 2. Форма круглой мембраны для некоторых собственных колебаний; стрелками указаны узловые линии.

$$J_k\left(\omega_{kl}a\sqrt{\frac{\rho}{T}}\right)=0\quad(k=0,1,2,\ldots;\quad l=1,2,3,\ldots),$$

где J_k — ф-ция Бесселя 1-го рода k-го порядка, а k и l — числа узловых диаметров и узловых окружностей соответственно. В случае круглой М. ни один из обертонов не является гармоникой осн. частоты ω_{01}.

Вынужденные колебания М. происходят с частотой внеш. воздействия, при совпадении к-рой с одной из собств. частот имеет место *резонанс*. М. представляет собой излучатель звука с неравномерным распределением колебат. скорости по поверхности. Излучение М., возбуждённой на осн. частоте, обладает меньшей направленностью, чем излучение на той же частоте поршневой диафрагмы той же конфигурации.

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1955; Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.— Л., 1949; Скучик Е., Основы акустики, пер. с нем., т. 1, М., 1958.

С. В. Егерев.

МЕНДЕЛЕ́ВИЙ (Mendelevium), Md,— искусственно полученный радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 101, относится к актиноидам. Известны изотопы М. с массовыми числами 248—252 и 254—259, наиб. устойчив α-радиоактивный ^{258}Md ($T_{1/2}=55$ сут). Открыт в США в 1955 по ядерной реакции ^{253}Es (α, n) ^{256}Md. Предполагаемая электронная конфигурация трёх внеш. оболочек $5s^2p^6d^{10}f^{13}6s^2p^67s^2$. По оценке, энергия ионизации 6,5 эВ, радиусы ионов Md^+, Md^{2+} и Md^{3+} равны соответственно 0,119, 0,1045 и 0,092 нм. Электроотрицательность 1,20.

С. С. Бердоносов.

МЕНИ́СК (от греч. menískos — полумесяц). 1) В молекулярной физике — искривлённая граница раздела двух фаз (жидкости и пара или двух раз-

нородных жидкостей) вблизи границы их соприкосновения с твёрдым телом (напр., у стенок сосуда). В капиллярных трубках в инерциальных системах отсчёта для изотропных фаз М. имеет сферич. форму — вогнутую при наличии смачивания и выпуклую при его отсутствии. Давление паров над вогнутой поверхностью ниже, а над выпуклой выше, чем над плоской границей раздела; разность этих давлений наз. лапласовским давлением. Радиус М. связан с лапласовским давлением *Лапласа уравнением*. Существованием лапласовского давления объясняются всасывание жидкости в капилляры, капиллярная конденсация и др. *капиллярные явления*.

2) В о п т и к е — выпукло-вогнутая линза, ограниченная двумя сферич. поверхностями; один из наиб. распространённых типов *линз*. М., толщина к-рого к центру больше, чем на краях,— собирающая линза; при толщине, на краях большей, чем в центре, — рассеивающая линза. М. используется в очках, в объективах (в качестве насадочных линз для изменения фокусного расстояния), для компенсации аберраций оптич. систем (см. *Менисковая система*).

МЕНИ́СКОВАЯ СИСТЕ́МА — разновидность *зеркально-линзовых систем*, в к-рой для компенсации аберраций зеркала (или зеркал) используется расположенный перед ними мениск (выпукло-вогнутая или вогнуто-выпуклая линза). М. с. изобретены в 1941 Д. Д. Максутовым и независимо Д. Габором (D. Gabor). Простейшая М. с., называемая также системой Максутова (рис. 1), состоит из одного ахроматич. мениска и сферич. вогнутого зеркала. Мениск обладает малой *оптической силой*, и его осн. назначение — компенсировать *сферическую аберрацию* зеркала. При определ. соотношении $[(R_1 - R_2)/d \approx 0{,}6]$ между радиусами R_1 и R_2 оптич. поверхностей мениска и толщиной мениска d достигается ахроматизация, что обеспечивает получение высококачеств. изображения в широкой области спектра. Кому исправляют подбором расстояния между мениском и зеркалом. Для М. с. на рис. 1 это расстояние примерно равно её фокусному расстоянию. Прототипом простейшей М. с. является зеркально-линзовый объектив Шмидта, по сравнению с к-рым М. с. более технологична (т. к. все оптич. поверхности сферические) и обладает в 2 раза меньшей длиной. Существ. недостаток простейшей М. с.— наличие значит. *кривизны поля изображения*, радиус к-рой примерно равен фокусному расстоянию М. с. Применение М. с. в качестве объективов астр. телескопов (т. н. м е н и с к о в ы е т е л е с к о п ы или т е л е с к о п ы М а к с у т о в а) целесообразно при относит. отверстиях 1 : 2 и фокусных расстояниях, не превышающих 2 м. Широкое распространение получили М. с. в качестве телеобъективов для зеркальных фотоаппаратов. На рис. 2 представлен менисковый телеобъектив МТО-500 с фокусным расстоянием 500 мм и относит. отверстием 1 : 8, представляющий собой двухзеркальный объектив типа Кассегрена (см. *Объектив*) с 2 компенсаторами: менисковым (*1*) и двухлинзовым (*2*), расположенным в сходящемся пучке лучей и устраняющим кривизну поля изображения.

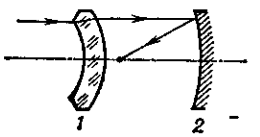


Рис. 1. Простейшая менисковая система: *1* — мениск; *2* — сферическое зеркало.

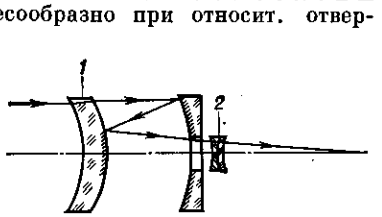


Рис. 2.

Лит.: В о л о с о в Д. С., Теория менисковых систем, «ЖТФ», 1945, т. 15, в. 1—2.
А. П. Грамматин.

МЕ́РА ДИСПЕ́РСИИ (*DM*) — величина, определяющая запаздывание импульсов излучения космич. объектов. Задержка радиоизлучения обусловлена тем, что показатель преломления плазмы зависит от длины волны λ (см. *Дисперсия волн*). Длинные волны распространяются медленнее коротких, поэтому сигнал, испущенный одновременно на разных λ, приходит к наблюдателю на длинных волнах позже, чем на коротких. Величина запаздывания

$$\Delta t = \frac{e^2\left(\lambda_1^2 - \lambda_2^2\right)}{2\pi m_e c^3} DM \simeq 4{,}6\left(\lambda_1^2 - \lambda_2^2\right) DM \text{ [мкс]},$$

где λ выражена в см. М. д. равна полному числу электронов на луче зрения (от объекта до наблюдателя) в столбике сечением 1 см^2

$$DM = \int_0^L N_e dl = \overline{N}_e dl,$$

где N_e — концентрация электронов, dl — элемент длины вдоль луча зрения, $\overline{N}_e$ — ср. значение N_e, L — расстояние до области генерации излучения. Обычно L измеряют в парсеках, а N_e в см$^{-3}$, так что единицей М. д. служит пк/см^3. Единств. типом астрофиз. объектов, для к-рых запаздывание импульсов поддаётся измерениям, являются пульсары. Обычно для пульсаров 10 пк/см^3 $\lesssim DM \lesssim$ 500 пк/см^3. Т. к. наблюдения всегда ведутся в нек-рой полосе длин волн, наличие запаздывания мешает изучению тонкой временно́й структуры импульсов пульсаров.

Осн. часть М. д. набирается в межзвёздном газе. Поэтому измерение М. д. даёт возможность изучать распределение электронов в межзвёздном газе Галактики.

Н. Г. Бочкарёв.

МЕРКУ́РИЙ — ближайшая к Солнцу большая планета Солнечной системы. Ср. расстояние от Солнца 0,387 а. е. (57,9 млн. км). Эксцентриситет орбиты 0,2056 (расстояние в перигелии 46 млн. км, в афелии 70 млн. км). Наклон плоскости орбиты к эклиптике 7°. Период обращения М. вокруг Солнца (меркурианский год) 87 сут 23 ч 16 мин. Фигура М. близка к шару с радиусом на экваторе (2440 ± 2) км. Масса М. $\approx 3{,}31 \cdot 10^{23}$ кг (0,054 массы Земли). Ср. плотность 5440 кг/м^3. Ускорение свободного падения на поверхности М. 3,7 м/с^2. Первая *космическая скорость* на М. 3 км/с, вторая — 4,3 км/с. Период вращения М. вокруг своей оси равен 58,6461 ± ± 0,0005 сут. Он соответствует устойчивому режиму, при к-ром период вращения равен $^2/_3$ периода орбитального обращения (58,6462 сут). В этом случае малая ось эллипсоида инерции планеты при прохождении ею перигелия совпадает с направлением на Солнце. Это — вариант резонанса, вызванного действием солнечного притяжения на планету, распределение массы внутри к-рой не является строго концентрическим. Определяемая совокупным действием вращения и обращения по орбите длительность солнечных суток на М. равна трём звёздным меркурианским суткам, или двум меркурианским годам, и составляет 175,92 ср. земных суток. Наклон экватора к плоскости орбиты незначителен ($\approx$3°), поэтому сезонные изменения практически отсутствуют.

Поверхность М. довольно тёмная: показатель цвета соответствует тёмно-бурой окраске. Видимый контраст деталей несколько меньше, чем в случае контрастов «морских» и «материковых» участков на Луне. Визуальное *альбедо* равно 0,056, интегральное — 0,09. Кривые изменения относительной яркости в зависимости от угла фазы для М. и Луны практически совпадают, спектральная отражат. способность с возрастанием длины волны до 1,6 мкм увеличивается. Эти данные позволяют предполагать, что поверхность М. покрыта раздробленным веществом базальтового типа, подобным лунно-

му реголиту (см. *Луна*); причиной низкого альбедо может быть обогащённость реголита железом и титаном. Радиоастр. и поляризац. исследования также указывают на сходство микроструктуры поверхностей М. и Луны.

Кол-во солнечной энергии, получаемой М. в перигелии, примерно вдвое больше, чем в афелии, и в среднем в 10 раз больше, чем на Земле ($\approx$14 кВт/м^2). С большой длительностью дня и ночи связано резкое различие темп-р на тёмной и освещённой сторонах планеты, а низкое альбедо способствует сильному нагреванию поверхности в течение дня. На ср. расстоянии от Солнца *яркостная температура* в ИК-диапазоне в подсолнечной точке соответствует излучению абсолютно чёрного тела при темп-ре 613 К (см. *Планка закон излучения*). Темп-ра поверхности на ночной стороне (111 $\pm$ 3) К. Теплофиз. поведение наружного покрова М. свидетельствует о его чрезвычайно низкой теплопроводности. Темп-ра на глубинах в десятки см, о к-рой можно судить по радиоизлучению М., не обнаруживает заметных изменений. По результатам радиолокац. исследований (измерение диэлектрич. проницаемости) плотность поверхностного слоя оценена в 1500 $\pm$ $\pm$ 400 кг/м^3.

При трёх последоват. пролётах около планеты космич. аппарата (КА) «Маринер-10» (США) получены фототелевизионные изображения примерно $^1/_3$ поверхности М. Обилие кратеров ударного происхождения — наиб. характерная черта отснятых районов. Морфология кратеров, их плотность и распределение по размерам близки к лунным, степень эрозии и сглаживания невелика, о чём свидетельствуют сохранившиеся лучевые структуры. В целом кратеры на М. менее глубокие, чем лунные, что, видимо, связано с бóльшим значением силы тяжести на М. и более эфф. заполнением кратера материалом, выбрасываемым при ударе метеорита. На поверхности хорошо сохранились как самые древние, так и более поздние структуры, видны эскарпы, простирающиеся на расстояния в сотни км, что интерпретируется как указание на эволюцию планеты в ходе гравитац. дифференциации и последующего сжатия при остывании массивного железоникелевого ядра.

Атмосфера у М. по существу отсутствует. Давление газов у поверхности оценено по результатам радиопросвечивания и данным УФ-измерений с космич. аппарата, оно оказалось равным 0,2 нПа (плотность менее 0,01 нг/м^3). Обнаружен Не с парциальным давлением 0,02 нПа, установлены верх. пределы содержания H, CO_2, C, O, Ne, Ar, Xe. В создании и поддержании атмосферы М. определяющую роль играет, очевидно, *солнечный ветер*, являющийся поставщиком протонов, α-частиц и более тяжёлых ядер.

У М. обнаружено заметное магн. поле с напряжённостью на поверхности у экватора $\approx$ 0,28 А/м. Напряжённость магн. поля у полюсов вдвое выше. Ось магн. диполя планеты наклонена к оси вращения М. на угол $\approx$ 12°. М. обладает магнитосферой, к-рая сильно поджата к планете (см. *Магнитосферы планет*).

М. Я. Маров.

МЁРМИНА — ВАГНЕРА ТЕОРЕ́МА — утверждает невозможность ферро- или антиферромагн. упорядочения в одно- и двумерной решётке спинов $\boldsymbol{S}$, описываемой изотропной *Гейзенберга моделью*, при темп-рах $T \neq 0$ [1]. Разумеется, М.— В. т. не исключает магн. упорядочения в реальных квазиодно- и двумерных системах (в силу их конечности, а также анизотропии), где условия теоремы, как правило, не выполняются. В частности, магн. упорядочение возникает в решётках, соответствующих двумерной *Изинга модели*.

Утверждения, аналогичные М.— В. т., справедливы также для спонтанного *параметра порядка* в др. низкоразмерных системах, в частности для явлений сверхпроводимости и сверхтекучести [2].

Доказательство М.— В. т. основано на неравенстве Боголюбова для статистич. средних. Подстановка в него Фурье-компонент операторов спиновой плотности и гамильтониана Гейзенберга даёт для двумерной решётки спинов

$$m_z^2 < \frac{2\pi\rho}{\mathbf{k}_0^2} \cdot \frac{\omega}{hT} \cdot \frac{S(S+1)}{\ln(1+\omega/|hm_z|)}, \qquad (1)$$

для одномерной решётки спинов

$$|m_z|^3 < |h|\,\omega \left[\frac{S(S+1)}{2hT \operatorname{arctg}[(\omega/|hm_z|)^{1/2}]}\right]^2. \qquad (2)$$

В ф-лах (1) и (2) h — внеш. магн. поле, m_z — намагниченность (для случая антиферромагнетика — намагниченность *магнитной подрешётки*), $\mathbf{k}_0$ — граничный вектор *Бриллюэна зоны*, ρ^{-1} — объём, приходящийся на один спин, и $\omega = \mathbf{k}_0^2 S(S+1)\sum_{\boldsymbol{R}} \boldsymbol{R}^2 |J(\boldsymbol{R})|$ [конечность ω, т. е. достаточно быстрое спадание обменного взаимодействия $J(\boldsymbol{R})$ с расстоянием $\boldsymbol{R}$, является условием теоремы].

Из (1) и (2) следует, что при $h \to 0$ намагниченность исчезает. Физически этот результат связан с сильным развитием для низкоразмерных систем ДВ-флуктуаций, разрушающих дальний порядок (ср. квадратичная флуктуация $\delta m_z^2 \to \infty$).

М.—В. т. запрещается возникновение спонтанной намагниченности, но не др. фазовые переходы. В частности, состояние с $m_z = 0$, но с восприимчивостью $(\partial m_z/\partial h)_T \to \infty$ при $h \to 0$ не противоречит (1) и (2). Такой переход, связанный с изменением асимптотики корреляц. ф-ций, действительно имеет место для двумерных систем при нек-рой темп-ре T_s. Для одномерных систем фазовые переходы отсутствуют вплоть до $T = 0$.

Лит.: 1) Mermin N., Wagner H., Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic Heisenberg models, «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 17, p. 1133 (рус. пер. в кн.: Маттис Д., Теория магнетизма, М., 1967, с. 399—403); 2) Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982, с. 177—182.

Ю. П. Ирхин, В. Ю. Ирхин.

МЕРОМО́РФНАЯ ФУ́НКЦИЯ — *аналитическая функция*, не имеющая в комплексной плоскости особенностей кроме полюсов. В частности, любая *целая функция* или рациональная ф-ция является М. ф. Кол-во полюсов у М. ф. не более чем счётно. Если М. ф. $f(z)$ имеет конечное число полюсов и выполнена оценка $|f(z)| \leqslant C|z|^m$, $|z| \geqslant R$ при нек-рых $R > 0$, $C > 0$ и $m \geqslant 0$, то $f(z)$ — рациональная ф-ция. Если М. ф. имеет бесконечное число полюсов, расположенных в точках $z_{\mathbf{k}}$, $k = 1,2\ldots$, то обязательно $z_{\mathbf{k}} \to \infty$, при $k \to \infty$. Для того чтобы $f(z)$ была М. ф., необходимо и достаточно, чтобы она представлялась в виде отношения двух целых ф-ций.

Справедлива теорема Миттаг-Леффлера. Пусть задана нек-рая конечная или бесконечная последовательность точек $z_{\mathbf{k}}$, $k = 1, 2\ldots$ и последовательность комплексных чисел $c_{\mathbf{k}j}$, $k = 1, 2\ldots$, $j = 1,2, \ldots, m_{\mathbf{k}}$. Тогда существует М. ф. $h(z)$, к-рая имеет полюсы только в точках $z_{\mathbf{k}}$, $k = 1, 2, \ldots$, причём гл. часть *Лорана ряда* $f(z)$ в точке $z_{\mathbf{k}}$ совпадает с ф-цией

$$h_{\mathbf{k}}(z) = \sum_{j=1}^{m_k} c_{\mathbf{k}j}(z - z_{\mathbf{k}})^{-j}, \quad k = 1,2,\ldots$$

Ф-цию $h(z)$ можно представить в виде суммы ряда

$$h(z) = \sum_{\mathbf{k}} \left(h_{\mathbf{k}}(z) - P_{\mathbf{k}}(z)\right),$$

где $P_{\mathbf{k}}(z)$, $k = 1, 2 \ldots$ — нек-рые полиномы. Обратно, всякая М. ф. $f(z)$, имеющая полюсы в точках $z_{\mathbf{k}}$, $k = 1, 2 \ldots$ с гл. частями ряда Лорана $h_{\mathbf{k}}(z)$, отличается от ф-ции $h(z)$ на целую ф-цию.

Напр., ф-ция $f(z) = \mathrm{ctg}z$ является М. ф. и имеет простые полюсы в точках $z_n = \pi n$, $n = 0, \pm 1, \ldots$ с гл. частями $h_n = (z - \pi n)^{-1}$. Для неё имеет место представление

$$\mathrm{ctg}z = \frac{1}{z} + \sum_{\substack{n=-\infty \\ n\neq 0}}^{\infty} \left(\frac{1}{z - \pi n} + \frac{1}{\pi n} \right).$$

М. ф. $\mathrm{ctg}^2 z$ имеет полюсы второго порядка в тех же точках $z_n = \pi n$, $n = 0, \pm 1, \ldots$ с гл. частями ряда Лорана $h_n = (z - \pi n)^{-2}$. Соответственно разложение для неё имеет вид

$$\mathrm{ctg}^2 z = -1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} (z - \pi n)^{-2}.$$

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция. Б. И. Завьялов.*

МЕРЦАНИЙ МЕ́ТОД — метод определения параметров турбулентной среды и источника, к-рым просвечивается среда, на основе измерения статистич. характеристик флуктуаций потока излучения, вызванных модуляцией волн неоднородностями показателя преломления. Метод базируется на теории распространения волн в средах с показателем преломления, являющимся случайной ф-цией координат $\boldsymbol{r}$ (см. *Распространение радиоволн* в случайно неоднородных средах). Развитие возмущений поля волны начинается с развития фазовых возмущений, затем эффекты фокусировки, дифракции и интерференции приводят к появлению флуктуаций потока — мерцаниям (см. *Мерцания радиоволн*). Различают два режима мерцаний: режим слабых и режим сильных (насыщенных) мерцаний. Движение среды относительно луча зрения преобразует пространств. флуктуации во временны́е.

Измеряемыми характеристиками флуктуаций потока излучения H являются индекс мерцаний $m = \sqrt{\langle (H - \langle H \rangle)^2 \rangle} / \langle H \rangle$ (угл. скобки обозначают ср. значение), *корреляционная функция* $B_H(\Delta \boldsymbol{r}_\perp, \Delta t)$, где двумерный вектор $\Delta \boldsymbol{r}_\perp$ характеризует относительное положение точек измерения в картинной (нормальной лучу зрения) плоскости, Δt — разность времён наблюдения. Измеряют также пространственную $M_H(\boldsymbol{q}_\perp)$ и временну́ю $M_H(f)$ спектральные ф-ции — *Фурье преобразования* B_H по $\Delta \boldsymbol{r}_\perp$ и Δt [$\boldsymbol{q} = (q_x, q_y, q_z)$, где q_x, q_y, q_z — *пространственные частоты*, f — временна́я частота]. Наблюдения мерцаний проводят обычно на одиночных оптич. телескопах или радиотелескопах, реже используют систему из неск. инструментов (интерферометры).

Определение параметров среды. Среда характеризуется корреляц. ф-цией флуктуаций показателя преломления $B_n(\Delta \boldsymbol{r})$ и спектральной ф-цией $\Phi_n(\boldsymbol{q})$ — преобразованием Фурье B_n по $\Delta \boldsymbol{r}$. Задача восстановления характеристик среды по данным мерцаний имеет неоднозначное решение, поэтому вводят дополнит. предположения о модели среды и из сравнения теории с наблюдениями делают вывод о правильности или неправильности модели.

В режиме слабых мерцаний флуктуации потока описываются теорией возмущений в первом порядке, поэтому пространств. спектры флуктуаций потока и показателя преломления связаны линейным соотношением. Для случая бесконечно удалённого точечного источника это соотношение имеет вид

$$M_H(q_x;q_y) = 8\pi k^2 \int_0^z dz' \sin^2\left[\left(q_x^2 + q_y^2 \right)(z - z')/2k \right] \times$$

$$\times\, \Phi_n(q_x, q_y, q_z = 0),$$

где $k = 2\pi\lambda$ — волновое число, ось z ориентирована вдоль луча зрения, интегрирование ведётся от источника к наблюдателю. Это соотношение используется для восстановления вида спектра Φ_n по наблюдаемому спектру мерцаний источника M_H. Обычно измеряют временной спектр, к-рый в отличие от пространственного является одномерным. В простейшем случае однородного движения среды со скоростью v поперёк луча зрения временной спектр может быть получен из пространственного интегрированием по переменной, нормальной вектору скорости, напр. q_y, а переменная q_x заменяется на $2\pi f/v$. М. м. является наиб. информативным в интервале пространств. частот, прилегающих к частоте $\sqrt{k/z}$. Почти для всех типов сред (атмосфера, ионосфера, межпланетная и межзвёздная плазмы) характерны спектры показателя преломления степенного вида. Для этих сред характерные пространств. масштабы мерцаний близки к масштабу Френеля $a_\Phi = \sqrt{z/k}$. В метровом диапазоне радиоволн $a_\Phi \sim 1$ км для ионосферы, ~ 100 км для межпланетной плазмы и $\sim 10^8$ м для межзвёздной плазмы. Характерные времена мерцаний — минуты для ионосферы и межзвёздной плазмы, секунды для межпланетной плазмы.

Зондируя среду в разных направлениях, можно изучать крупномасштабную структуру уровня турбулентности. Методом картографирования индексов мерцаний изучена крупномасштабная структура межпланетной плазмы (рис. 1), ионосферы.



Рис. 1. Структура межпланетной плазмы, полученная по измерениям индексов мерцаний 150 радиоисточников. Усиление плотности штриховки соответствует увеличению индекса мерцаний. α и δ — прямое восхождение и склонение. В незаштрихованных областях измерения отсутствуют. Точкой показано положение Солнца.

В режиме насыщенных мерцаний индекс мерцаний близок к 1 и слабо зависит от параметров среды. Информация о среде содержится в пространственном и временно́м масштабах, в корреляц. и спектральной ф-циях. В этом режиме возникает тонкая структура модуляции потока при изменении несущей частоты волны. Корреляция флуктуаций потока на двух разнесённых частотах зависит от вида спектра турбулентности и от распределения турбулентной среды по лучу зрения. Осн. информацию о спектре неоднородностей межзвёздной плазмы дали наблюдения мерцаний пульсаров в режиме насыщения.

Измеряя корреляцию мерцаний в разнесённых точках, получают скорость движения среды или источника. В простейшем случае однородного движения со скоростью $\boldsymbol{v}$ имеем

$$B_H(\Delta \boldsymbol{r}_\perp, \Delta t) = B_H(\Delta \boldsymbol{r}_\perp - \boldsymbol{v}_\perp \Delta t),$$

$\Delta \boldsymbol{r}_\perp$ и $\boldsymbol{v}_\perp$ — проекции разности координат и скорости на картинную плоскость. Этим методом измерены скорость солнечного ветра, скорости движения пульсаров.

Определение параметров источника излучения. Исходное излучение источника характеризуется распределением яркости $I(\boldsymbol{b})$, где $\boldsymbol{b} = (\Delta\alpha, \Delta\delta)$ — уклонение угл. координат от ср. направления на источник. Используют также ф-цию видности, или ф-цию когерентности поля $B_E(\Delta \boldsymbol{r}_\perp)$, к-рая представляет собой отклик интерферометра с базой $\Delta \boldsymbol{r}_\perp$ и связана с $I(\boldsymbol{b})$ преобразованием Фурье. При восстановлении распределения яркости по источнику наиб. информативными являются мерцания на геометрически тонком слое случайно

преломляющей среды (фазовом экране). В этом случае между пространств. спектром мерцаний и ф-цией видности имеется простое соотношение:

$$M_H(q) = M_{H,0}(q)\,|B_E(qz/k)|^2,$$

где $M_{H,0}$ — спектр мерцаний точечного источника с единичным потоком. Аналогичное соотношение справедливо и в случае флуктуаций потока в фокусе оптич. телескопа, оно служит основой метода *спекл-интерферометрии*, к-рый позволяет исключить влияние турбулентной атмосферы на изображение астр. объекта. В случае протяжённой среды в режиме слабых мерцаний приведённое выше выражение можно распространить на вклад слоя малой толщины dz, а суммарный спектр определяется интегралом по z. Возможности восстановления распределения яркости по источнику в случае протяжённой среды сужаются (непосредственно определяются лишь угл. размеры источника, рис. 2), но тем не менее можно проводить модельное восстановление с включением в модель неск. свободных параметров.

В режиме насыщенных мерцаний в случае протяжённой среды вид спектра мерцаний практически не зависит от угл. размеров источника θ_0. Осн. информация об источнике содержится в индексе мерцаний, к-рый убывает с увеличением θ_0. Для больших значений θ_0 $m \sim 1/\theta_0$.

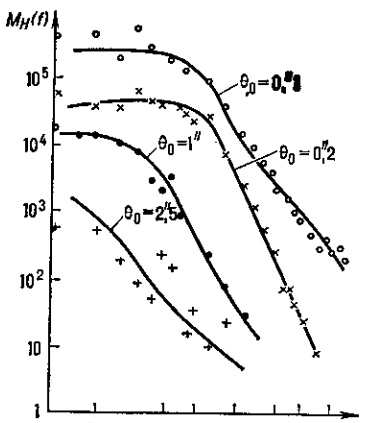


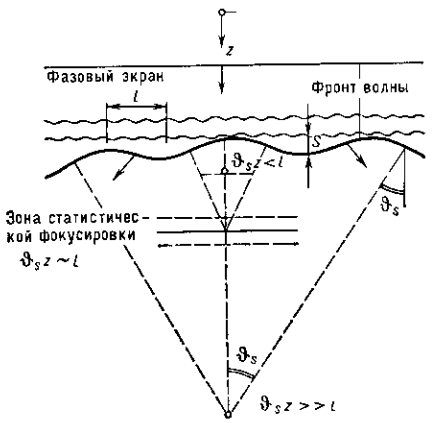
Рис. 2. Влияние угловых размеров источников θ_0 на временные спектры межпланетных мерцаний. Сплошные линии — теоретические; точки — данные наблюдений, полученные на длине волны $\lambda = 3$ м, на угловых расстояниях от Солнца $30° \div 40°$, ○ — 3С 43, × — 3С 119, ● — 3С 68,2, + — 3С 154.

В качестве ориентировки для оценки разрешения М. м. может служить угл. размер первой зоны Френеля, $\theta_\Phi = \sqrt{1/kz}$. В метровом диапазоне радиоволн в ионосфере $\theta_\Phi \approx 3'$, в межпланетной плазме $\sim 1''$, в межзвёздной плазме $\sim 10^{-5''}$. При исследовании мерцаний пульсаров достигнуто рекордное угл. разрешение $\sim 10^{-7''}$.

Лит.: Чернов Л. А., Волны в случайно-неоднородных средах, М., 1975; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Гочелашвили К. С., Шишов В. И., Волны в случайно неоднородных средах, в кн.: Итоги науки и техники. Радиофизика. Физические основы электроники. Акустика, т. 1, М., 1981; Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я., Волновые явления в ионосфере и космической плазме, М., 1984.

В. И. Шишов.

МЕРЦА́НИЯ РАДИОВО́ЛН — вариации интенсивности радиоволн во времени, вызванные случайными неоднородностями среды (показателя преломления n); явление, аналогичное мерцанию звёзд. М. р. возникают в результате фокусировки, дифракции, а также интерференции радиоволн, рассеянных разными неоднородностями. На рис. изображено возникновение амплитудных флуктуаций за тонким неполощающим слоем с неоднородностями (случайным фазовым экраном), за к-рым появляются случайные искажения фазового фронта волны, обусловленные флуктуациями её фазы s в слое. При этом $s = k_0 \int_0^L n(z)dz$ ($k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме, L — толщина слоя), а угол $\theta_s \approx k_0^{-1}\,\partial s/\partial x$ при $\theta_s \ll 1$. На малых расстояниях z от слоя изменение интенсивности волны вдоль оси x (или во времени, при движении неоднородностей вдоль x) происходит за счёт сужения или расширения лучевой трубки и пропорц. $z\partial\theta_s/\partial x \sim zs_0/k_0 l^2$ (s_0^2 — дисперсия s, l — радиус корреляции неоднородностей). Изменение максимально при z, примерно равно фокусному расстоянию $z_0 = (\partial\theta_s/\partial x)^{-1}$, $zs_0/k_0 l^2 \sim 1$ (область



статистич. фокусировки). При $z \gg z_0$ в точку приёма приходят радиоволны от разл. неоднородностей, а флуктуации возникают в результате интерференции рассеянных волн. В этом случае величина флуктуаций интенсивности ($\langle\Delta I^2\rangle/\langle I^2\rangle$) определяется только значением s_0, при $s_0 \gg 1$ она насыщается (область насыщенных мерцаний) подобно флуктуациям сигнала, состоящего из мн. некоррелированных случайных компонент.

М. р. являются одной из причин *замираний* сигналов при *распространении радиоволн* в ионосфере и тропосфере, их используют для изучения неоднородностей среды, особенно межзвёздной и межпланетной плазмы. Если угл. размеры источника излучения существенно превышают угл. размеры неоднородностей среды, ответственных за М. р., то флуктуации вследствие пространств. усреднения сглаживаются и М. р. исчезают. Этот эффект лежит в основе одного из методов определения угл. размеров дискретных космич. радиоисточников; метод особенно эффективен при использовании неоднородностей солнечного ветра и межзвёздной плазмы.

Л. М. Ерухимов.

МЁССБАУЭРА ЭФФЕ́КТ (ядерный γ-резонанс) — испускание или поглощение γ-квантов атомными ядрами в твёрдом теле (обусловленное ядерными переходами), не сопровождающееся изменением колебат. энергии тела, т. е. испусканием или поглощением фононов (без отдачи). Открыт Р. Мёссбауэром (R. Mössbauer) в 1958. Таким переходам соответствуют линии испускания и поглощения γ-лучей, обладающие естеств. шириной $\Gamma = \hbar/\tau$, где τ — ср. время жизни возбуждённого состояния ядра, участвующего в γ-переходе (см. *Ширина спектральной линии*), и энергией $\mathscr{E}_0$, равной энергии перехода. Благодаря М. э. стали возможными измерения спектров испускания, поглощения и резонансного рассеяния γ-квантов низколежащих ($\mathscr{E} < 200$ кэВ) и долгоживущих возбуждённых ядерных уровней ($\tau = 10^{-5} - 10^{-11}$ с) с разрешением порядка естеств. ширины уровня Γ.

М. э. наблюдается для 73 изотопов 41 элемента. Получены линии с рекордно малыми значениями отношения $\Gamma/\mathscr{E}_0 \sim 10^{-16}$. С помощью таких линий стали возможными измерения гравитац. *красного смещения* спектральных линий в земных условиях, до открытия М. э. проявлявшиеся лишь в астр. наблюдениях.

Малые величины абс. значений Г (10^{-5}—10^{-10} эВ) позволяют проводить измерения сдвигов и расщеплений линий, обусловленных взаимодействием ядра с внутренними электрич. и магн. полями и тем самым получать информацию о структуре, составе, хим. связях и магн. свойствах вещества, содержащего резонансный нуклид. Измерения вероятности М. э., т. е. доли испущенных или поглощённых γ-квантов без отдачи, и её зависимости от темп-ры T позволяют получить сведения об особенностях взаимодействия атомов в твёрдых телах и о колебаниях *кристаллической решётки* (напр., о фононном спектре). Благодаря этому М. э. широко применяется как метод исследования твёрдых тел с приложениями в разл. областях науки и техники (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*). За открытие М. э. в 1962 Р. Мёссбауэру присуждена Нобелевская премия.

Природа М. э. При испускании или поглощении γ-кванта свободное неподвижное ядро приобретает импульс $p = \mathscr{E}/c$, где $\mathscr{E}$ — энергия γ-кванта, и энергию поступат. движения $R = p^2/2M$, где M — масса ядра. В результате энергия испускаемых γ-квантов оказывается меньше энергии ядерного перехода $\mathscr{E}_0$ на величину R; резонансно поглощаются γ-кванты с энергией, большей $\mathscr{E}_0$ на ту же величину. Т. о., линии испускания и поглощения смещены друг относительно друга на $2R$. В газах за счёт теплового движения и *Доплера эффекта* происходит уширение γ-линий на величину $\Delta = 2\sqrt{RkT}$ и их небольшое перекрытие (рис. 1,*а*). Для



Рис. 1. Линии испускания (*1*) и поглощения (*2*) γ-квантов атомными ядрами в газах (*а*), в твёрдых телах (*б*), в жидкостях (*в*): $\mathscr{E}_0$ — энергия ядерного перехода; $R = \mathscr{E}_0^2/2Mc^2$ — энергия отдачи; $\Delta = 2\sqrt{RkT}$ — доплеровская ширина; Г — естественная ширина линии; $\Delta\Gamma = 2\hbar D/\lambda^2$; D — коэффициент диффузии; λ — приведённая длина волны γ-излучения.

ядерных переходов всегда $\Gamma \ll R$, $\Gamma \ll \Delta$. Ввиду этого действующее сечение резонансного поглощения очень мало́; эффект можно увеличить нек-рыми искусств. приёмами, однако и при этом он остаётся трудно наблюдаемым.

В твёрдом теле благодаря взаимодействию атомов энергия отдачи превращается в энергию колебаний кристаллич. решётки (испускание и поглощение фононов). Однако процессы испускания и поглощения γ-квантов приобретают вероятностный характер. В среднем на один испущенный γ-квант кристаллу передаётся энергия, в точности равная энергии отдачи R. При этом возможны как процессы испускания и поглощения γ-квантов с возбуждением ($\mathscr{E} < \mathscr{E}_0$) и поглощением фононов ($\mathscr{E} > \mathscr{E}_0$), так и процесс без отдачи, т. е. М. э., когда энергия испускаемых γ-квантов с точностью до Г равна энергии ядерного перехода (рис. 1,*б*).

М. э. можно объяснить на классич. языке без привлечения квантовой механики. Движущееся ядро в возбуждённом состоянии можно рассматривать как излучатель с несущей частотой $\omega_0 = \mathscr{E}_0/\hbar$ с затуханием α, подверженный за счёт движения ядра *фазовой модуляции*. Электрич. поле излучаемой волны

$$E(t) = \mathscr{E}_0 \exp\left[-i\omega_0 t - \frac{\alpha t}{2} + i\mathbf{k}\boldsymbol{r}(t)\right]. \qquad (1)$$

Здесь $\mathscr{E}_0$ — константа, $\mathbf{k}$ — волновой вектор γ-кванта, $\boldsymbol{r}$ — координата ядра в момент t. Несмещённая линия естеств. ширины появляется при таких движениях ядра, когда среднее по времени Δt от фазового множителя отлично от 0, т. е.:

$$A_M = \lim_{\Delta t\to\infty} \frac{1}{\Delta t}\int_0^{\Delta t} \exp\left\{i\mathbf{k}\boldsymbol{r}(t)\right\}dt \neq 0. \qquad (2)$$

Величина $f_M = |A_M|^2$ определяет интенсивность несмещённой линии и названа фактором Мёссбауэра. Если ядро движется в огранич. пространстве, то только при спец. типах движения $A_M = 0$. В подавляющем большинстве случаев $A_M = 0$. Колебат. движение ядра в твёрдых телах носит огранич. характер, и в приближении гармонич. колебаний

$$f_M = \exp(-\overline{x^2}/\lambda^2), \qquad (3)$$

где $\overline{x^2}$ — ср. квадрат смещения ядра от положения равновесия в направлении полёта γ-квантов; $\lambda = \hbar c/\mathscr{E}_0$ — приведённая длина волны излучателя.

Квантовомеханич. рассмотрение приводит также к ф-ле (3), но позволяет учесть при вычислении $\overline{x^2}$ как тепловые, так и нулевые колебания атомов. Фактор Мёссбауэра во многом аналогичен *Дебая — Уоллера фактору*, определяющему вероятность упругого рассеяния рентг. лучей и нейтронов в твёрдых телах. С ростом темп-ры $\overline{x^2}$ увеличивается, а f_M падает. Характер зависимости $f_M(T)$ определяется мн. факторами: значениями силовых констант, составом и структурой кристалла и т. п. Однако для γ-переходов низких энергий f_M сохраняет заметную величину вплоть до темп-ры плавления. С увеличением $\mathscr{E}_0$ (уменьшением λ) f_M резко падает, и для сохранения доступной измерению величины f_M источник и поглотитель обычно охлаждают до $T = 4{,}2$ К. При $T\to 0$ К за счёт нулевых колебаний $\overline{x^2}$ остаётся конечным, и это обстоятельство ограничивает возможности наблюдения несмещённой линии для переходов с большими $\mathscr{E}_0$.

В жидкости атомы или молекулы за счёт диффузии могут перемещаться на сколь угодно большие расстояния, поэтому наблюдать несмещённую линию естеств. ширины в жидкостях нельзя. Однако т. к. время жизни возбуждённого ядерного уровня конечно, то, если перемещение за время τ мало или сравнимо с λ, спектры испускания и поглощения γ-квантов не должны сильно отличаться от соответствующих спектров твёрдых тел. Анализ показывает, что при учёте как колебательного, так и диффузионного движений в спектрах поглощения и испускания содержится несмещённая линия, но уширенная на величину $\Delta\Gamma = 2\hbar D/\lambda^2$, где D — коэф. диффузии (рис. 1,*в*). Для большинства жидкостей D велики, а линии поглощения и испускания сильно уширены, и их наблюдение затруднено. Исключение составляют жидкости с большой *вязкостью*. В твёрдых телах при высоких T также наблюдается заметное уширение несмещённой линии за счёт диффузии.

В твёрдых телах часть спектра испускания и поглощения соответствует процессам с отдачей, т. е. с возбуждением или поглощением фононов. Эта часть распределена по интервалу энергий $\Delta\mathscr{E} = \hbar\omega_\Phi$, где ω_Φ — характерная частота фононного спектра. Т. к. $\hbar\omega_\Phi \gg \Gamma$, то измерения деталей этого распределения невозможны. Исключения составляют случаи, когда в $r(t)$ сильно представлены гармоники с НЧ. Если, напр., возбудить УЗ-колебания достаточно большой интенсивности с частотой Ω, то в спектрах поглощения и

испускания наблюдаются дополнит. линии (сателлиты), отстоящие от несмещённой линии на расстояния $\pm n\Omega$, где n — целое число (рис. 2,*а*). Сателлиты соответствуют процессам испускания γ-квантов с возбуждением и поглощением УЗ-фононов.

В больших биол. молекулах или сложных хим. веществах отд. фрагменты молекул могут занимать не одно, а неск. устойчивых равновесных положений, и при достаточно высоких T происходят случайные переходы фрагмента из одного состояния в

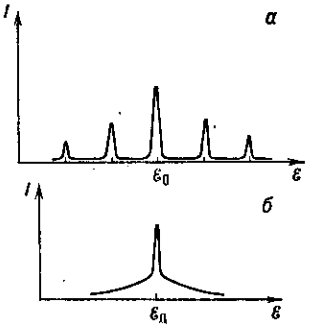


Рис. 2. Спектры испускания и поглощения γ-лучей в твёрдых телах при ультразвуковой накачке частоты (*а*) и при ограниченной диффузии (*б*).

другое. Т. к. движение фрагмента ограничено в пространстве, то спектры поглощения и испускания ядер, входящие в состав таких фрагментов, содержат несмещённую линию естеств. ширины. Кроме этой линии наблюдаются дополнит. линии лоренцевой формы (рис. 2,*б*), отражающие характер «перескокового» движения, к-рое можно рассматривать как диффузию в огранич. пространстве.

Движение ядер приводит к температурному сдвигу линии за счёт эффекта Доплера второго порядка на величину $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_0\overline{v^2}/2c^2$, где v — скорость движения излучающего или поглощающего ядра. Сдвиг очень мал ($\mathscr{E}/\mathscr{E}_0 \sim 10^{-13}$), и только благодаря узости несмещённых линий его можно наблюдать. С увеличением темп-ры $\Delta\mathscr{E}$ увеличивается и энергия испускаемых и поглощаемых γ-квантов уменьшается. При высоких T независимо от агрегатного состояния вещества $\overline{v^2} = 3kT/Mc^2$ и соответственно:

$$\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \frac{3kT}{2Mc^2}. \qquad (4)$$

Эффект Доплера второго порядка проявляет себя поразному в разл. агрегатных состояниях. В газах наряду со сдвигом линии $\Delta\mathscr{E}$ возникает и уширение линии $\delta\mathscr{E}$, сравнимое с $\Delta\mathscr{E}$. В твёрдых телах $\delta\mathscr{E}$ намного меньше сдвига линии и практически не наблюдается.

Наблюдение М. э. возможно с помощью спектрометра, схема к-рого приведена на рис. 3. Источнику γ-квантов сообщается скорость v (относительно) поглотителя, при этом энергия γ-кванта за счёт эффекта Доплера меняется на величину $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 v/c$. Скорости в интервале 0,1—10 см/с приводят к смещению линии на величину $\sim \Gamma$. Поглотитель содержит те же ядра, что и источник, но в основном состоянии. Меняя скорость v, можно совместить или раздвинуть линии испускания и поглощения.



Рис. 3. Схема мёссбауэровского спектрометра.

Если линии в источнике и поглотителе сильно раздвинуты, то поглощение γ-квантов происходит за счёт нерезонансных процессов (в основном за счёт фотоэлектрич. поглощения атомарными электронами и эффекта Комптона). При совмещении линии общее сечение поглощения увеличивается, а число прошедших через поглотитель γ-квантов, регистрируемых детектором, уменьшается.

Экспериментально можно не только обнаружить резонансное поглощение, но и исследовать форму линии поглощения. На рис. 4 приведены результаты эксперимента Мёссбауэра, в к-ром изучалось резонансное поглощение γ-лучей с энергией $\mathscr{E}_0 = 129$ кэВ, испускаемых при переходе ядра ^{191}Ir из первого возбуждённого состояния в основное (рис. 5). Источником служила пластинка металла ^{191}Os (см. ниже). Источник и поглотитель ^{191}Ir поддерживались при $T = 77$ К (платиновый поглотитель использовался для измерения нерезонансного поглощения). Наблюдаемая ширина провала отвечает ширине возбуждённого уровня ^{191}Ir ($\Gamma = 5\cdot10^{-6}$ эВ).

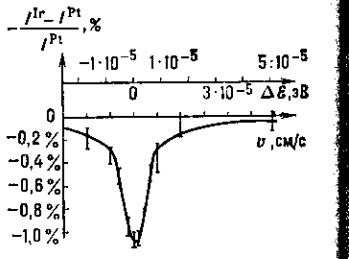


Рис. 4. Зависимость относительной разности интенсивностей I γ-излучения, проходящего через иридиевый (I^{Ir}) и платиновый (I^{Pt}) поглотители, от скорости v источника относительно поглотителя.

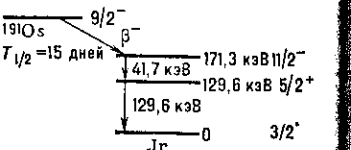


Рис. 5. Схема распада ^{191}Os; справа указаны спины I и чётности π состояний (I^π).

Источники резонансных γ-квантов представляют собой обычно радиоакт. ядра с большим периодом полураспада $T_{1/2}$, введённые в твердотельную матрицу ($T_{1/2}$ от неск. часов до неск. лет). В результате ядерных превращений (K-захвата или α-распадов) и последующего каскада γ-переходов образуется возбуждённое ядро, испускающее резонансные γ-кванты (рис. 5). В первом эксперименте Мёссбауэра источником служил β-радиоактивный ^{191}Os. Ядра в возбуждённом состоянии получаются в ходе ядерных реакций [напр., ^{40}K в результате реакции (n, γ), ^{57}Fe — (d,p)] и при кулоновском возбуждении ядер (^{73}Ge, ^{61}Ni). Удалось выделить резонансные γ-кванты из синхротронного излучения (с помощью дифракции γ-квантов на ядрах), в частности линию с энергией 14,4 кэВ, соответствующей энергии перехода ядра ^{57}Fe, с монохроматичностью $\sim10^{-8}$ эВ, т. е. сравнимой с Γ переходом ядра ^{57}Fe. Это открывает возможности получения мощных и узконаправленных источников резонансных γ-квантов.

Сечение резонансного поглощения γ-квантов $\sigma_{рез}$ в твёрдых телах определяется длиной волны γ-излучения, вероятностью М. э. (f_M), спинами ядер в основном (I_0) и возбуждённом ($I_в$) состояниях, а также вероятностью процесса *конверсии внутренней*

$$\sigma_{рез} = f_M G_0(\mathscr{E}); \qquad (5)$$

$$G_0(\mathscr{E}) = \frac{2I_в+1}{2I_0+1}\cdot\frac{2\pi\lambda}{1+K}\cdot\frac{\Gamma/2+\xi(\mathscr{E}-\mathscr{E}_0)}{(\mathscr{E}-\mathscr{E}_0)^2+\Gamma^2/4}. \qquad (6)$$

Здесь K — коэф. внутренней конверсии. Величина $K(1+K)$ определяет вероятность того, что поглотившее γ-квант ядро перейдёт затем в осн. состояние, передав энергию атомарным электронам. Коэф. ξ появляется как следствие квантовомеханич. эффекта — интерференции резонансного и нерезонансного (фотоэффект) процессов поглощения, имеет заметную величину лишь для переходов мультипольности E1. Линии поглощения γ-квантов в переходах E1 имеют ярко выраженную асимметрию (рис. 6). Для переходов др. мультипольности коэф. ξ пренебрежимо мал и энергетич. зависимость сечения поглощения имеет лоренцеву форму.

В твёрдом теле возможно упругое резонансное рассеяние γ-квантов на ядрах, при к-ром энергии рассеянных ($\mathscr{E}'$) и падающих ($\mathscr{E}$) γ-квантов строго равны. Сечение такого процесса $\sigma_{упр}$ пропорц. произведению ве-

роятности поглощения без отдачи (f_M) и вероятности испускания без отдачи (f'_M):

$$\sigma_{\text{упр}} = f_M \cdot f'_M G_0(\mathscr{E}). \quad (7)$$

Сечение упругого нерезонансного рассеяния γ-квантов и рентг. лучей (напр., на атомарных электронах) пропорц. фактору Дебая — Уоллера, зависящему лишь от передаваемого твёрдому телу импульса.

Процесс упругого резонансного рассеяния происходит как бы в два этапа: резонансное поглощение и затем резонансное испускание. И тем не менее часть упруго рассеянных γ-квантов рассеивается когерентно, т. е. разность фаз падающей и рассеянных волн имеет строго определённое значение, зависящее от энергий падающих γ-квантов.



Рис. 6. Спектр поглощения металлического Ta; источник в спектрометре (рис. 3) ^{191}Os в металлическом W.

Когерентные эффекты. Волны, соответствующие когерентно рассеянным γ-квантам от двух рассеивателей, могут интерферировать друг с другом, а в случае, когда резонансно рассеивающие ядра регулярно внедрены в кристаллич. решётку, возможна резонансная ядерная дифракция γ-квантов. При определённых направлениях падения γ-квантов на кристалл, определяемых *Брэгга — Вульфа условием*, возникает сильное дифракц. рассеяние, во многом аналогичное дифракц. рассеянию рентг. лучей. Благодаря резонансной ядерной дифракции появляется возможность выделения резонансных γ-квантов из синхротронного излучения.

При резонансной ядерной дифракции на совершенных кристаллах, содержащих высокую концентрацию резонансно рассеивающих ядер, имеет место подавление неупругих каналов ядерной реакции. При точном выполнении условия Брэгга — Вульфа по мере увеличения амплитуды дифрагированной волны сечение резонансного поглощения уменьшается и может строго обратиться в 0. При этом полностью прекращаются все неупругие процессы, сопровождающие резонансное поглощение (напр., процесс внутр. конверсии, неупругое испускание γ-квантов), а когерентная суперпозиция из падающей и дифрагированной волн распространяется по кристаллу без поглощения. Особенность эффекта подавления состоит в том, что колебания атомов в кристалле не восстанавливают даже частично резонансное поглощение.

Анализ когерентных явлений базируется на концепции коллективного возбуждённого ядра, согласно к-рой невозможно указать положение возбуждённого ядра, образовавшегося после поглощения γ-кванта.

Лит.: Эффект Мёссбауэра. Сб. ст. [Переводы], М., 1962; Каган Ю., К теории температурного красного смещения и уширения линии Мёссбауэра, «ЖЭТФ», 1964, т. 47, в. 1, с. 366; Bauer C., Matthias E., Mössbauer R. L., Recoilless resonance absorption and hyperfine structure of the 6. 2-ke V state in ^{181}Ta, «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 21, p. 961; Каган Ю. М., Афанасьев А. М., Войтовецкий В. К., Интерференция процессов конверсии и фотоэффекта при поглощении мёссбауэровского излучения, «Письма в ЖЭТФ», 1969, т. 9, с. 155; Мёссбауэр Р. Л., Стохастические движения атомов в белках, «Химическая физика», 1982, № 10, с. 1299; Gerdau E. и др., Nuclear bragg diffraction of synchrotron radiation in yittrium iron garnet, «Phys. Rev. Lett.», 1985, v. 54, p. 835; Van Burck U., Coherent effects in resonant diffraction theory, «Hyperfine Interactions», 1986, v. 27, p. 289; Smirnov G. V., Coherent effects in resonant diffraction: experiment, там же, p. 203.

А. М. Афанасьев.

МЁССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность основанных на использовании *Мёссбауэра эффекта* методов исследования физ. и хим. свойств конденсиров. сред (гл. обр. твёрдых тел), а также исследования микроскопич. объектов (ядер, ионов, хим. и биол. комплексов) в твёрдых телах. Для М. с. характерна высокая информативность. Измерения вероятности эффекта Мёссбауэра и температурного сдвига резонансных линий дают сведения о среднеквадратичных смещениях и скоростях атомов, содержащих резонансное ядро. Они используются как способ исследования колебат. движений частиц в твёрдых телах и их особенностей вблизи структурных и магн. фазовых переходов. Введение атомов, содержащих резонансное ядро, в качестве примесей в твёрдое тело позволяет исследовать локальные и квазилокальные колебат. моды (см. *Колебания кристаллической решётки*). Зависимость положения линии Мёссбауэра от скорости движения источника γ-излучения относительно поглотителя (или наоборот) используется для измерения малых скоростей (~0,1 мм/с) макроскопич. объектов (напр., при стыковке космич. кораблей), а также спектра скоростей разл. акустич. систем в звуковом и гиперзвуковом диапазоне частот.

Наиб. важные применения М. с. связаны с возможностью фиксировать сдвиги и сверхтонкие расщепления мёссбауэровских линий, связанные с взаимодействием электрич. и магн. моментов ядра с внутренними электрич. и магн. полями, вызывающими расщепление ядерных уровней (см. *Внутрикристаллическое поле*). Для этого используется *Доплера эффект*: источнику (или поглотителю) γ-лучей сообщается скорость v, при этом энергия γ-кванта изменяется на величину $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}v/c$ ($\mathscr{E}$ — энергия перехода). Скорости $v \sim 0{,}1$—1 см/с смещают линию на величину порядка её естеств. ширины (см. *Ширина спектральной линии*). Мёссбауэровские спектрометры измеряют зависимость резонансного поглощения от v (скоростной спектр).

Сверхтонкие расщепления и сдвиги

Химический (изомерный) сдвиг мёссбауэровской линии наблюдается, если источник и поглотитель химически не тождественны. Он обусловлен тем, что при переходе ядра из осн. состояния в возбуждённое несколько изменяется распределение электрич. заряда в ядре. Это приводит к изменению энергии кулоновского взаимодействия ядра с электронной оболочкой, к-рая пропорц. произведению ср. квадрата радиуса ядерного заряда $\langle r^2\rangle$ (точнее, радиуса эквивалентной равномерно заряженной сферы) на плотность электронов в месте расположения ядра $|\psi_s(0)|^2$, где $\psi_s(0)$ — волновая ф-ция s-электронов в центре атома. Если $\langle r^2\rangle$ для возбуждённого и осн. состояний ядра не одинаковы, то энергия γ-перехода будет отличаться от энергии γ-перехода в случае точечного ядра на величину

$$\Delta S = C\Delta\langle r^2\rangle \,|\,\psi_s(0)\,|^2,$$

где $\Delta\langle r^2\rangle = \langle r_b^2\rangle - \langle r_0^2\rangle$ — разность ср. квадратов радиусов для возбуждённого и осн. состояний ядра, C — коэф. пропорциональности. Изменение энергии ΔS непосредственно ненаблюдаемо. Однако величина $|\psi_s(0)|^2$ меняется при изменении хим. связей атома, и если хим. состав или кристаллографич. модификация источника и поглотителя различны, то возникает сдвиг линий испускания и поглощения:

$$\delta = \mathscr{E}_{\text{погл}} - \mathscr{E}_{\text{ист}} = \frac{2}{5}\pi Ze^2\left(\langle r_b^2\rangle - \langle r_0^2\rangle\right) \times \times \left\{|\,\psi_s(0)\,|^2_{\text{погл}} - |\,\psi_s(0)\,|^2_{\text{ист}}\right\}. \quad (1)$$

Здесь e — элементарный заряд, Z — порядковый номер ядра.

Вариации δ при изменении заряда иона в десятки и даже сотни раз (напр., для нуклидов ^{237}Np, ^{57}Fe, ^{119}Sn) превосходят точность измерения. Напр., различие δ для ионов Np^{4+} и Np^{5+} составляет 32 мм/с при точности измерений ~ 0,1 мм/с (рис. 1). Это даёт возможность провести тонкую градацию хим. связей в твёр-

дых телах, установить корреляции между величинами и электроотрицательностью ближайших ионов (лигандов), длинами связей лиганд — ион, а также симметрией ближайшего окружения (тетра- или окта-позиции), что широко

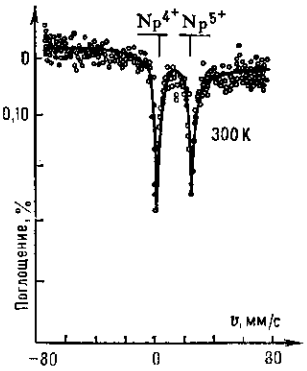


Рис. 1. Спектр испускания ^{237}Np в $^{241}AmO_2$; поглотитель $^{237}NpO_2$. Линия иона Np^{4+} соответствует равновесному зарядовому состоянию, линия Np^{5+} — неравновесному.

используется в химии и биологии. Исследование хим. сдвигов даёт сведения о плотности *s*-электронов на ядре.

Квадрупольное расщепление ядерных уровней и, следовательно, линий мёссбауэровского спектра вызывается взаимодействием *квадрупольного момента ядра* Q с неоднородным электрич. полем в месте расположения ядра (при некубич. симметрии окружения). На рис. 2,*б* приведена схема уровней ядра ^{57}Fe в неод-

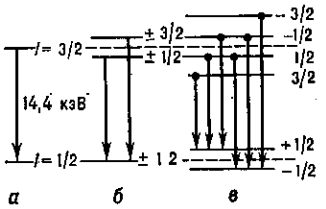


Рис. 2. Схема уровней ^{57}Fe и переходов между ними: *а* — без расщепления; *б* — квадрупольное расщепление уровней в неоднородном электрическом поле; *в* — расщепление в однородном магнитном поле; I — спин ядра.

нородном электрич. поле, на рис. 3 — скоростной спектр резонансного поглощения для источника с не-

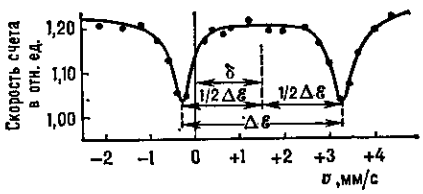


Рис. 3. Скоростной спектр резонансного поглощения для нерасщеплённой линии 14,4 кэВ ^{57}Fe (поглотитель $FeSO_4 \cdot 7H_2O$); $\Delta\mathscr{E}$ — квадрупольное расщепление возбуждённого уровня $\mathscr{E}$ = = 14,4 кэВ в поглотителе, δ — изомерный сдвиг. Источник при температуре T = 300 К, поглотитель при T = 14 К.

расщеплённой линией испускания $\mathscr{E}$ = 14,4 кэВ. Расстояние между расщеплёнными линиями

$$\Delta\mathscr{E} = \frac{1}{2}\, eqQ \left(1 + \frac{\eta^2}{3}\right)^{1/2}, \qquad (2)$$

где q — градиент, η — параметр асимметрии.

При монокристаллич. поглотителе интенсивность компонент квадрупольного расщепления по-разному зависит от угла между направлением γ-кванта и осями кристалла — квадрупольный дублет становится асимметричным. Асимметрию квадрупольного дублета можно наблюдать и в поликристаллич. образцах, если вероятность эффекта Мёссбауэра анизотропна (эффект Гольданского — Карягина).

Неоднородное электрич. поле на ядре создаётся электрич. зарядами ионов ближайшего окружения. Однако за счёт поляризации собств. электронной оболочки иона, содержащего резонансное ядро, градиент электрич. поля может измениться в десятки и даже сотни раз, а в большинстве случаев даже изменить знак. Фактор, определяющий это изменение, наз. антиэкранирующим (фактор Штернхаймера). Степень антиэкранировки зависит от хим. состояния иона; наблюдается большой разброс величин квадрупольного расщепления $\Delta\mathscr{E}$ даже для соединений с одинаковым распределением зарядов ближайшего окружения. Изучение квадрупольных расщеплений даёт дополнит. сведения о природе хим. связей и используется в химии и биологии.

Измерение спектров квадрупольного расщепления даёт также сведения о структуре и электронных свойствах твёрдого тела (матрицы). Напр., в спектре поглощения ядер ^{57}Fe высокотемпературного сверхпроводника $Y_1Ba_2Cu_{2,8}Fe_{0,2}O_8$ (темп-ра сверхпроводящего перехода 72 К) наблюдаются 3 квадрупольных дублета, соответствующих ионам Fe, замещающим ионы Cu в структурных позициях с разл. кислородным окружением (рис. 4). Хим. сдвиги для трёх позиций Fe

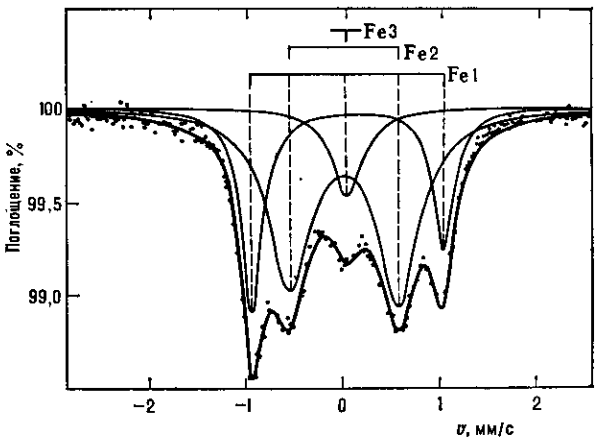


Рис. 4. Спектр поглощения нерасщеплённой линии 14,4 кэВ ядер Fe при T = 295 К в высокотемпературном сверхпроводнике $Y_1Ba_2Cu_{2,8}Fe_{0,2}O_8$ — результат суперпозиции парциальных спектров поглощения ионов Fe, занимающих различные неэквивалентные позиции в кристаллической решётке: Fe1, Fe2, Fe3.

одинаковы и близки к сдвигу в металлич. железе, т. е. плотность *s*-электронов прибл. одинакова на всех узлах решётки. Это свидетельствует о том, что валентные электроны для данного сверхпроводника делокализованы по всему кристаллу. Асимметрия дублета Fe2, обусловленная разной вероятностью эффекта Мёссбауэра, свидетельствует об анизотропии тепловых колебаний атомов Fe, замещающих ионы Cu в недостроенных октаэдрич. позициях. Суммарные площади под отд. дублетами определяют «заселённости» разл. позиций ионами Fe.

Магнитное сверхтонкое расщепление ядерных уровней и мёссбауэровских линий вызывается взаимодействием магн. момента ядра μ и магн. поля в месте расположения ядра. Энергия магн. сверхтонкого взаимодействия пропорц. произведению ядерного магн. момента μ на локальное магн. поле, к-рое наз. сверхтонким магн. полем $H_{СТ}$. Это взаимодействие расщепляет ядерное состояние на $2I + 1$ зеемановские подуровни, расстояние между к-рыми равно $\mu H_{СТ}/I$ (I — спин ядра). Число компонент сверхтонкой структуры в мёссбауэровском спектре равно числу γ-переходов между зеемановскими подуровнями возбуждённого и осн. состояний ядра, разрешённых правилом отбора по *магнитному квантовому числу*. Напр., для магн. дипольного γ-перехода между состояниями с $I = {}^3/_2$ и $I = {}^1/_2$ в мёссбауэровском спектре ^{57}Fe наблюдаются 6 компонент магн. сверхтонкой структуры (рис. 5).

На ядрах атомов редкоземельных элементов (^{161}Dy, ^{169}Tm, ^{166}Er) локальные магн. поля достигают величи-

ны $\sim 10^6$—10^7 Э. Такие большие магн. поля возникают за счёт диполь-дипольного взаимодействия магн. момента ядра с магн. моментом электронной оболочки иона, содержащего резонансное ядро (магн. сверхтонкое взаимодействие обусловливает *сверхтонкую структуру* оптич. спектров). Вклад в сверхтонкое взаимодействие от *s*-электронов определяется спиновой плотностью *s*-электронов в центре атома:

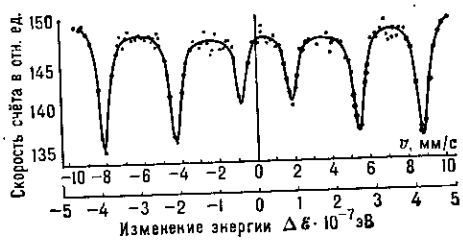


Рис. 5. Спектр резонансного поглощения нерасщеплённой линии 14,4 кэВ ^{57}Fe в металлическом железе, обусловленный внутренним магнитным полем, действующим на ядро ^{57}Fe в металле ($\Delta\mathscr{E} \sim 10^{-7}$эВ).

$$H_{ст} = \frac{8\pi}{3}\mu_Б[|\psi_{s\uparrow}(0)|^2 - |\psi_{s\downarrow}(0)|^2]. \qquad (3)$$

Здесь $|\psi_{s\uparrow}|^2$ и $|\psi_{s\downarrow}|^2$ — плотности *s*-электронов в месте расположения ядра с направлениями спинов вдоль и против магн. момента μ ядра, $\mu_Б$ — *магнетон* Бора. Часть сверхтонкого взаимодействия, обусловленная полем $H^s_{ст}$, наз. контактным взаимодействием Ферми.

В формировании магн. поля на ядре существенную роль играют электроны внеш. оболочек атома с нескомпенсиров. спинами. Однако электроны внутр. оболочек атома, поляризуясь под действием внеш. оболочек, создают на ядре дополнит. магн. поле, к-рое может во много раз превышать поле, создаваемое внеш. электронами, и иметь др. знак. Напр., в металлич. железе сверхтонкое магн. поле $H_{ст}$ направлено противоположно направлению намагниченности железа. Для редкоземельных ионов осн. вклад в сверхтонкое магн. поле вносят электроны недостроенной *f*-оболочки.

Магн. сверхтонкое расщепление линий мёссбауэровских спектров даёт информацию об $H_{ст}$, т. е. о магн. свойствах вещества (μ для большинства ядер известны). С помощью М. с. можно исследовать температурную зависимость *намагниченности* ферромагнетиков и определять (при отсутствии внеш. поля) темп-ру Кюри (появление и исчезновение сверхтонкой структуры). Для др. магнитоупорядоченных веществ (*ферриты*, *антиферромагнетики*) можно восстанавливать температурные зависимости для отд. магн. подрешёток и исследовать *магнитные фазовые переходы*. М. с. используется также для исследования *спиновых стёкол*. По возникновению магн. сверхтонкой структуры можно фиксировать образование магн. упорядочения в сверхпроводящих материалах, что особенно важно для понимания механизма высокотемпературной сверхпроводимости.

На рис. 6 приведены мёссбауэровские спектры ^{57}Fe в высокотемпературных сверхпроводниках $YBa_2Cu_{3-x}Fe_xO_\delta$ (*а*). Спектр образца с $x = 0{,}1$ при $T = 295$ К состоит из двух квадрупольных дублетов и синглета, отвечающих атомам Fe в трех кристаллографич. позициях структуры. Большие величины квадрупольного расщепления указывают на сильное искажение локальной симметрии электрич. поля. При понижении темп-ры до $T = 4{,}2$ К и увеличении концентрации Fe до $x = 0{,}2$ в спектре появляется (*б*) магн. сверхтонкое расщепление, свидетельствующее о магн. упорядочении атомов Fe в «медной подрешётке». Т. о., наблюдается эффект сосуществования сверхпроводимости и магн. упорядочения.

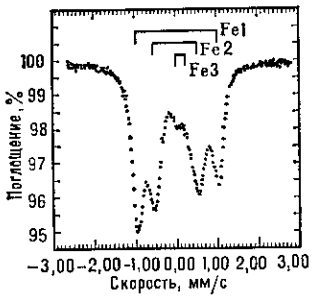
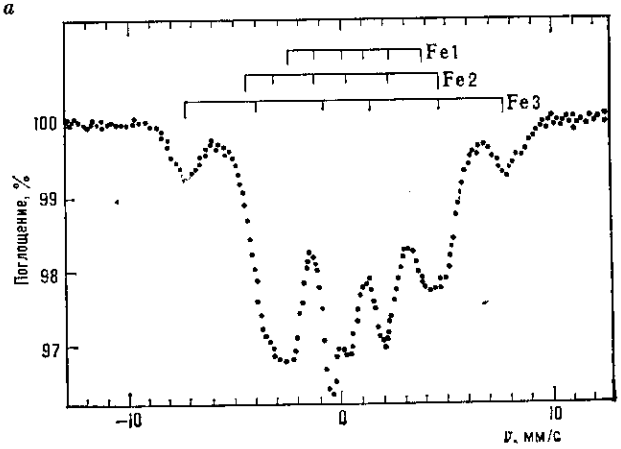


Рис. 6. Магнитное расщепление линий ^{57}Fe в спектре поглощения $YBaCu_{3,8}Fe_{0,2}O_\delta$ при обычной температуре (*а*) и дополнительное расщепление при $T = 4{,}2$ К (*б*); Fe1, Fe2, Fe3 соответствуют различным позициям атомов ^{57}Fe (рис. 4).



Сверхтонкая структура (СТС) линии мёссбауэровского спектра в парамагнетиках имеет более сложный характер. Её формирование определяется большим числом факторов, таких, как спин (или суммарный момент) электронной оболочки иона, содержащего резонансное ядро, симметрия внутрикристаллич. поля, под действием к-рого осн. состояние парамагн. иона расщепляется на ряд двукратно вырожденных (если спин иона полуцелый) подуровней (крамерсовы дублеты, см. *Электронный парамагнитный резонанс*). На формирование СТС влияют также наличие слабых магн. полей и скорость релаксации спина электронной оболочки (спин-спиновой и спин-решёточный). Для отд. крамерсова дублета сверхтонкое магн. взаимодействие анизотропно (возможны разл. соотношения между компонентами тензора сверхтонкого взаимодействия). Перечисленное обусловливает разнообразие спектров СТС в парамагнетиках.

На рис. 7 приведён спектр примесных ионов ^{57}Fe в нитрате алюминия, представляющий собой сложение

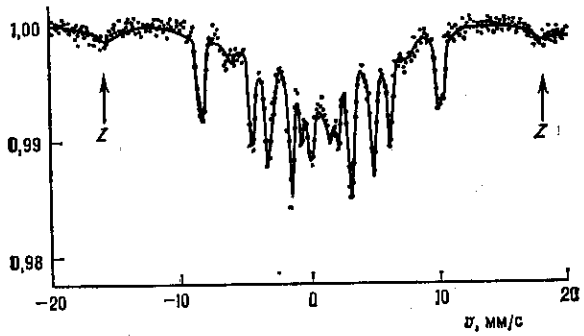


Рис. 7. Мёссбауэровский спектр ^{57}Fe в монокристалле $Al(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$ при $T = 4{,}2$ К в поле $H = 110$ Э.

спектров от трёх крамерсовых дублетов, на к-рые расщепляется осн. состояние иона Fe^{3+}. На образец под определённым углом к кристаллографич. осям накладывается слабое магн. поле, под действием к-рого происходит перемешивание электронных и ядерных состояний, в результате чего разрешены переходы, в к-рых меняется не только энергия магн. сверхтонкого взаимодействия, но и энергия взаимодействия электронной оболочки иона с внеш. магн. полем и в спектре наблюдаются дополнительные Z-линии.

В ряде случаев чувствительность спектров СТС к слабым магн. полям велика. Несмотря на то что на ядра со стороны электронной оболочки действуют магн. поля порядка 10^6 Э, наличие слабого внеш. магн. поля (1—10 Э) может кардинально изменить СТС. Напр., за счёт слабых магн. полей от магн. примесей и соседних ядерных магн. моментов (~10 Э) спектр размывается (рис. 8,*а*), а внеш. поле ~200 Э приводит к появлению чёткой сверхтонкой структуры с узкими линиями (рис. 8,*б*).

За счёт процессов спин-спиновой и спин-решёточной релаксации электронной системы направление магн. сверхтонкого поля $H_{ст}$ на ядре изменяется во времени.

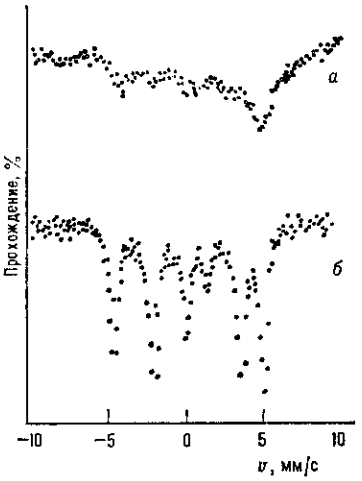


Рис. 8. Спектр поглощения монокристалла метмиоглобина при T = = 4,2 К без внешнего магнитного поля (*а*) и в поле H = 200 Э (*б*).

В результате в мёссбауэровских спектрах СТС наблюдается уширение отд. линий и уменьшение расстояний между ними как результат частичного усреднения $H_{ст}$. Для малых времён релаксации $\tau \ll \tau_л$ ($\tau_л$—период ларморовой прецессии ядерного спина в поле $H_{ст}$) магн. часть СТС полностью усредняется, и в мёссбауэровских спектрах наблюдается только квадрупольное расщепление. Такая релаксац. трансформация спектров наблюдается и в магнитоупорядоченных образцах в виде порошков из микрочастиц достаточно малых размеров (*суперпарамагнетизм*), и в *магнитных жидкостях*. М. с. используется для изучения релаксац. процессов в таких системах.

Экспериментальные методы

Конверсионная М. с. Резонансное поглощение γ-квантов можно фиксировать не только по ослаблению интенсивности проходящего через образец γ-излучения (а б с о р б ц и о н н а я М. с.), но и по изменению интенсивности вылетающих из образца конверсионных электронов (конверсионная М. с., см. *Конверсия внутренняя*). В конверсионной М. с. достигается более высокое отношение сигнала к шуму, т. к. исследуется не весь образец, а только его небольшой приповерхностный слой, толщина к-рого сравнима с глубиной выхода конверсионных электронов из образца. Конверсионные электроны и их энергетич. спектр регистрируются *пропорциональными счётчиками*, магн. и др. *бета-спектрометрами*. Это позволяет выделять электроны разл. энергий и тем самым фиксировать процессы резонансного поглощения γ-квантов на разл. глубинах образца. Такая селективная по глубине конверсионная М. с. даёт возможность исследовать слои толщиной от неск. нм до долей мкм. С помощью селективной по глубине М. с. изучаются тончайшие магн. слои, процессы коррозии, катализа и др. поверхностные явления.

Измерения интенсивности характеристич. *рентгеновского излучения*, возникающего в ходе резонансного поглощения γ-квантов вслед за процессом внутр. конверсии, позволяют исследовать хим. состав поверхностных слоёв порядка неск. десятков мкм.

Эмиссионная М. с. В эмиссионной М. с. объектом исследования являются вещества, в к-рые введены радиоакт. ядра, образующие в результате ядерных превращений и последующего каскада γ-переходов возбуждённое ядро, испускающее резонансные γ-кванты (рис. 9). Анализ энергетич. спектра испускаемых γ-квантов проводится с помощью мёссбауэровского спектрометра, в к-ром поглотитель содержит резонансные ядра в осн. состоянии и имеющие единичную линию поглощения (либо с помощью детектора конверсионных электронов).

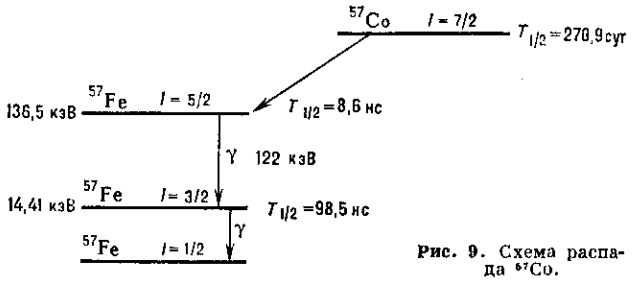


Рис. 9. Схема распада ^{57}Co.

Эмиссионная М. с. расширяет класс исследуемых объектов и физ. явлений. Метод обладает высокой чувствительностью. Можно исследовать образцы с чрезвычайно малой концентрацией радиоакт. ядер (порядка 10^{-6}%). В процессе ядерных превращений и каскада γ-переходов электронная оболочка иона или его электронное окружение оказываются в неравновесном зарядовом состоянии. Если время жизни неравновесного состояния меньше времени жизни возбуждённого состояния ядра, то в спектрах испускания наблюдаются дополнит. линии с хим. сдвигом и квадрупольным сцеплением, соответствующими неравновесному зарядовому состоянию.

В эмиссионной М. с. можно производить дифференцированные по времени измерения мёссбауэровских спектров. Регистрируя один из γ-квантов (напр., γ-квант с энергией 122 кэВ в распаде ядра ^{57}Co, рис. 9), можно зафиксировать момент образования возбуждённого состояния ядра, испускающего резонансные γ-кванты, а затем при помощи *совпадений схемы* с временно́й задержкой измерить спектры испускания в заданный момент времени относительно момента образования возбуждённого состояния. Таким методом обнаруживаются неравновесные зарядовые состояния ионов с временами жизни, значительно меньшими, и можно проследить кинетику распада этих состояний.

Эмиссионная М. с.— уникальный инструмент исследования радиац. повреждений. Материнское ядро является источником разл. рода ядерных излучений, вызывающих локальные нарушения структуры. Образующееся в ходе ядерных превращений возбуждённое резонансное ядро является датчиком, фиксирующим наличие радиац. повреждений и кинетику их распада (см. *Радиационные дефекты*).

При сверхнизких темп-рах, когда все релаксац. процессы замедлены, неравновесной может оказаться заселённость магн. подуровней возбуждённого состояния ядра и эмиссионные спектры магн. СТС становятся асимметричными. В качестве примера на рис. 10 представлены спектры испускания γ-квантов (с энергией 14,4 кэВ) ядрами ^{57}Fe, образующимися при распаде

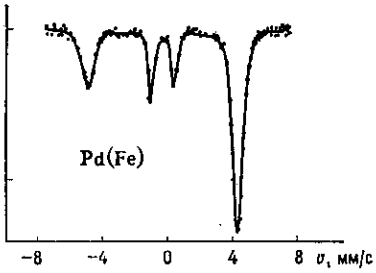


Рис. 10. Спектр испускания γ-квантов с $\mathscr{E}=14{,}4$ эВ ядер ^{57}Fe, образующихся при распаде ^{57}Co, внедрённого в Pd (концентрация $\sim 10^{-4}$%), при $T = 0{,}025$ К в поле $H = 500$ Э, параллельном направлению γ-квантов.

ядер ^{57}Co (рис. 9), внедрённых в Pd. Спины ядер ^{57}Co поляризуются во внеш. поле, и частично ядерная спиновая поляризация передаётся в ходе распада ядра ^{57}Co возбуждённому состоянию ядра ^{57}Fe. За счёт поляризации ядер (см. *Ориентированные ядра*) интенсивности крайних линий спектра оказываются неодинаковыми. По разности их интенсивностей определяется величина сверхтонкого магн. поля $H_{ст}$ на ядрах ^{57}Co. По расстоянию между крайними линиями находится $H_{ст}$ на ядрах ^{57}Fe.

Другие методы. Резонансное рассеяние γ-квантов с последующим анализом энергетич. спектра рассеянных γ-квантов позволяет исследовать релаксац. процессы в электронной спиновой системе с характерными временами порядка времени жизни возбуждённого состояния ядра.

Резонансные γ-кванты можно использовать как источник при исследовании нерезонансного рэлеевского рассеяния на электронах (рэлеевского рассеяния мёссбауэровского излучения, РРМИ) вместо обычного применяемого источника рентг. квантов. Высокое энергетич. разрешение позволяет выделить упругую компоненту в рассеянном излучении и тем самым осуществить прецизионный структурный анализ вещества. Это особенно важно вблизи темп-ры плавления, в окрестностях точек фазового перехода, а также для *ионных суперпроводников*. Наличие НЧ-колебат. и вращат. мод или диффузии либо наличие конформац. подвижности (изменения структуры) в биол. соединениях вызывает неупругое рассеяние, к-рое невозможно отделить от упругого в обычном методе *рентгеновского структурного анализа*. Метод РРМИ не требует присутствия в исследуемом веществе резонансного ядра и поэтому может быть использован для более широкого класса веществ, чем методы обычной М. с.

Заключение. М. с. позволяет в одном эксперименте определить вероятности эффекта Мёссбауэра, величину температурного смещения, хим. сдвига, квадрупольного и магн. расщеплений, формы линий отд. компонент. Это сочетается с возможностью влиять на мёссбауэровские спектры с помощью внеш. воздействий (темп-ры, давления, магн. и электрич. полей, ультразвука и радиочастотного излучения). Всё это, а также доступность большого числа резонансных нуклидов и возможность выбором эксперим. методики исследовать объекты размерами от одного монослоя до массивного образца делают М. с. уникальным методом анализа физ. и хим. свойств твёрдых тел.

Наряду с применением М. с. в физике твёрдых тел, в ядерной физике, химии, биологии, физике и химии поверхности М. с. также используется в геологии (разведка и экспресс-анализ руд, определение фазового состава метеоритов и образцов лунного грунта), металлофизике (упрочнение и старение сплавов), машиноведении, медицине (напр., для измерения глазоорбитального пульса), технике (измерения скоростей и вибрации), археологии (установление состава керамик, красок и их старения).

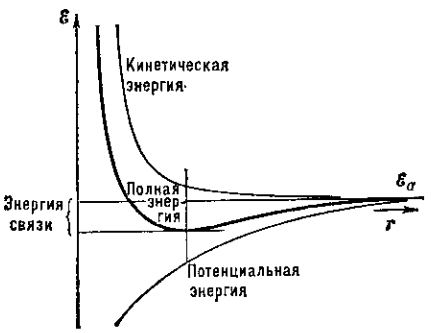
Лит.: Шпинель В. С., Резонанс гамма-лучей в кристаллах, М., 1969; Суздалев И. П., Динамические эффекты в гамма-резонансной спектроскопии, М., 1979; Friedt J. M., Mössbauer spectroscopy in actinide research, «Radiochimica Acta», 1983, v. 32, p. 105; Коэн Р., Ядерно-резонансные эксперименты с использованием источников синхротронного излучения, в кн.: Мёссбауэровская спектроскопия, пер. с англ., М., 1983; Золотоябко Э. В., Иолин Е. М., Когерентное рэлеевское рассеяние мёссбауэровского излучения, Рига, 1986; Balko B., Inwestigation of electronic ralaxation in a classic paramagnet by selective-excitation double-Mössbauer techniques. Theory and experiment, «Phys. Rev. B.», 1986, v. 33, № 11, p. 7421.

А. М. Афанасьев.

МЕТАГАЛА́КТИКА — совокупность галактик и межгалактич. среды. Ныне наблюдениям доступна часть М., содержащая неск. млрд. галактик (см. *Вселенная*).

МЕТАЛЛИ́ЧЕСКАЯ СВЯЗЬ — разновидность гомополярной хим. связи, реализующаяся в металлах и сплавах. При сближении атомов и образовании кристаллов металлов и сплавов волновые ф-ции валентных электронов перекрываются. Поэтому представление о локализации внеш. электронов вблизи атома теряет смысл. Это соответствует классич. представлениям о наличии в металлах «газа» свободных электронов (см. *Друде теория металлов*). Отрицательно заряженный электронный газ удерживает положительно заряженные ионы металла на определённых расстояниях друг от друга.

В действительности М. с. имеет более сложную природу, и методы её расчёта основаны на *зонной теории* твёрдого тела. В наиб. простом варианте характер М. с. определяется двумя факторами. С одной стороны, при сближении металлич. атомов волновые ф-ции электронов перекрываются и электрон имеет возможность перемещаться в более широкой области пространства (чем в изолированном атоме), где он имеет более низкую потенциальную энергию. С др. стороны, при «сжатии» электронного газа возрастает энергия Ферми $\mathscr{E}_F$, а с ней ср. кинетич. энергия электронов $\mathscr{E}_к$. Равновесная плотность электронов соответствует минимуму полной энергии. Расстояние между ионами, при к-ром это условие реализуется, можно считать атомным радиусом металла (рис.).



Чистая ненаправленная М. с. наблюдается у одновалентных металлов (Na, Li и др.), обладающих кубическими плотно упакованными структурами. В случае металлов с неск. электронами на внеш. оболочке характер взаимодействия усложняется, поскольку не все электроны делокализуются. Поэтому определённую составляющую в связь вносит ковалентное взаимодействие (см. *Ковалентная связь*). Эти металлы имеют кубическую объёмно-центриров. структуру или гексагональную плотную упаковку атомов.

М. с. определяет электрич. и тепловые свойства металлов, обусловливая высокие электро- и теплопроводности. Характер М. с. сказывается и на механич. свойствах металлов. Металлы — наиб. пластичные кристаллы, т. к. в них возможно свободное перемещение дислокации: $\mathscr{E}_F$ уменьшается, если расстояние между ионами растёт. Соответственно энергия связи зависит гл. обр. от плотности упаковки атомов и система легко приспосабливается к локальным отклонениям от строгой регулярности решётки.

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974; см. также *лит.* при ст. *Металлы*.

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ЗВЁЗДЫ (Am-звёзды) — подтип *химически пекулярных звёзд* верхней части главной последовательности *Герцшпрунга — Ресселла диаграммы*. М. з. расположены в области *спектральных классов* F5 — A5, однако границы несколько размыты. Признак, по к-рому классифицируются М. з.,— уменьшенное содержание в их атмосферах Ca и (или) Sc и (или) увеличенное содержание элементов группы железа. Спектральные исследования показывают, что в подавляющем большинстве случаев М. з. являются членами двойных звёздных систем.

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СТЁКЛА (метглассы) — разновидность *аморфных металлов*, аморфные сплавы с металлич. типом проводимости, к-рые не имеют дальнего порядка в пространств. расположении атомов и характеризуются макроскопич. коэф. сдвиговой вязкости $\eta \gtrsim 10^{14}$—10^{15} Па. Их изготавливают в виде плёнок, лент и проволок с помощью спец. техн. приёмов (закалка из расплава при типичных скоростях охлаждения $\sim 10^6$ К/с, термич. напыление или катодное распыление в вакууме на охлаждаемую подложку и т. д.), к-рые ведут к быстрому затвердеванию сплавляемых компонентов в относительно узком температурном интервале около т. н. температуры стеклования T_g.

М. с. обладают уникальным сочетанием высоких механич., магн., электрич. и коррозионных свойств [1—8].

М. с. исключительно тверды и обладают высокой прочностью на растяжение; напр., предел текучести σ_y для М. с. $Fe_{80}B_{20}$ достигает $3{,}6 \cdot 10^9$ Н/м² (370 кгс/мм²) [5], что намного превосходит значение σ_y лучших сталей; по этой причине М. с. применяют для армировки в композиц. материалах (композитах).

По магн. свойствам М. с. подразделяются на два технологически важных класса. М. с. класса «ферромагнитный переходный металл (Fe, Co, Ni, в количестве 75—85%)—неметалл (B, C, Si, P—15—25%)» являются *магнитно-мягкими материалами* с незначительной *коэрцитивной силой* H_c ввиду отсутствия магн.-кристаллич. анизотропии (наблюдаемая макроскопич. *магнитная анизотропия* обусловлена при ненулевой магнитострикции внутр. или внеш. напряжениями, к-рые могут быть снижены при отжиге, а также наведённой анизотропией в расположении пар соседних атомов). *Магнитная атомная структура* осн. состояния таких систем может быть представлена в виде совокупности параллельно ориентированных локализованных магн. моментов при отсутствии трансляц. периодичности в их пространств. размещении, причём благодаря эффектам локального окружения магн. моменты ионов по своей величине могут флуктуировать (см. *Аморфные магнетики*). М. с. этого класса имеют почти прямоугольную петлю *гистерезиса магнитного* с высоким значением индукции насыщения B_s, что в сочетании с высоким уд. электрич. сопротивлением ρ и, следовательно, низкими потерями на вихревые токи делает М. с. по сравнению с электротехн. сталями более предпочтительными при применении, напр., в трансформаторах [6].

Сравнительные характеристики нек-рых кристаллич. и зарубежных аморфных магнитно-мягких сплавов [2] (а также одного из отечеств. М. с. 94 ЖСР — А на основе железа [8]) приведены в таблице.

М. с. класса «редкоземельный элемент — переходный *d*-металл», обычно приготавливаемые в виде плёнок с помощью катодного распыления, в ряде случаев (Gd — Co, Gd — Fe) обнаруживают коллинеарную ферромагн. структуру со свойствами, перспективными для создания устройств с памятью на *цилиндрических магнитных доменах* (ЦМД), напр. низкой намагниченностью насыщения M_s и высокой анизотропией, перпендикулярной плоскости плёнки [3]. В большинстве др. случаев сильная локальная одноионная анизотропия со случайным распределением осей лёгкого намагничивания, присущая редкоземельным ионам с ненулевым орбитальным моментом, обычно приводит в М. с. этого класса к хаотич. неколлинеарной структуре типа *спинового стекла*.

Сравнительная характеристика некоторых магнитно-мягких кристаллических и аморфных сплавов (при 300 К)

	Состав (в %), марка	B_s, Тл	T_C^*, °С	H_c, А/м	ρ, мкОм·см
Кристаллические сплавы	80 Ni, 16 Fe, 4 Mo, молибденистый пермаллой	0,78	460	1,99	55
	80 Ni, 20 Fe, супермаллой	0,82	400	0,40	65
	50 Ni, 50 Fe, дельтамакс	1,60	480	7,96	45
	96,8 Fe, 3,2 Si, трансформаторная сталь текстурованная	2,03	730	39,80	50
Аморфные сплавы	$Fe_5Co_{70}Si_{15}B_{10}$	0,67	430	0,80	134
	$Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$, метгласс**–2826	0,82	247	1,59	180
	$Fe_{80}P_{16}C_3B_1$, метгласс — 2615	1,49	292	3,98	150
	$Fe_{80}B_{20}$, метгласс — 2605	1,60	374	3,18	140
	94 ЖСР — А	1,60	370	4,70	125

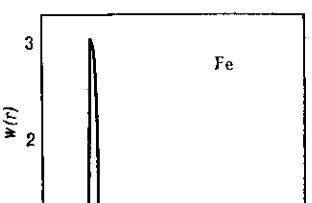
* T_C — температура перехода в парамагнитное состояние (*Кюри точка*).

** Метгласс — зарегистрированная торговая марка корпорации Allied Chemical Corporation.

Ряд М. с. класса «переходный металл — неметалл» с добавками Cr и P обнаруживает исключит. коррозионную стойкость в агрессивных средах, превышающую на неск. порядков стойкость нержавеющих сталей [3,7]. Неупорядоченность атомной структуры М. с. является также причиной высокой стойкости их свойств к воздействию радиации.

Аморфная структура М. с., являясь метастабильной, обладает очень большим временем жизни. Напр., оценки временно́го интервала эксплуатации, определяемого началом процесса кристаллизации, дают для одного из наименее стабильных М. с. $Fe_{80}B_{20}$ ок. 550 лет при 175 °С и 25 лет при 200 °С [2].

Своеобразие физ. свойств М. с. является следствием аморфности их структуры (её хим. гомогенности, отсутствия межзёренных границ и линейных дефектов типа *дислокаций*). На рентгено-, электроно- и нейтронограммах М. с. имеется неск. диффузных гало, к-рые описываются с помощью ф-ции радиального распределения атомов (ФРРА) $4\pi r^2\rho(r)$, где $\rho(r)$ — усреднённая атомная плотность на расстоянии r от случайного, выбранного за начало отсчёта атома (рис.). ФРРА не даёт полной информации о расположении атомов в трёхмерном пространстве, однако в сочетании с др. методами (исследованием тонкой структуры рентг. спектров поглощения, аннигиляцией позитронов и т. д.) она даёт возможность отобрать те структурные модели М. с., к-рые лучше всего соответствуют эксперим. данным. Сходство ФРРА для аморфного и жидкого состояний, особенно на больших и ср. расстояниях, позволило на первых порах использовать для одноатомных М. с. модель случайной плотной упаковки твёрдых сфер, в своё время предложенную Дж. Д. Берналом (J. D. Bernal) для



Нормированная функция радиального распределения атомов $W(r) = 4\pi r^2\rho(r)/4\pi r^2\rho_0$ (ρ_0 — средняя атомная плотность вещества) для аморфного железа [9].

одноатомных жидкостей, а для М. с. типа «металл — неметалл» — модификацию этой модели [10], согласно к-рой небольшие атомы неметалла заполняют большие пустоты («дырки» Бернала) в случайной плотной упаковке атомов металла и не соседствуют друг с другом. Однако данные дифракц. экспериментов (напр., расщепление второго пика ФРРА, отсутствующее в жидких металлах) говорят о существовании в М. с. ближнего атомного порядка. Расчёты термодинамич. устойчивости атомных микрокластеров и структурного фактора для М. с. указывают на предпочтительность для них модели ближнего порядка [11], в к-рой осн. элементом структуры является икосаэдр — правильный двадцатигранник, получаемый упаковкой 12 слегка искажённых тетраэдров и обладающий 12 вершинами с 5 сходящимися рёбрами, через к-рые можно провести 6 осей симметрии пятого порядка.

Хотя икосаэдрич. кластер не может быть элементом построения кристалла, поскольку невозможно плотно заполнить трёхмерное пространство путём периодич. трансляций икосаэдра без появления несогласованности в структуре, веским аргументом в пользу икосаэдрич. ближнего порядка в М. с. является также недавнее открытие в сплаве $Al_{86}Mn_{14}$ [12] принципиально нового типа атомной структуры твёрдых тел — квазикристаллич. структуры с икосаэдрич. дальним порядком (см. *Квазикристалл*). Подобно М. с., квазикристаллы получаются быстрой закалкой из расплава (напр., для определённых составов в системах Al — Mn, Ni — V — Ti, Al — Mg — Zn, Al — Mg — Cu, Fe —Ti, Al — Fe), но, в отличие от М. с., дают на рентгенограммах когерентные брэгговские рефлексы, соответствующие симметрии пятого или даже десятого порядка [13, 14]. Нек-рые М. с. (напр., $Pd_{60}U_{20}Si_{20}$ [15]) после отжига переходят в квазикристаллич. состояние, обнаруживая тем самым тесную генетич. связь структурного состояния М. с. и квазикристаллич. состояния.

Лит.: 1) Петраковский Г. А., Аморфные магнетики, «УФН», 1981, т. 134, с. 305; 2) Люборский Ф. Е., Перспективы применения аморфных сплавов в магнитных устройствах, в кн.: Магнетизм аморфных систем, пер. с англ., М., 1981; 3) Хандрих К., Кобе С., Аморфные ферро- и ферримагнетики, пер. с нем., М., 1982; 4) Крапошин В. С., Линецкий Я. Л., Физические свойства металлов и сплавов в аморфном состоянии, в кн.: Итоги науки и техники. Металловедение и термическая обработка, т. 16, М., 1982; 5) Металлические стекла, пер. с англ., М., 1984; 6) Amorphous metallic alloys, ed. by F. Luborsky, L.— [a.o.], 1983; 7) Аморфные сплавы, М., 1984; 8) Преображенский А. А., Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; 9) Ichikawa T., Electron diffraction study of the local atomic arrangement in amorphous iron and nickel films, «Phys. Stat. Sol. (a)», 1973, v. 19, № 2, p. 707; 10) Polk D. E., The structure of glassy metallic alloys, «Acta Metall.», 1972, v. 20, № 4, p. 485; 11) Sachdev S., Nelson D. R., Order in metallic glasses and icosahedral crystals, «Phys. Rev. B», 1985, v. 32, № 7, p. 4592; 12) Shechtman D. и др., Metallic phase with long-range orientational order and no translational symmetry, «Phys. Rev. Lett.», 1984, v. 53, № 20, p. 1951; 13) Levine D., Steinhardt P. J., Quasicrystals. 1—2, «Phys. Rev. B», 1986, v. 34, № 2, p. 596; 14) Нельсон Д. Р., Квазикристаллы, пер. с англ., «В мире науки», 1986, № 10, с. 19; 15) Poon S. J., Drehman A. J., Lawless K. R., Glassy to icosahedral phase transformation in Pd — U — Si alloys, «Phys. Rev. Lett.», 1985, v. 55, № 21, p. 2324.

М. В. Медведев.

МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ВОДОРОД — совокупность фаз высокого давления водорода, обладающих металлич. свойствами. Возможность перехода водорода в металлич. фазу была впервые теоретически рассмотрена Ю. Вигнером и Х. Б. Хантингтоном в 1935 [1]. В дальнейшем по мере развития методов электронной теории металлов ур-ние состояния металлич. фаз водорода исследовалось теоретически. На рис. 1 приведена фазовая диаграмма, полученная путём синтеза результатов этих расчётов с эксперим. и теоретич. данными по ур-нию состояния молекулярного водорода [2]. При атм. давлении и низких темп-рах водород существует в виде диэлектрич. молекулярного кристалла, при повышении давления происходит переход в кристаллич. металлич. состояние. При этом в зависимости от темп-ры возможны 3 фазы М. в. При темп-ре $T = 0$ К и давлении $p = 300$—100 ГПа металлизация

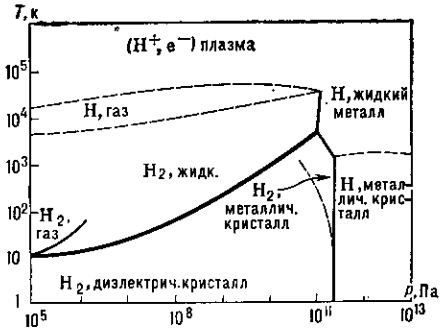


Рис. 1. Диаграмма состояния водорода.

сопровождается перестройкой кристаллич. структуры, диссоциацией молекул H_2 и металлич. кристалл становится атомарным [3]. При $T > 10$ К возможна металлизация с сохранением структуры молекулярного кристалла (пунктир; металлизация такого типа ранее наблюдалась в иоде). При дальнейшем повышении давления или темп-ры наступает плавление металлич. фазы и образуется жидкий атомарный М. в.

Водород в металлич. фазе содержится в недрах планет-гигантов Юпитера и Сатурна. Согласно совр. моделям, на Юпитере водород в молекулярной фазе присутствует только до глубин порядка 0,22 радиуса планеты [2]. На большей глубине водород в смеси с He образует жидкую металлич. фазу (рис. 2, [4]).

Сообщалось о получении М. в. в экспериментах по ударному сжатию и по сжатию в алмазных наковальнях [5], однако надёжных эксперим. данных о давлении перехода и ур-нии металлич. фазы пока нет.

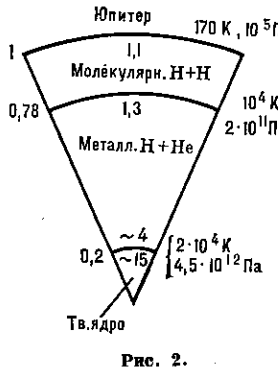


Рис. 2.

Важность получения М. в. связана с тем, что в нём должен сочетаться ряд уникальных свойств. Во-первых, из-за малой массы атомов аномально велика *Дебая температура* ϑD. Как следствие этого, темп-ра сверхпроводящего перехода T_c в твёрдой фазе при давлении порядка давления металлизации должна превышать 200 К, что значительно выше, чем у всех известных *сверхпроводников*, т. к. $T_c \sim \vartheta D$[6].

Во-вторых, М. в. может существовать в виде *квантовой жидкости*. Малая масса атомов водорода приводит к большой величине амплитуды *нулевых колебаний* атомов, благодаря чему даже при $T = 0$ К может не происходить кристаллизация. В противоположность известным квантовым жидкостям (^{3}He и ^{4}He) плавление кристаллич. М. в. наступает при возрастании давления. Надёжных расчётных данных о структуре и кривой плавления металлич. фазы пока нет. Согласно нек-рым расчётам, давление, при к-ром происходит плавление при $T = 0$ К, порядка давления, необходимого для металлизации, т. е. в этом случае твёрдой фазы H может не быть.

При снятии давления и обратном переходе из металлич. фазы в диэлектрическую выделяется энергия ~290 МДж/кг, что в неск. раз выше, чем даёт любой известный вид топлива. Перспективы практич. использования М. в. в качестве аккумулятора энергии зависят от того, какие условия требуются для осуществления метастабильной металлич. фазы при частичном снятии внеш. давления и каково её время жизни.

Кроме протия ^{1}H металлизация может происходить в кристаллах дейтерия ^{2}H и трития ^{3}H, с той лишь раз-

ницей, что квантовые свойства этих кристаллов выражены слабее, а темп-ра сверхпроводящего перехода T_c в них ниже.

Лит.: 1) Wigner E., Huntington H. B., On the possibility of a metallic modification of hydrogen, «J. Chem. Phys.», 1935, v. 3, p. 746; 2) Stevenson D. J., Interiors of giant planets, «Ann. Rev. Earth Planet. Sci.», 1982, v. 10, p. 257; 3) Каган Ю., Пушкарев В., Холас А., Уравнение состояния металлической фазы водорода, «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 967; 4) Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983, гл. 10; 5) Григорьев Ф. В. и др., Экспериментальное определение сжимаемости водорода при плотностях 0,5 + 2 г/см³, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 286; 6) Ross M., Matter under extreme conditions of temperature and pressure, «Repts Progr. Phys.», 1985, v. 48, p. 1; 7) Min B. I., Jansen H. J. F., Freeman A., Structural properties superconductivity and magnetism of metallic hydrogen, «Phys. Rev. B», 1984, v. 30, № 9, p. 5076.

В. В. Авилов.

МЕТАЛЛООПТИКА — раздел физики, в к-ром изучаются оптич. и эл.-динамич. свойства металлов и взаимодействие с ними оптич. излучения.

В ИК- и видимой области оптич. диапазона металлы отражают падающее излучение (металлич. блеск). Это объясняется преимущественным рассеянием света при его взаимодействии со свободными электронами, концентрация к-рых N достигает в металлах $\sim 10^{22}$—10^{23} см$^{-3}$. Электроны излучают в процессе рассеяния вторичные волны, к-рые при сложении формируют сильную отражённую волну. Поглощение квантов света непосредственно электронами проводимости возможно только при их одновременных (относительно редких) столкновениях с фононами, примесями, друг с другом, поверхностью металла, границами зёрен и кристаллитов. Столкновения и формирование из рассеянного света отражённой волны происходят в тонком приповерхностном слое (скин-слое толщиной $\delta \ll 1$ мкм), в к-ром затухает проникающее в металл излучение.

Роль свободных электронов во взаимодействии эл.-магн. излучения с металлами является определяющей в широком диапазоне частот (от радиодиапазона до ближнего ИК-диапазона).

В результате такого влияния оптич. и электрич. свойства металлов взаимосвязаны: чем больше статич. проводимость металла, тем сильнее он отражает свет. Отклонения возникают при низких темп-рах и на высоких частотах (видимая область спектра), когда важную роль играют квантовые эффекты, связанные с электронным рассеянием, межзонными переходами и др. В УФ- и более КВ-диапазонах с излучением взаимодействуют электроны внутр. оболочек атомов, и, напр., в рентг. области спектра металлы уже не отличаются от диэлектриков по оптич. свойствам.

Оптич. свойства металлов непосредственно связаны с величиной их проводимости $\sigma(\omega)$, зависящей от частоты ω. В рамках классич. электродинамики оптич. свойства однородных изотропных металлов можно описать с помощью комплексного показателя преломления $n' = \sqrt{\varepsilon} = n + i\varkappa$, где n — показатель преломления, $\varkappa$ — показатель поглощения, $\varepsilon = \varepsilon' + i\ (4\pi\sigma/\omega)$ — диэлектрич. проницаемость. Для анизотропных металлов ε — тензор. В радиодиапазоне свойства металлов характеризуются связанным с n' поверхностным импедансом $Z = 4\pi/cn'$. Оптич. постоянные n и $\varkappa$ зависят от частоты. При таком рассмотрении формализм М. и оптики прозрачных сред совпадает (то же волновое ур-ние, ф-лы Френеля и т. п.). При этом постоянная распространения света в металле является также комплексной величиной, как ε и n', что означает затухание эл.-магн. волны. Глубина, на к-рой величина эл.-магн. поля уменьшается в e раз (глубина скин-слоя), $\delta = c/\omega\varkappa$.

Осн. представления теоретич. М. и объяснение спектральных зависимостей коэф. отражения $R(\omega)$ и поглощения $A(\omega)$ базируются на теории твёрдого тела и *скин-эффекта* в металле.

Вид зависимостей $R(\omega)$ и $A(\omega)$ определяется соотношением длины свободного пробега электронов l, длины пробега s электрона за период колебаний поля и величины скин-слоя δ или соотношением частот падающего излучения ω, плазменной частоты свободных электронов $\omega_p = (4\pi Ne^2/m^*)^{1/2}$, частоты электронных столкновений γ и величины $\Omega = v\omega_p/c$, характеризующей влияние на поглощение эффектов пространств. дисперсии проводимости. Здесь v — фермиевская скорость электрона, e — его заряд, m^* — эффективная масса. Типичные для металлов значения составляют: $l = 0{,}03$—$0{,}1$ мкм, $\omega_p = (5$—$20)\cdot 10^{15}$с$^{-1}$, $\gamma = (2$—$50)\cdot 10^{13}$с$^{-1}$, $\Omega = (1$—$10)\cdot 10^{13}$с$^{-1}$.

При $\gamma > \Omega$ связь между напряжённостью электрич. поля и плотностью наведённого тока проводимости локальна, т. к. либо $l < \delta$, либо $s < \delta$. При этом свет затухает с глубиной экспоненциально (нормальный скин-эффект), а оптич. свойства описываются комплексной диэлектрич. проницаемостью $\varepsilon = (n + i\varkappa)^2$. Входящие в неё показатели преломления $n(\omega)$ и поглощения $\varkappa(\omega)$ выражаются через ω_p и γ с помощью дисперсионных ф-л классич. электронной теории металлов (ф-лы Друде — Зинера):

$$\left.\begin{matrix} n(\omega) \\ \varkappa(\omega) \end{matrix}\right\} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{\left[\left(y\frac{\gamma}{\omega}\right)^2 - \left(y - \varepsilon_\infty\right)^2\right]^{1/2} \mp \left(y - \varepsilon_\infty\right)\right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где $y = \omega_p^2/(\omega^2 + \gamma^2)$, $\varepsilon_\infty \approx 1$ — высокочастотный предел диэлектрич. проницаемости металла при $\omega \gg \omega_p$. В ИК-области спектра ($y \gg 1$)

$$A(\omega) = \frac{4n}{(n+1)^2 + \varkappa^2} \approx 2\sqrt{2}\,\frac{\omega}{\omega_p}\left[\left(1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2}\right)^{1/2} - 1\right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\delta = \frac{c}{\omega_p}\left\{\frac{2(\omega^2 + \gamma^2)}{\omega[\omega + (\omega^2 + \gamma^2)^{1/2}]}\right\}^{1/2}. \quad (3)$$

При низких частотах ($\omega \ll \gamma$; область I, рис. 1) выполняются соотношения Хагена — Рубенса:

$$n \approx \varkappa \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{2\gamma\omega}} \gg 1;\ \delta = \frac{c}{\omega_p}\left(\frac{2\gamma}{\omega}\right)^{1/2};$$
$$A = 2\sqrt{2}\,\frac{\sqrt{\gamma\omega}}{\omega_p} = 2\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\rho}}, \quad (4)$$

где ρ — удельное статич. сопротивление металла. Для сплавов эти соотношения справедливы вплоть до средней ИК-области спектра (до длин волн $\lambda \sim 5$—10 мкм), пока $\delta > l$. При этом $n \approx \varkappa \approx 10$—$50$, $A \approx 0{,}04$—$0{,}2$, $\delta \approx 0{,}1$—$0{,}3$ мкм.

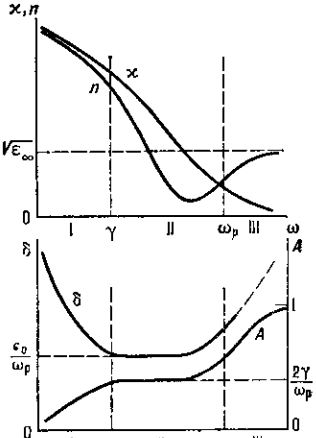


Рис. 1. Спектральные зависимости оптических характеристик металла n, $\varkappa$, δ, A по теории нормального скин-эффекта: I — область соотношений Хагена — Рубенса; II — область релаксации (средний и ближний ИК-диапазон); III — область прозрачности (УФ-диапазон). По оси абсцисс — логарифмический масштаб частоты.

В ВЧ-области ($\gamma < \omega \ll \omega_p$), охватывающей для хорошо отражающих металлов ближний и средний ИК-диапазон ($\lambda \sim 1$—10 мкм), оптич. характеристики определяются преим. недиссипативным затуханием света в электронной плазме металла (область II, рис. 1). Из (2) следует, что

$$n \approx \frac{\gamma\omega_p}{2\omega^2} \lesssim 1,\ \varkappa \approx \frac{\omega_p}{\omega} \gg 1,$$
$$\delta = \frac{c}{\omega_p},\ A = 2\frac{\gamma}{\omega_p}. \quad (5)$$

Глубина скин-слоя здесь составляет $\sim 0{,}02$—$0{,}05$ мкм, а коэф. поглощения не зависит от частоты и определя-

ется эффективностью столкновений электронов ($A \approx$ $\approx 0{,}01$—$0{,}1$). Скин-эффект близок к нормальному, т. к. $s \ll l$, δ.

В видимой области спектра, наряду с внутризонным поглощением света свободными электронами, на оптич. характеристики ряда металлов влияет межзонное поглощение, не описываемое теорией Друде — Зинера. Коэф. поглощения при этом возрастает до 0,2—0,5. В УФ-области при $\omega \sim \omega_p$ (область III, рис. 1) для всех металлов типичен переход от сильного отражения к прозрачности, вследствие изменения характера поляризуемости среды и знака ε'. При $\omega \gg \omega_p$ отклик металлов на эл.-магн. воздействие связан с возбуждением излучения внутр. электронных оболочек атомов и аналогичен отклику диэлектриков.

В табл. приведены значения величин n, $\varkappa$ и R при комнатной темп-ре для нек-рых металлов в видимой и ИК-области.

Оптические характеристики некоторых металлов

	$\lambda = 0{,}5$ мкм			$\lambda = 5{,}0$ мкм		
	n	$\varkappa$	R, %	n	$\varkappa$	R, %
Cu	1,06	2,70	63,2	3,1	32,8	98,9
Ag	0,11	2,94	95,5	2,4	34,0	99,2
Au	0,50	2,04	68,8	3,3	35,2	98,95
Zn	—	—	—	3,8	26,2	97,9
Al	0,50	4,59	91,4	6,7	37,6	98,2
In	—	—	—	9,8	32,2	96,6
Sn	0,78	3,58	80,5	8,5	28,5	96,2
Pb	1,70	3,30	62,6	9,0	24,8	95,0
Ti	2,10	2,82	52,5	3,4	9,4	87,4
Nb	2,13	3,07	56,0	8,0	27,7	96,2
V	2,65	3,33	56,6	6,6	17,5	92,7
Mo	3,15	3,73	59,5	4,25	23,9	97,2
W	3,33	2,96	51,6	3,48	21,2	97,0
Fe	1,46	3,17	63,7	4,2	12,5	90,8
Co	1,56	3,43	65,9	4,3	14,6	92,9
Ni	1,54	3,10	61,6	4,95	18,5	94,8
Pt	1,76	3,59	65,7	7,7	20,2	93,7

Для наклонно падающего света коэф. отражения и поглощения, а также фазовые сдвиги φ при отражении зависят от состояния поляризации света. Для s-поляризов. излучения величина коэф. отражения R^s монотонно растёт с увеличением угла падения α; зависимость $R^p(\alpha)$ для p-поляризов. излучения имеет вид кривой с минимумом при $\alpha \approx \arccos(1/\varkappa)$. При $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ значения R^p и R^s совпадают. Вследствие отличия R^p от R^s и φ^p от φ^s при отражении от металла наклонно падающей линейно поляризов. волны она становится эллиптически поляризованной. Это используется для определения оптич. параметров n и $\varkappa$ (см. *Френеля формулы*).

Особенности в оптич. поглощении появляются при аномальном скин-эффекте, когда $\gamma < \Omega$ или $l > \delta = c/\omega_p$. Строгая теория здесь основывается на решении кинетич. ур-ния для неравновесной ф-ции распределения электронов по энергиям в поле световой волны. Из теории следует, что существует особое, поверхностное поглощение, к-рое зависит от типа рассеяния свободных электронов на поверхности металла и возникает вследствие пространств. дисперсии проводимости. В области частот $\gamma < \omega < \Omega$ (сильно аномальный скин-эффект) такой механизм поглощения является единственным, и определяемый им коэф. поглощения равен:

$$A = A_3 = \frac{8\sqrt{3}}{9}\left(\frac{4}{3\pi}\right)^{1/3}\left(\frac{v}{c}\right)^{1/3}\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^{2/3} \qquad (6)$$

при зеркальном отражении электронов на поверхности и $A = A_д = {}^9/_8 A_3$ при их диффузном рассеянии. Вклад механизма существен и на более высоких частотах ($\omega_p \gg \omega > \Omega$, область слабо аномального скин-эффекта), когда обусловленное им дополнительное [по отношению к (5)] поверхностное поглощение равно:

$$A_п = \frac{1}{2}\left(\frac{v}{c}\right)^3\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 p + \frac{3}{4}\frac{v}{c}(1-p). \qquad (7)$$

В (7) p — феноменологич. коэф. Фукса зеркального отражения электронов ($0 \leqslant p \leqslant 1$), зависящий от микрогеометрии поверхности. Хотя влияние шероховатой поверхности на рассеяние электронов, строго говоря, не описывается одним параметром p, его удобно использовать как подгоночный. При этом чисто зеркальное отражение ($p = 1$) свойственно локально гладким поверхностям ($h \leqslant 5$ нм $\ll L$); h — среднеквадратичная высота неровностей, L — корреляц. длина. Для большинства реальных поверхностей $p \approx 0$ (диффузное рассеяние электронов). В этих условиях $A_п = A_{пмакс} \approx$ $\approx 0{,}01$. Аномальный скин-эффект наиб. заметно влияет на ИК-поглощение благородных металлов (рис. 2).

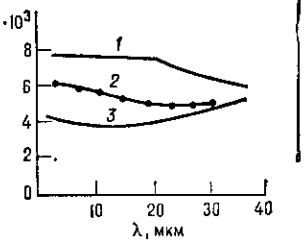


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения серебра от длины волны при комнатной температуре: *1*, *3* — расчёт по теории аномального скин-эффекта при $p=0$ и $p = 1$ соответственно; *2* — эксперимент.

В видимой области спектра существует дополнит. поглощение, связанное с возбуждением на шероховатостях локализов. и бегущих поверхностных эл.-магн. мод (см. *Поверхностные оптические волны*), к-рые диссипативно затухают при распространении вдоль поверхности металла.

Оптич. характеристики металла изменяются при нагревании вследствие температурной зависимости частоты электронных столкновений $\gamma(T)$. Согласно существующим представлениям, в величину γ вносят аддитивный вклад процессы электрон-фононного (γ_{ef}), межэлектронного (γ_{ee}) и электрон-примесного (γ_{ep}) рассеяния. При низких темп-рах ($T < \theta$, θ — дебаевская темп-ра) коэф. поглощения минимален и определяется электронным рассеянием на поверхности и примесях, а также квантовыми эффектами в электрон-фононном взаимодействии. В среднем и ближнем ИК-диапазоне

$$A_{мин} = A_п + \frac{2\gamma_{ep}}{\omega_p} + \frac{4\gamma_0}{5\omega_p}\left(1 - \frac{5\hbar\theta}{6\hbar\omega}\right), \qquad (8)$$

где γ_0 — частота электрон-фононных столкновений при дебаевской темп-ре. Напр., при $T = 4{,}2$ К на $\lambda = 10$ мкм $A_{мин} = 2\cdot10^{-3}$ ($p = 1$); $6\cdot10^{-3}$ ($p = 0$) — для меди и $1{,}3\cdot10^{-3}$ ($p = 1$); $4{,}7\cdot10^{-3}$ ($p = 0$) — для серебра. При высоких темп-рах ($T > \theta$) осн. вклад в γ и A вносят электрон-фононные столкновения, частота к-рых линейно растёт с T. Вследствие этого в том же частотном диапазоне

$$A(T) = A_0 + \eta T, \qquad (9)$$

где $A_0 \approx A_{мин}$ — не зависящая от T компонента поглощения, η — термооптич. коэф. $\sim(1$—$5)\cdot10^{-5}$ град$^{-1}$.

С появлением лазеров сформировался новый раздел физ. М., в к-ром изучается взаимодействие с металлами интенсивного лазерного излучения. В теории лазерного воздействия развиты осн. представления физ. М. о механизмах поглощения света и передачи поглощённой энергии. При поглощении квантов возрастает кинетич. энергия отд. электронов, к-рая за короткое время ($\sim10^{-13}$—10^{-12} с) перераспределяется между др. электронами в результате межэлектронных соударений, и возрастает темп-ра электронного газа T_e. Далее эта энергия передаётся решётке за времена $\tau \sim 10^{-11}$—

10^{-10} с, что приводит к росту решёточной темп-ры (T_i). Через время $\sim 10\tau$ обе темп-ры выравниваются ($T_e = T_i = T$). Нагрев внутр. слоёв осуществляется за счёт электронной теплопроводности. Т. к. коэф. поглощения металлов увеличивается с нагревом ($A \sim T$), то это ведёт к постепенному ускорению темпа разогрева металла лазерным излучением пост. плотности, вплоть до перехода к тепловой неустойчивости. При высоких интенсивностях и коротких воздействиях лазерного излучения T_e может значительно превышать T_i, а поглощение отличаться от равновесного. Помимо непосредств. роста темп-ры, к изменению коэф. поглощения A при лазерном нагреве на воздухе приводит окисление поверхности металла, сопровождающееся образованием поглощающих и интерференционных окисных плёнок, а также диффузией кислорода в скин-слой металла. Эти механизмы существенны при воздействии непрерывного интенсивного излучения. К росту A ведёт также образование на поверхности периодич. рельефа при нагреве металла в интерференц. поле падающего излучения и возбуждаемых им поверхностных эл.-магн. волн. Лазерное воздействие меняет также индикатрису отражения первоначально зеркальной металлич. поверхности в результате появления заметного диффузного рассеяния света.

Отд. область М. составляют магнитооптич. явления в ферромагнетиках, заключающиеся во влиянии намагниченности на состояние поляризации при отражении света от металла или прохождении его через тонкие плёнки (см. *Керра эффект* магнитооптический) и объясняемые в рамках квантовой теории взаимодействия внеш. и внутр. электронов ферромагнетика и влияния спин-орбитального взаимодействия на поглощение света.

В связи с развитием техн. оптики термин «М.» приобрёл ещё один смысл. Под М. понимаются также оптич. элементы и системы (в первую очередь зеркала), выполненные из металлов. Они используются в оптич. приборах разл. назначения (микроскопах, телескопах) в качестве экранов, отражателей и др. Широкое распространение получила М. в криовакуумных системах, и в особенности в лазерной технике, где используются металлич. зеркала в резонаторах CO_2-лазеров. Методами алмазного точения удаётся получать гладкие металлич. поверхности с коэф. отражения 98—99%, обладающие малым рассеянием.

Лит.: Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Гуров К. П., Основания кинетической теории, М., 1966; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Действие излучения большой мощности на металлы, М., 1970; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979.

М. Н. Либенсон.

МЕТАЛЛОФИЗИКА — раздел физики, в к-ром изучаются структура и свойства металлов и сплавов, взаимосвязь между ними и природа процессов, протекающих в металлах и сплавах. В отличие от физики металлов, где исследуются электронная структура металлов (электронный спектр) и связь её с электрич. маги. и оптич. свойствами (см. *Металлы*), М. в основном занимается анализом кристаллич. структуры и связи её с решёточными (упругими, тепловыми, механическими) свойствами металлов и сплавов.

Центр. проблемой М. является изучение атомной структуры металлов и сплавов и её эволюции при изменении темп-ры, давления, магн. поля и др. Теория позволяет лишь в простейших случаях рассчитать характер кристаллич. структуры исходя из электронного строения атомов, и практически вся информация о кристаллич. решётках получена экспериментально (дифракция рентг. лучей, электронов, нейтронов, *электронная микроскопия* высокого разрешения, *мёссбауэровская спектроскопия*).

Кристаллич. структура чистых металлов характеризуется небольшим числом плотноупакованных решёток: объёмно центрированной кубической (ОЦК), гранецентрированной кубической (ГЦК), гексагональной плотной упаковкой (ГПУ). Более сложные кристаллич. решётки присущи нек-рым *лантаноидам* и *актиноидам* (Sn, Ga, In, Mn и др.). Для большинства чистых металлов при изменении темп-ры (T) или давления (p) наблюдаются полиморфные (аллотропич.) превращения. Для нек-рых ферро- и антиферромагн. металлов превращения с изменением кристаллич. структуры наблюдаются и под воздействием магн. поля. Все полиморфные превращения являются фазовыми переходами 1-го рода и сопровождаются резким изменением большинства физ. свойств (см. *Полиморфизм*).

Металлич. сплавы представляют собой либо *твёрдые растворы*, когда атомы металла-растворителя и растворённого элемента образуют общую кристаллич. решётку, совпадающую с решёткой растворителя, либо т. н. интерметаллич. соединения, кристаллич. структура к-рых отличается от структуры чистых компонентов. Атомная структура сплавов определяется в основном соотношением размеров атомов компонентов и их электронным строением. Общим термодинамич. условием образования сплавов является минимум свободной энергии; этому условию могут соответствовать как монофазные, так и *гетерофазные структуры*. Обобщением данных о состоянии системы в зависимости от её состава, T (иногда и p) служат фазовые диаграммы (*диаграммы состояния*). Фазовые диаграммы металлич. систем могут быть рассчитаны лишь в простейших случаях; для экспериментального их построения используют разл. методы физ.-хим. анализа.

В зависимости от соотношения размеров атомов в сплавах могут образовываться твёрдые растворы з а м е щ е н и я (атомы растворённого металла замещают в кристаллич. решётке атомы растворителя) и в н е д р е н и я (атомы растворённого элемента располагаются в межатомных промежутках решётки растворителя). На базе интерметаллич. соединений могут образовываться твёрдые растворы (дефектные по одному из компонентов). Мин. значению свободной энергии твёрдых растворов соответствует упорядоченное расположение атомов разного сорта (*сверхструктура*). Разрушение сверхструктур при высоких темп-рах сопровождается появлением аномалий ряда физ. свойств; превращение порядок—беспорядок в зависимости от состава сплава может быть фазовым переходом 1-го либо 2-го рода.

Интерметаллич. соединения условно подразделяют на электронные соединения, фазы внедрения, фазы с простыми стехиометрич. соотношениями, соединения с нормальной валентностью и др. Для электронных соединений характерно наличие почти пост. отношения числа валентных электронов к числу атомов ($^3/_2$, $^{21}/_{13}$ и $^7/_4$ соответственно для β-, γ- и ε-фаз). Фазы внедрения могут образовываться при определённых соотношениях атомных радиусов металлов и неметаллов. Простые стехиометрич. соотношения AB_2, AB, AB_5, A_3B присущи фазам Лавеса и родственным им соединениям (см. *Интерметаллические соединения*).

Кинетич. аспекты проблемы фазовых равновесий в сплавах изучает теория фазовых превращений, рассматривающая процессы зарождения и роста фаз при изменении T, p, состава и т. п. В процессах превращений в сплавах существ. роль играют поля упругих напряжений и ограниченная диффузионная подвижность атомов. Наличие этих факторов обеспечивает, в частности, возможность протекания *мартенситных превращений*, заключающихся в реализации сдвиговых деформаций и небольших искажений кристаллич. решёток.

Макроскопич. структура реальных металлов (дефекты и примеси) и сплавов характеризует степень их отклонения от идеальной периодичности кристаллич. решётки. Спектр *дефектов* решёток металлов и сплавов включает *вакансии*, *дислокации*, *межзёренные границы*, по́ры, включения, трещины и т. п. Дислокац. представления являются основой теории прочности и *пластич-*

ности; с генерацией и эволюцией точечных дефектов — вакансий и внедрённых атомов — связано изменение свойств металлов и сплавов при облучении (см. *Радиационные дефекты*). Многие электрич., магн., упругие и др. свойства металлов и сплавов существенно зависят от их реальной макроскопич. структуры.

В М. изучаются *аморфные металлы* и сплавы, тонкие металлич. плёнки, квазиодномерные кристаллы (см. *Квазиодномерные соединения*), модулиров. структуры и др. термодинамич. неравновесные системы.

Лит.: Успехи физики металлов. Сб. ст., пер. с англ., т. 1—5, 9—10а, М., 1956—65; Физическое металловедение, под ред. Р. Кана, пер. с англ., в. 1—3, М., 1967—68; Шульце Г., Металлофизика, пер. с нем., М., 1971; Пирсон У., Кристаллохимия и физика металлов и сплавов, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1977; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Баррет Ч. С., Массальский Т. Б., Структура металлов, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1984; Физическое материаловедение в СССР. История, современное состояние, перспективы развития, К., 1986. *В. А. Финкель.*

МЕТАЛЛЫ — традиционно определяются как конденсированное состояние вещества (твёрдое тело, жидкость), построенного из атомов М. в хим. понимании, т. е. легко отдающих электроны в процессе хим. реакций. Характерные признаки М.: высокие электро- и теплопроводность, причём электропроводность повышается с понижением темп-ры T, а также пластичность.

Металлическое состояние. Основанием для выделения М. в отд. класс веществ служит деление всех веществ по электрич. свойствам на проводники и изоляторы (полупроводники и полуметаллы занимают промежуточное положение). М.— проводники. Однако нек-рые элементы в зависимости от кристаллич. структуры могут быть проводниками (М.), изоляторами (*диэлектриками*), *полупроводниками* или *полуметаллами*. Примеры: Sn (белое олово — М., серое — полупроводник); С (графит — полуметалл, алмаз — диэлектрик, см. *Полиморфизм*). В результате можно говорить о металлич. состоянии вещества, понимая под этим такое состояние, при к-ром в теле есть достаточно большое кол-во коллективизиров. подвижных электронов (электронов проводимости или свободных электронов), причём их подвижность не есть результат термич. возбуждения; если тело в данном состоянии существует вплоть до $T = 0$ К, то и при $T = 0$ К в нём есть электроны проводимости. Наличие электронов проводимости — обязат. признак структуры М. Представление о М. как о веществе, состоящем из положит. ионов и свободных электронов, достаточно точно отражает строение реальных М. Электроны компенсируют силы отталкивания, действующие между положительно заряженными ионами, и тем самым связывают их в твёрдое тело или жидкость. Электроны проводимости определяют не только электрич., магн., оптич. и др. типично электронные свойства, но и их теплопроводность, а при низких темп-рах — теплоёмкость. Значительна роль электронов в сжимаемости М. и др. механич. характеристиках, их наличие делает М. пластичным.

Фазовые переходы в М. сопровождаются изменением свойств электронной системы. Иногда причиной перехода служит изменение электронного спектра, а изменение кристаллич. структуры носит вторичный характер [напр., переход из нормального состояния М. в сверхпроводящее или из парамагнитного в ферро- или антиферромагнитное (ФМ, АФМ, табл. 1)]. В твёрдом состоянии М.— кристаллы (в парообразном — одноатомные газы). Темп-ры плавления $T_{пл}$ всех М. выше 300 К (кроме Hg с $T_{пл} = 38{,}9$ °С), так что в обычных условиях М.— твёрдые тела. При плавлении М. сохраняет металлич. свойства (см. *Жидкие металлы*). Искусственно созданы аморфные твёрдые М. (см. *Аморфные металлы*, *Металлические стёкла*).

В металлич. состоянии могут находиться сильно легиров. полупроводники (электроны проводимости в них существуют при $T = 0$ К), а также вещества, состоящие из неметаллич. атомов, напр. полимерный кристалл $(SN)_x$. Металлич. свойствами обладают нек-рые хим. соединения, напр. кристаллы окислов типа MoO_2, WO_2, халькогенидов ($NbSe_2$, TaS_2) и более сложных соединений ($AuTe_2$, Br и др., кристаллы, содержащие органич. комплексы, см. *Органические проводники*), а также многокомпонентные материалы со структурой типа перовскита (напр., $YBa_2Cu_3O_7$) или со слоистой структурой (напр., $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$), являющиеся высокотемпературными сверхпроводниками (напр., темп-ра сверхпроводящего перехода $Y_2BaCu_3O_7$ $T_{кр} \approx 100$ К). К М. относят *интерметаллические соединения* типа Cu_5Zn_8 (β-латунь), AgZn и др., к-рые от обычных М. отличаются лишь более сложной кристаллич. структурой.

Большинство М. кристаллизуется в структуры, отвечающие плотной упаковке атомов с гранецентриров. кубической (ГЦК) и гексагональной (гекс) решётками (обе имеют макс. *координационное число* — 12). Др. решётки М. тоже достаточно просты: объёмноцентрированная кубическая (ОЦК) у щелочных М., тетрагональная (тетр) с 1—2 атомами в элементарной ячейке. Лишь небольшое число М. имеют более сложное строение (слож.), напр. Mn, в элементарной ячейке к-рого 58 атомов (табл. 1).

За исключением Au, Ag, Pt, Cu, встречающихся в самородном состоянии, остальные М. в природе существуют в составе хим. соединений — окислов, сульфидов и др., образующих руды. Относит. распространённость нек-рых М. в земной коре приведена в табл. 2.

Таблица 2.

Металл	Количество, %	Металл	Количество, %	Металл	Количество, %
Al	8,8	Cu	0,6	W	0,2
Fe	5,1	Ni	0,09	Sb	0,015
Mg	2,1	Zn	0,02	Ag	0,01
Ti	0,008	Co	$3 \cdot 10^{-4}$	Os	$5 \cdot 10^{-6}$
Mn	0,02	Pb	$2 \cdot 10^{-4}$	Pd	$1 \cdot 10^{-6}$
Cr	0,003	Nb	$1 \cdot 10^{-4}$	Au	$5 \cdot 10^{-7}$
Zr	0,0016	Mo	$4 \cdot 10^{-5}$	Pt	$5 \cdot 10^{-7}$
V	0,001	Ta	$1 \cdot 10^{-5}$	Ir	$1 \cdot 10^{-7}$

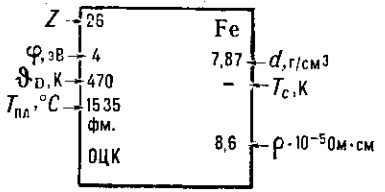
Промышл. использование М. прямо не связано с их распространённостью в земной коре, а зависит от развития способов извлечения М. из руд, очистки, потребностей техники и т. п. Широкое применение самого распространённого на Земле М.— Al началось лишь в 20 в. По-видимому, первый М., использованный человеком,— Cu.

Обычно анизотропия свойств М., напр. анизотропия электропроводности σ, выражена слабо. Однако в ряде случаев особенности структуры, напр. слоистое строение графита, графита, интеркалированного примесями (см. *Интеркалированные соединения*), дихалькогенидов, приводят к различию σ вдоль и поперёк слоёв на неск. порядков. В комплексных соединениях, обладающих металлич. свойствами, таких, как $K_2Pt(CN_4)B_{0,3} \times 27H_2O$, или в соединениях, молекулы к-рых содержат комплекс тетрацианохинодиметана (*TCNQ*), проводимость осуществляется по цепочкам металлич. атомов. Вдоль этих цепочек она на много порядков выше, чем проводимость в поперечном направлении (см. *Квазиодномерные соединения*). Двумерные М. создаются искусственно, напр. в тонких плёнках (см. *Квазидвумерные соединения*).

Число электронов проводимости в 1 см³ (или их число на элементарную ячейку кристалла либо на 1 атом) n — важнейшая характеристика металлич. состояния. Как правило, из всех атомарных электронов «освобождаются» (коллективизируются) только валентные. Это даёт возможность по хим. свойствам атомов, из к-рых состоит кристалл, и по его геом. структуре определить n как Z/v_0, где Z — число валентных электронов в элементарной ячейке объёма v_0 (табл. 3).

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА
СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ

d – плотность, ϑ_D – температура Дебая, ρ – удельное сопротивление при 0° С (для монокристаллов ср. величина), T_C – температура перехода в свехпроводящее состояние, φ – работа выхода



| | Ia | IIa | IIIa | IVa | Va | VIa | | |

Таб л. 3. **Плотность электронов проводимости n и энергия Ферми $\mathscr{E}_F$ ряда металлов**

Металл	Li	Na	Cu	Ag	Be	Ca	Zn	Al	Pb
n, 10^{22} см$^{-3}$	4,7	2,65	8,45	5,85	24,2	4,6	13,1	18,6	13,2
$\mathscr{E}_F$, 10^4 К	5,5	3,75	8,1	6,4	16,4	5,4	10,9	13,5	10,9

Природа металлического состояния. Мн. характерные свойства М. можно понять, считая, что электроны проводимости — идеальный вырожденный газ *фермионов*, а роль ионов сводится к созданию потенциальной ямы, в к-рой движутся электроны (модель Друде — Лоренца — Зоммерфельда; см. *Друде теория металлов, Зоммерфельда теория металлов*). Темп-ра вырождения T_F электронного газа в этой модели определяется энергией Ферми $\mathscr{E}_F$:

$$T_F = \mathscr{E}_F/k, \quad \mathscr{E}_F = \frac{(3\pi^2 n)^{2/3}\hbar^2}{2m}$$

(m — масса электрона). Темп-ра $T_F \approx 10^4$—10^5 К. Поэтому практически при любой темп-ре T, при к-рой вещество существует в конденсиров. состоянии, электронный газ в М. вырожден ($T < T_F$) (см. *Вырождения температура, Вырожденный газ*).

Более полное и строгое объяснение свойств М. даёт *зонная теория* твёрдого тела. Зонная теория исходит из рассмотрения движения отд. электрона в периодич. поле сил $U(\boldsymbol{r})$, создаваемых ионами кристаллич. решётки и остальными электронами (о д н о э л е к т р о н н о е п р и б л и ж е н и е):

$$U(\boldsymbol{r} + \boldsymbol{a}) = U(\boldsymbol{r}),$$

где $\boldsymbol{r}$ — пространств. координата точки, $\boldsymbol{a}$ — период решётки (см. *Блоховские электроны*). Хотя энергия взаимодействия электронов друг с другом не меньше, чем энергия взаимодействия с ионами, одноэлектронное приближение имеет обоснование. Во-первых, $U(\boldsymbol{r})$ включает совокупное действие всех остальных электронов, кроме рассматриваемого, причём для качеств. выводов потенциал $U(\boldsymbol{r})$ можно не конкретизировать, используя только его свойства симметрии (прежде всего периодичность). Во-вторых, построив одноэлектронное приближение, можно обобщить его, учтя взаимодействие между электронами проводимости (на основании теории *ферми-жидкости*).

Периодичность $U(\boldsymbol{r})$ позволяет характеризовать стационарное состояние электрона проводимости *квазиимпульсом* $\boldsymbol{p} = \hbar\mathbf{k}$ ($\mathbf{k}$ — квазиволновой вектор), аналогичным импульсу частицы в свободном пространстве. Волновая ф-ция электрона в стационарном состоянии — решение *Шрёдингера уравнения* для электрона, отвечающая собств. значению энергии электрона $\mathscr{E}_s$. И волновая ф-ция и собств. значение энергии (в отличие от случая свободного электрона) — периодич. ф-ции квазиимпульса. Периодичность в импульсном пространстве — следствие полной физ. эквивалентности состояний с квазиволновыми векторами, отличающимися на $2\pi\hbar\boldsymbol{b}$. Это означает, что для полного описания всех состояний достаточно использовать $\boldsymbol{p}$ из одной ячейки обратного пространства. Как правило, её выбирают в виде первой *Бриллюэна зоны*. Индекс s, нумерующий решения ур-ния Шрёдингера, наз. номером зоны, $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})$ — законом дисперсии электронов или электронным спектром кристалла, соответствующим полю $U(\boldsymbol{r})$. В каждой разрешённой энергетич. зоне состояния электронов заполняют полосу между $\mathscr{E}_{\text{мин}}$ и $\mathscr{E}_{\text{макс}}$. Зоны могут перекрываться, но их индивидуальность при этом сохраняется. Перекрытие зон, как правило, не сопровождается вырождением. Вырождение наступает при совпадении энергий (из разных зон) и квазиимпульсов. Вырождение накладывает ограничение на структуру изоэнергетич. поверхности вблизи точки вырождения. С помощью законов дисперсии можно рассчитать плотность электронных состояний в зоне $g_s(\mathscr{E})$.

Сходство и различие между свободными электронами и электронами проводимости иллюстрируется табл. 4.

Таб л. 4.

Свободный электрон	Электрон проводимости
Стационарная волновая функция	
$\psi = A\exp(i\boldsymbol{p}\boldsymbol{r}/\hbar)$, $A = \text{const}$	$\psi_s = u_s(\boldsymbol{r})\exp(i\boldsymbol{p}\boldsymbol{r}/\hbar)$, $u_s(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = u_s(\boldsymbol{r})$
Энергия	
$\mathscr{E} = p^2/2m_0$	$\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p}) = \mathscr{E}_s(\boldsymbol{p} + 2\pi\hbar\boldsymbol{b})$, где $\boldsymbol{b}$ — вектор *обратной решётки*
Изоэнергетическая поверхность	
Сфера $p^2 = 2m\mathscr{E}$	периодич. поверхность $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p}) = \text{const}$
Скорость	
$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{p}/m_0$	$v(\boldsymbol{p}) = \dfrac{\partial\mathscr{E}(\boldsymbol{p})}{\partial\boldsymbol{p}}$
Масса	
m_0	тензор обратных эффективных масс $\left(\frac{1}{m}\right)_{ik} = \dfrac{\partial^2\mathscr{E}}{\partial p_i \partial p_k}$; эффективная масса в маги. поле $\boldsymbol{H}(H_x = H_y = 0,\ H_z = H)$ $m = \dfrac{1}{2\pi}\dfrac{\partial S(\mathscr{E}, p_z)}{\partial\mathscr{E}}$ (S — площадь сечения изоэнергетич. поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ плоскостью $p_z = \text{const}$)
Законы сохранения при столкновении двух электронов	
$\mathscr{E}_1 + \mathscr{E}_2 = \mathscr{E}'_1 + \mathscr{E}'_2$	
$\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2 = \boldsymbol{p}'_1 + \boldsymbol{p}'_2$	$\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2 = \boldsymbol{p}'_1 + \boldsymbol{p}'_2 + 2\pi\hbar\boldsymbol{b}$ (начальные $\boldsymbol{p}_1$, $\boldsymbol{p}_2$ и конечные $\boldsymbol{p}'_1$, $\boldsymbol{p}'_2$ — квазиимпульсы из первой зоны Бриллюэна)
Плотность состояний (V — объём кристалла)	
$g(\mathscr{E}) = \dfrac{V}{\pi^2\hbar^3}\sqrt{2m_0^3\mathscr{E}}$	$g(\mathscr{E}) = \dfrac{2V}{(2\pi\hbar)^3}\oint\dfrac{df}{v(\boldsymbol{p})}$, где df — элемент площади на поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \mathscr{E}$, по которой ведётся интегрирование
Энергия Ферми	
$\mathscr{E}_F = \dfrac{(3\pi^2 n)^{2/3}\hbar^2}{2m_0}$	$\dfrac{\Omega_s(\mathscr{E}_F)}{4\pi^3\hbar^3} = n_s$ (Ω_s — объём в p-пространстве листа поверхности Ферми в s-й зоне, n_s — плотность в ней электронов)

Зонный характер спектра и *Паули принцип* позволяют сформулировать принципиальное отличие М. от диэлектрика. Т. к. в каждую зону может «поместиться» не более $2N$ электронов (N — число ячеек в кристалле), то в зависимости от числа электронов, приходящихся на ячейку, и взаимного расположения зон могут осу-

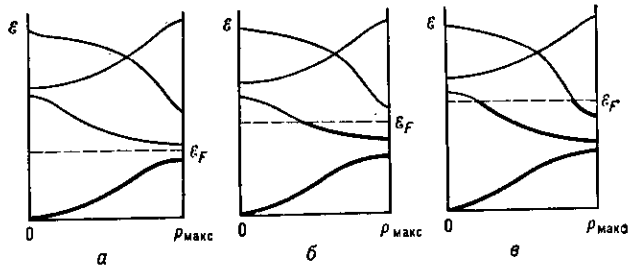


Рис. 1. Схема заполнения зон диэлектрика или полупроводника (*а*), металла (*б*), полуметалла (*в*). Жирные линии $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ — заполненные состояния, тонкие — пустые; пунктир — уровень химического потенциала, совпадающий в металлах с энергией Ферми $\mathscr{E}_F$ при $T = 0$ К, $p_{\text{макс}}$ — максимальный квазиимпульс, соответствующий границе зоны Бриллюэна.

ществляться 2 случая: либо в осн. состоянии (при $T = 0$ К) имеются только целиком заполненные зоны и пустые (рис. 1, *а*), либо есть зоны, частично заполненные электронами (рис. 1, *б*, *в*). В первом случае кристалл — диэлектрик (или полупроводник), во втором — М. (рис. 1, *в* соответствует полуметаллу).

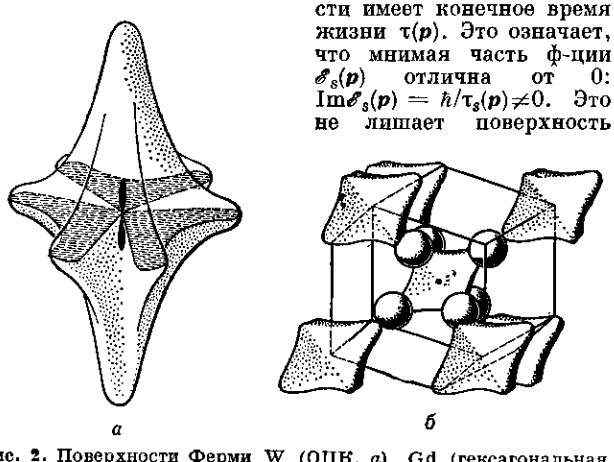
Поверхность Ферми. В М. граница заполнения уровней электронами попадает в разрешённую зону и наз. энергией Ферми $\mathscr{E}_F$. Соответствующая ей изоэнергетич. поверхность

$$\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \mathscr{E}_F$$

наз. поверхностью Ферми. Поверхность Ферми отделяет область занятых электронами состояний в импульсном пространстве от свободных.

Поверхность Ферми — обязат. атрибут металлич. состояния кристаллов. Если поверхность Ферми пересекает границы зоны Бриллюэна (напр., у Cu), то удобно использовать расширенное $\boldsymbol{p}$-пространство. В этом случае отчётливо видна его периодичность. У щелочных металлов (Li, Na, K, Pb, Cs) поверхности Ферми — почти идеальные сферы. Это не означает, что электроны этих металлов не испытывают влияния ионов. Их эффективные массы $m = p_F/v_F$ отличаются от массы свободного электрона m_0 (табл. 4), напр. у Na $m = 1{,}24\ m_0$. У всех М., кроме перечисленных, а также у Au, Ag, Cu поверхности Ферми состоят из неск. полостей-листов и имеют сложную форму (рис. 2).

Из-за столкновений электронов с дефектами решётки, друг с другом, а также с фононами состояние электрона проводимости имеет конечное время жизни $\tau(\boldsymbol{p})$. Это означает, что мнимая часть ф-ции $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})$ отлична от 0: $\mathrm{Im}\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p}) = \hbar/\tau_s(\boldsymbol{p}) \neq 0$. Это не лишает поверхность



а *б*

Рис. 2. Поверхности Ферми W (ОЦК, *а*), Gd (гексагональная решётка, *б*).

Ферми $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p}) = \mathscr{E}_F$ строго определённого смысла, т. к. $\mathrm{Im}\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})$, обязанная неупругим столкновениям (электронов с фононами или друг с другом), для электронов на поверхности Ферми равна 0. Упругие столкновения со статич. дефектами приводят к «перемещению» электронов по поверхности Ферми. Если время жизни (τ) электрона мало (много дефектов, высокая темп-ра), то строгое описание его движения с помощью закона дисперсии теряет смысл. При этом лишается смысла и т. н. тонкая структура поверхности Ферми (отклонение от сферичности), хотя подвижность электрона сохраняется — электроны проводимости остаются делокализованными (их длина пробега существенно превышает межатомное расстояние). Приближённое описание электронов в таких условиях возможно лишь с помощью модели Друде — Лоренца — Зоммерфельда.

Нек-рые свойства М. (гл. обр. в сильном магн. поле) очень чувствительны к форме поверхности Ферми (*де Хааза — ван Альфена эффект*, *Циклотронный резонанс*, геом. резонанс и др.). Они позволили восстановить поверхность Ферми практически для всех моноатомных М. и мн. интерметаллич. соединений ($AuAl_2$, $AuGa_2$, CuZn, $AuTe_2I$ и др.), а также в большом числе случаев определить скорости фермиевских электронов v_F (щелочные, благородные М., Bi, Sb и др.).

Методы зонной теории (с использованием ЭВМ) позволили определить законы дисперсии с большой точностью. Все вычислит. методы основаны на приближении почти свободных электронов (модель Гаррисона, или *метод псевдопотенциала*) и (или) на т. н. *приближении сильной связи*. Они дают возможность выяснить происхождение отд. характерных деталей электронного спектра М.: наличие или отсутствие тех или др. листов поверхности Ферми, величину и зависимость плотности состояний от энергии $g(\mathscr{E})$ (рис. 3); значение скоростей

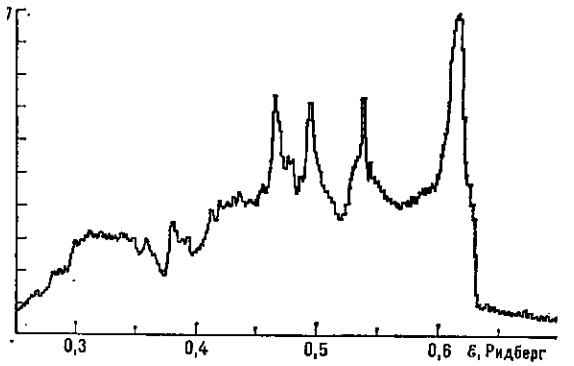


Рис. 3. Вычисленная зависимость плотности состояний от энергии $g(\mathscr{E})$ для *d*-электронов в Ni.

электронов, а также величину эфф. потенциала (или псевдопотенциала), определяющего электронный энергетич. спектр конкретного М.

При всей сложности законов дисперсии представление об электронах М. как лёгких (по сравнению с ионами) заряженных частицах качественно правильно. Оно, возвращая нас к модели Друде — Лоренца — Зоммерфельда, даёт возможность оценивать порядок величины осн. характеристик М.— электронную теплоёмкость, эл.- и теплопроводность, толщину скин-слоя (см. *Скин-эффект*) и т. д. Правда, нек-рые соединения ($CeAl_3$, $CeCu_6$, $CeCu_2Si_2$, UB_{13} и др.) обнаруживают необычные свойства (напр., гигантскую электронную теплоёмкость), заставляющие сделать вывод, что в них есть электроны, обладающие аномально большой эфф. массой m ($m/m_0 \sim 400$—600). Эти электроны получили назв. *тяжёлых фермионов*.

При $T = 0$ К все электроны проводимости находятся на и внутри поверхности Ферми. Элементарные возбуждения электронной подсистемы М.— электроны с энергией $\mathscr{E} > \mathscr{E}_F$ и *дырки* — свободные состояния с энергией $\mathscr{E} < \mathscr{E}_F$. Т. к. обычно $kT \ll \mathscr{E}_F$, то осн. роль в процессах переноса играют электроны и дырки с энергиями $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_F$. Их закон дисперсии можно считать линейным:

$$\begin{aligned} \xi &= \mathscr{E} - \mathscr{E}_F = v_F(\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}_F) \text{ — для электрона,} \\ \xi &= \mathscr{E}_F - \mathscr{E} = v_F(\boldsymbol{p}_F - \boldsymbol{p}) \text{ — для дырки} \end{aligned} \qquad (1)$$

(v_F — скорость на поверхности Ферми). Энергию электрона (при $\mathscr{E} > \mathscr{E}_F$) и дырки принято отсчитывать от $\mathscr{E}_F$ (скорость дырки — v_F). Спектр электронов и дырок демонстрирует наличие разрешённых значений энергии над поверхностью Ферми (рис. 4, *а*).

При фазовом переходе электронный спектр М. (в частности, поверхность Ферми) изменяется. Если это переход 1-го рода, то новая поверхность не связана со старой. Если же это переход 2-го рода, то обе поверхности Ферми в момент перехода совпадают и можно проследить, как трансформируется поверхность. На рис. 5

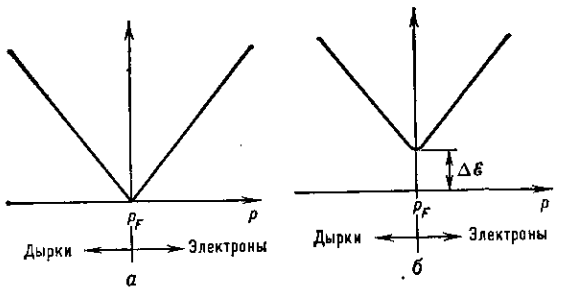


Рис. 4. Спектр электронных возбуждений $\mathscr{E}(p)$: *а* — в нормальном металле; *б* — в сверхпроводнике.

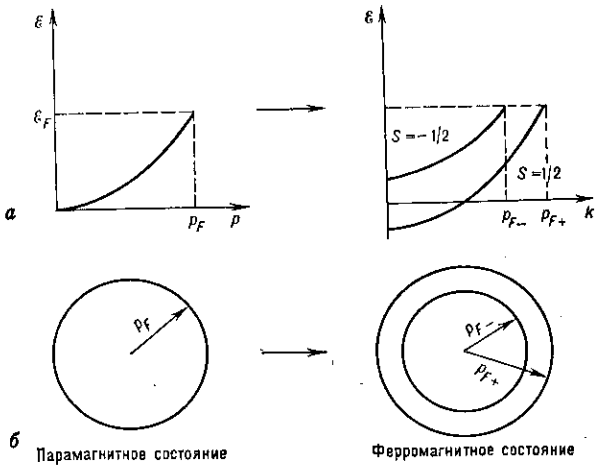


Рис. 5. Изменение спектра электронов (*а*) и трансформация поверхности Ферми (*б*) при переходе металла в ферромагнитное состояние.

показано снятие вырождения по спину и изменение поверхности Ферми при переходе М. из парамагн. состояния в ферромагнитное (поверхность Ферми — сфера). При переходе М. в сверхпроводящее состояние в спектре электронов возникает щель $\Delta\mathscr{E}$ — область запрещённых значений энергии (рис. 4, *б*), к-рая обеспечивает недиссипативный характер сверхпроводящего тока (см. *Сверхпроводимость*). Внеш. воздействие на М. (напр., давление) может привести к изменению связности поверхности Ферми: либо образуется новый лист, либо рвётся перемычка между листами. Это сопровождается аномалиями электронных характеристик. При $T = 0$К такой переход следует считать фазовым переходом $2^1/_2$-го рода (см. *Ван Хова особенности*). Нек-рые фазовые переходы в М. связаны с межэлектронными взаимодействиями, к-рые приводят к возникновению *волн зарядовой плотности* или волн спиновой плотности, а также к *вигнеровской кристаллизации*.

Исследования поверхности твёрдых тел привели к понятию *двумерного электронного газа* — искусств. двумерного М., обладающего рядом особенностей; напр., поверхность Ферми двумерного М.— линия, и все особенности, обусловленные её изменением в двумерном М., выражены отчётливее, чем в трёхмерном.

При достаточно высоких давлениях, когда объём, приходящийся на 1 атом, становится меньше обычных атомных размеров, атомы теряют свою индивидуальность и любое вещество превращается в сильно сжатую электронно-ядерную плазму, т. е. в своеобразный М. Металлизация любого вещества происходит при плотности $\gg 20Z^2$ г/см^3, где Z — ат. номер вещества. При таких плотностях большинство свойств вещества определяется вырожденным электронным газом.

Электрические свойства. Характерное свойство М. как проводников электрич. тока в нормальном (несверхпроводящем) состоянии — линейная зависимость между плотностью тока j и напряжённостью приложенного электрич. поля E (*Ома закон*):

$$j_i = \sigma_{ik}E_k, \quad E_i = \rho_{ik}j_k, \quad \rho_{ik} = \sigma^{-1}_{ik}. \qquad (2)$$

Тензор уд. электропроводности σ_{ik} (или тензор сопротивления ρ_{ik}) — важнейшая характеристика М. Число независимых компонент тензора σ_{ik} (или ρ_{ik}), а значит и тип анизотропии сопротивления, зависит от *симметрии кристалла*. Для кубич. кристаллов и нетекстурир. поликристаллов тензор превращается в скаляр (табл.2).

Носители заряда в М.— электроны проводимости с энергией, близкой к $\mathscr{E}_F$. Причиной сопротивления служит рассеяние электронов на любых нарушениях периодичности кристаллич. решётки. Это тепловые колебания ионов (фононы), сами электроны (см. *Межэлектронное рассеяние*), а также разл. дефекты — примесные атомы, вакансии (сечение рассеяния 10^{-16}—10^{-15} см$^{-2}$), *дислокации* (сечение 10^{-8}—10^{-7} см$^{-1}$), границы кристаллов и образца (см. *Рассеяние носителей заряда*).

Мерой проводимости служит длина свободного пробега (l) электронов:

$$\sigma = \frac{e^2 l S_F}{12\pi^3\hbar^3}, \qquad (3)$$

где S_F — площадь поверхности Ферми. Для сферич. поверхности Ферми

$$\sigma = \frac{nel}{p_F} = \frac{ne^2\tau}{m}; \quad \tau = \frac{l}{v_F}; \quad m = \frac{p_F}{v_F} \qquad (4)$$

(v_F — скорость фермиевских электронов). При $T = 300$ К $l \sim 10^{-6}$ см, с понижением T пробег l растёт, достигая (для специально очищенных образцов) 0,1—1 см. Соответственно возрастает проводимость. Отношение проводимости при $T = 0$К (σ_0) к проводимости при 300 К (σ_{300}) характеризует совершенство и хим. чистоту М. Достигнутые значения σ_0/σ_{300} : $5\cdot10^6$ (Ga); 10^6 (Mo); $(3—4)\cdot10^5$ (In, Sn, Cd, Hg, W); $(7—8)\cdot10^4$ (Au, Cu, Zn); $(7—9)\cdot10^3$ (Na, K, Fe).

Отсутствие корреляции между разл. механизмами рассеяния приводит к приближённому соотношению $1/l = \Sigma 1/l_i$, где l_i — длина свободного пробега относительно определённого механизма рассеяния. Этим объясняется эмпирич. *Маттиссена правило*, согласно к-рому сопротивление конкретного образца М. есть сумма остаточного сопротивления ρ_0, обусловленного рассеянием на дефектах решётки (совпадает с ρ при $T = 0$К), и сопротивления идеального кристалла $\rho_{ид}$, обязанного рассеянию на фононах и др. квазичастицах. Гл. причина температурной зависимости — рассеяние электронов на фононах. При $T \gg \vartheta_д$ ($\vartheta_д$— *Дебая температура*) $\rho \approx \rho_{ид} \sim T$, причём типичное значение $(\frac{1}{\rho}\partial\rho/\partial T)$ при $T = 300$ К равно $4\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$. При $T \ll \vartheta_д$ фононная часть быстро стремится к 0, что позволяет в ряде случаев выделить в зависимости $\rho_{ид}(T)$ вклад рассеяния на электронах, к-рый пропорц. T^2 (рис. 6).

Сопротивление сплавов и М. типа керамик значительно выше, чем у чистых М. Причина этого в нарушении идеальности решётки (разл. атомы в узлах решётки) и в её дефектности. Предельное уд. сопротивление М., достигаемое при

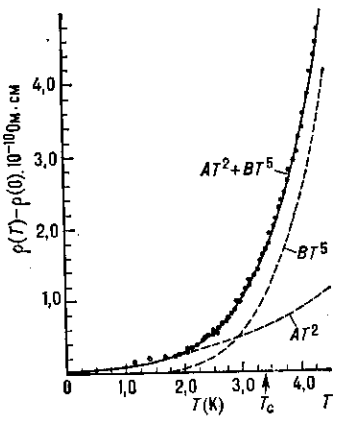


Рис. 6. Зависимость удельного сопротивления ρ от T. Точки — измеренные значения за вычетом остаточного сопротивления $8{,}8\cdot10^{-10}$ Ом·см; сплошная линия — зависимость вида $AT^2 + BT^5$, представляет сумму электрон-электронного и электрон-фононного вкладов.

$l \sim \hbar/p_F \sim a$, равно $a\pi\hbar/e^2$ (в трёхмерном случае) и $\pi\hbar/e^2$ (в двумерном). В веществах с большим ρ возникает локализация электронных состояний — проводимость исчезает (см. *Андерсоновская локализация*). При этом исчезновение проводимости происходит не за счёт «связывания» электронов ионами — электроны остаются коллективизированными (в том смысле, что их волновая ф-ция «размазана» на расстояния, много бо́льшие атомных).

При плавлении подвижные электроны в М. сохраняются, поэтому сохраняется большая электропроводность, хотя разрушение дальнего порядка приводит к скачкообразному росту ρ (табл. 5; см. также *Жидкие металлы*). Исключение составляют Sb, Ga, Bi, у к-рых при плавлении ρ уменьшается (для этих М. плавление сопровождается увеличением плотности).

Таблица 5.— **Отношение удельных сопротивлений в твёрдой ($\rho_т$) и жидкой ($\rho_ж$) фазах при температуре плавления**

Металл	Li	Na	Fe	Cu	Au	Ga	Sb	Bi
$\rho_ж/\rho_т$	1,68	1,44	1,09	2,07	2,28	0,58	0,67	0,4

Большинство М. при $T \to 0$ К теряют сопротивление — переходят в сверхпроводящее состояние. Для таких М. зависимость $\rho(T)$ при $T \to 0$К определяют, разрушив сверхпроводящее состояние магн. полем $H > H_{кр}$ (см. *Сверхпроводимость*).

Теплоёмкость. Существование в М. вырожденного электронного газа большой плотности приводит к линейной зависимости теплоёмкости М. от T при низкой темп-ре (рис. 7). Вклад электронов в теплоёмкость М.

$$C_э = \alpha T;\ \alpha = \frac{\pi^2}{3} g_F, \qquad (5)$$

где g_F — суммарная (по всем частично заполненным зонам) плотность электронных состояний при $\mathscr{E} = \mathscr{E}_F$. Измерение $C_э$ — один из осн. методов определения $g(\mathscr{E}_F)$ (табл. 6).

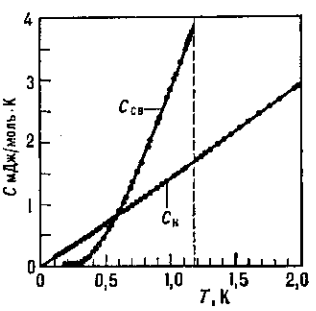


Рис. 7. Низкотемпературная теплоёмкость нормального ($C_н$) и сверхпроводящего ($C_{св}$) Al (при $T < T_c$ значения $C_н$ измерены на образцах, в которых сверхпроводимость была разрушена магнитным полем).

Таблица 6.— **Значения постоянной α, определённые по электронной теплоёмкости $C_э$**

Металл	Li	Be	Al	Sc	Cu
α, мДж/(моль·К²) . .	1,63	0,17	1,25	10,7	0,695

Металл	Nb	Sb	Au	Bi
α, мДж/(моль·К²) . .	7,79	0,11	0,729	0,008

Электроны проводимости вносят линейный по T вклад не только в теплоёмкость М., но и в его коэф. теплового расширения. Из-за этого в М. нарушается *Грюнайзена закон*: при низких темп-рах ($T \ll \sqrt{\vartheta_D T_F}$) константа в законе Грюнайзена определяется электронной подсистемой, а при высоких $T \gg \vartheta_D$ — фононной (колебаниями решётки).

Теплопроводность, термоэлектрические явления. Электроны проводимости принимают участие не только в переносе электрич. заряда, но и в переносе тепла. Вследствие большой подвижности электронов теплопроводность М. велика. Величины электропроводности и электронной части теплопроводности М. λ связаны соотношением (*Видемана — Франца закон*):

$$\frac{\lambda}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2. \qquad (6)$$

Оно выполняется тем лучше, чем строже столкновения электронов можно считать упругими (при $T \gg \vartheta_D$, а также и при $T = 0$К, когда осн. причина сопротивления — столкновения с дефектами кристалла). При наличии градиента темп-ры ∇T в М. возникает электрич. ток, или связанная с ∇T разность потенциалов (*термоэдс*). Из-за вырождения электронного газа коэф., описывающие термоэдс и др. термоэлектрич. эффекты, малы, однако их исследование позволяет обнаружить увлечение электронов тепловыми фононами. Взаимодействия внеш. возбуждённых в М. акустич. волн с электронами проводимости приводят к возникновению тока либо разности потенциалов, пропорц. интенсивности потока фононов (см. *Акустоэлектрический эффект*). Теплопроводность сплавов ниже теплопроводности чистых М.

Диамагнетизм и парамагнетизм М. Электроны проводимости обладают как парамагнитными (из-за наличия у каждого электрона собств. магн. момента), так и диамагн. свойствами, обязанными квантованию движения электронов в плоскости, перпендикулярной магн. полю (см. *Диамагнетизм*). В теории Друде — Лоренца — Зоммерфельда (с эфф. массой m электрона вместо m_0) *магнитная восприимчивость* электронного газа равна:

$$\chi = \frac{3}{2}\mu_б^2 \frac{n}{\mathscr{E}_F}\left(1 - \frac{m_0}{3m}\right);\ \begin{matrix} kT \ll \mathscr{E}_F \\ \mu_б H \ll \mathscr{E}_F \end{matrix} \qquad (7)$$

($\mu_б$ — *магнетон* Бора). Из ф-лы (3) видно, что электронный газ в зависимости от соотношения между m и m_0 может быть как диамагнитным, так и парамагнитным. Более строгое рассмотрение не изменяет этого вывода и оценки $\mu_б$ по порядку величины, табл. 7.

Таблица 7.— **Магнитная восприимчивость χ поликристаллических металлов при $T = 300$ К**

Металл	Li	Be	Al	Sc	Cu	Nb	Sb	Au	Bi
χ, 10^{-6}	1,9	−1,8	1,6	17,5	−0,77	19,3	−5,3	−2,7	−13,0

В магн. восприимчивость М. вносят вклад и ионы: у непереходных М. ионы диамагнитны, а у переходных, как правило, парамагнитны (см. *Магнетизм*). Из-за вырождения электронного газа ($kT \ll \mathscr{E}_F$) парамагн. восприимчивость электронного газа слабо зависит от T (см. *Паули парамагнетизм*). В сильном магн. поле ($\mu H > kT$) χ металлич. монокристаллов осциллирует как ф-ция $1/H$ с частотами, пропорц. площадям экстремальных сечений поверхности Ферми (эффект де Хааза — ван Альфена, см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле).

Нек-рые М. при понижении T переходят в магнитоупорядоченное состояние: в ферромагнитное (напр., Fe, Co, Ni), в антиферромагнитное (Ce, Mn) или в состояние с геликоидальной *магнитной атомной структурой* (напр., Cr, табл. 1). При этом электроны проводимости играют существ. роль в формировании магн. структур (см. *Ферромагнетизм*, *Антиферромагнетизм*). Упорядочение магн. моментов при понижении темп-ры — необязат. свойство осн. состояния М.; большинство непереходных металлов остаются парамагнетиками или диамагнетиками вплоть до $T = 0$К.

Переход кристаллич. М. в сверхпроводящее состояние сопровождается изменением его магн. свойств: в сверхпроводящем состоянии М. в слабых полях проявляет себя как диамагнетик. Из-за *Мейснера эффекта* ср. значение магн. поля в сверхпроводнике равно 0. В сверхпроводниках 1-го рода (Sn, Pb, In и др.) это вы-

полняется вплоть до полей, разрушающих сверхпроводимость. В сверхпроводниках 2-го рода (Nb_3Sn, NbTi и др.) в широком диапазоне H поле, не разрушая сверхпроводимости, проникает в объём в виде вихрей, что эффективно ослабляет диамагнетизм.

Эмиссия электронов. При нагревании М. до высоких темп-р наблюдается «испарение» электронов с поверхности М. (см. *Термоэлектронная эмиссия*). Число электронов, вылетающих из М. в единицу времени, пропорц. $\exp(-W/kT)$, где W — *работа выхода* электрона из М. Величина W (2—5 эВ) у разл. М. (и даже на разных кристаллич. гранях одного М.) различна; W зависит от состояния поверхности. Приложив к М. сильное электрич. поле ($\sim 10^7$ В/см), можно существенно увеличить эмиссию электронов за счёт того, что электроны покидают М. в результате туннельного прохождения (см. *Автоэлектронная эмиссия*). Различия в W обусловливают *контактную разность потенциалов* между разными М.

Гальваномагнитные и термомагнитные явления. Магн. поле $\boldsymbol{H}$, искривляя траекторию электронов в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, влияет на все кинетич. коэф. (эл.- и теплопроводностей, термоэлектрические и др.) и приводит к ряду новых явлений: к *Холла эффекту*, *магнетосопротивлению* и др. Различают классич. и квантовые (осцилляционные) гальванотермомагнитные явления. При рассмотрении последних надо учитывать квантование движения электронов проводимости в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$. Для оценки классич. эффектов надо сравнивать ср. радиус орбиты электрона в магн. поле $r_H = (cp_F/eH)$ с длиной пробега l, а для оценки квантовых — расстояние между уровнями энергии ($\Delta\mathscr{E} = \hbar\omega_c = e\hbar H/mc$) с kT (ω_c — *циклотронная частота*, m — эфф. масса в магн. поле; табл. 4). На зависимость кинетич. коэф. от $\boldsymbol{H}$ влияют особенности электронного энергетич. спектра М., в частности то, какой формой (топологией) обладает поверхность Ферми (см. *Гальваномагнитные явления*, *Термогальваномагнитные явления*). Даже не слишком большое магн. поле при низких темп-рах (~ 1 К) может изменить кинетич. свойства М., напр. в десятки тысяч раз увеличить поперечное (относительно H) сопротивление (Bi) или практически полностью «выключить» поперечную электронную теплопроводность М. (таким путём «выделяют» решёточную — фононную часть теплопроводности М.).

М. в переменном электромагнитном поле. При прохождении переменного тока частоты ω в М. наблюдается неоднородное распределение тока по образцу: ток сосредоточен вблизи поверхности образца на расстоянии порядка $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ (см. *Скин-эффект*). Для Cu глубина скин-слоя $\delta \approx 6\cdot10^{-4}$ см при $\omega = 6\cdot10^8$ $с^{-1}$ ($\sigma \approx 6\cdot10^5$ $Ом^{-1}\cdot см^{-1}$) (см. *Высокочастотная проводимость*).

При падении эл.-магн. волны на поверхность М. скин-эффект проявляется как в том, что эл.-магн. поле затухает на глубине δ, так и в том, что оно почти полностью отражается от поверхности М.: коэф. отражения $R \approx 1-\sqrt{\omega/2\sigma} \approx 1$ (для Cu $\sqrt{\omega/2\sigma} \approx 2\cdot10^{-5}$).

Приведённые оценки справедливы в случае нормального скин-эффекта, когда $\omega\tau \ll 1$ и $l \ll \delta$. При $T = 300$ К эти условия выполняются вплоть до оптич. частот ($\tau \sim 10^{-13} - 10^{-14}$ с, а $\delta \sim 10^{-6}$ см при $\omega \sim 10^{14}$ $с^{-1}$). При низких темп-рах и для чистых образцов М. условие $l \ll \delta$ часто не выполняется (даже если $\omega\tau \ll 1$). При этом имеет место аномальный скин-эффект, при к-ром δ и R не зависят от l, и тем самым от T.

При низкой темп-ре М., помещённый в достаточно сильное магн. поле ($r_H \ll l$), обладает мн. свойствами, характерными для плазмы: в нём могут распространяться разнообразные слабозатухающие волны (геликоны, магнитоплазменные волны, допплероны и др.). Коэф. R «ощущает» *циклотронный резонанс* (при равенстве частоты поля ω целому кратному циклотронной частоты $\omega_c = eH/mc$) (см. *Плазма твёрдых тел*). В нек-рых М. (напр., в щелочных) удаётся наблюдать *электронный парамагнитный резонанс* на электронах проводимости и *спиновые волны*.

Оптические свойства. Для эл.-магн. волн оптич. диапазона М., как правило, непрозрачны. Характерный блеск — следствие практически полного отражения света поверхностью М., обусловленного тем, что *диэлектрическая проницаемость* электронного газа ε при оптич. частотах отрицательна. Диэлектрич. проницаемость М. $\varepsilon = \varepsilon_и - \omega^2_L/\omega^2$, где $\varepsilon_и$ — диэлектрич. проницаемость ионного остова, ω_L — плазменная (ленгмюровская) частота электронов. Плазменные частоты могут быть экспериментально определены по характеристич. потерям энергии быстрых электронов (с энергией $\gg \hbar\omega_L$) при прохождении через металлич. плёнку. Они теряют энергию на возбуждение плазмонов — квантов колебаний электронной жидкости с частотой ω_L (табл. 8).

Таблица 8.— **Энергия плазмона $\hbar\omega_L$ для некоторых металлов**

Металл	Li	Na	K	Mg	Al
$\hbar\omega_L$, эВ . . .	7,12	5,71—5,85	3,72—3,87	10,6	15,3

Наличием электронов проводимости обусловлено также экранирование в М. зарядов (напр., заряженных примесей) на характерном расстоянии $r_s = v_F/\omega_L$ (Дебая — Хюккеля радиус), имеющем атомный масштаб. При взаимодействии света с электронами М. важную роль играет т. н. внутр. фотоэффект, т. е. вынужденные (за счёт поглощения фотонов) переходы электронов из зоны в зону. Как правило, именно внутр. фотоэффект определяет коэф. поглощения излучения видимого и УФ-диапазонов и изменение проводимости М. под воздействием света (см. *Фотопроводимость*). Чем выше ω, тем меньшую роль во взаимодействии света с М. играют электроны проводимости: для УФ- и рентг. диапазонов М. мало отличается от диэлектрика. Отражение плоскополяризов. света от поверхности М. сопровождается поворотом плоскости поляризации и появлением эллиптич. поляризации. Это явление используется для техн. целей и для определения оптич. констант М. (см. *Металлооптика*, *Отражение света*, *Поляризация света*).

Лит.: Крэкнелл А., Квей Чонг Уонг, Поверхность Ферми, пер. с англ., М., 1978; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987.

М. И. Каганов, В. С. Эдельман.

Механические свойства. Многие М. и сплавы обладают одновременно высокой механич. прочностью и высокой пластичностью, что обусловливает их широкое применение в качестве конструкц. материалов. Изменение линейных размеров М. в результате пластич. деформации при $T = 300$ К достигает десятков, а иногда сотен % (сверхпластичность).

Механич. свойства исследуют, измеряя зависимость механич. напряжение — деформация (рис. 8). Изменение формы образца в процессе деформации показано для трёх характерных участков диаграммы. Участок OA соответствует прямой пропорциональности между нагрузкой и удлинением и обратимости деформации (упругая область; см. *Гука закон*). На нелинейном участке AB нагрузка продолжает увеличиваться с меньшей скоростью, деформация необратима, но распределена равномерно по длине образца. На участке BC нагрузка уменьшается вследствие локального уменьшения поперечного сечения образца в его центр. части. Образование «шейки» ха-

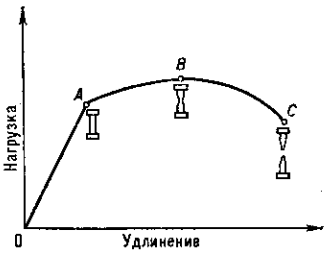


Рис. 8. Деформация при растяжении металлического цилиндра.

рактерно для пластичных М. В конце этого участка наступает разрушение (точка C).

Сопротивление М. воздействию внеш. механич. сил описывается модулями упругости. Характерный порядок их величины для М. $\sim 10^{12}$ дин/см^2 (10^{11} Н/м^2), различные компоненты тензора модулей упругости одного М. отличаются в неск. раз, а у разных М. могут отличаться в десятки раз. Поликристаллы при отсутствии *текстуры* в упругом отношении изотропны, и для описания их механич. свойств достаточно двух модулей, напр. модуля Юнга E и модуля сдвига G (табл. 9).

Т а б л. 9.— **Модули упругости E и модули сдвига G (в Н/м^2) для металлических монокристаллов и поликристаллов**

Металл	$E_{[100]}\times\times10^{-9}$	$E_{[111]}\times\times10^{-9}$	$E\cdot10^{-9}$ (поликристалл)	$G_{[100]}\times\times10^{-9}$	$G\cdot10^{-9}$ (поликристалл)
Na	—	—	9,1	—	3,5
Al	64,1	77,4	71,9	19,0	27,2
Ti	—	—	108,0	—	40,6
Fe	132,0	277,0	217,0	113,0	84,7
Cu	68,0	210,0	125,0	76,7	46,4
Au	—	—	80,2	—	28,2
Pb	11,0	39,6	16,6	14,7	5,7
Zn	—	—	94,0	—	37,3
W	397,0	399,0	396,0	155,0	151,0

Величина упругих модулей определяется межатомными взаимодействиями и потому коррелирует с энергией связи U, необходимой для разделения твёрдого тела на отд. нейтральные атомы при $T = 0$К. Так, у W энергия связи на 1 атом равна $U = 2{,}3$ эВ, а $G = 152$ ГПа; у Cs энергия связи $U = 0{,}2$ эВ, $G = 0{,}39$ ГПа (у Cs — наименьший среди М. модуль сдвига). При увеличении темп-ры T модули упругости монотонно убывают, изменение модуля в интервале от 0 К до $T_{пл}$ составляет ок. 50% исходного значения. В области упругого поведения в М. возможно проявление *внутреннего трения*. М. с низким уровнем внутр. трения, слабо рассеивающие энергию колебаний, используются при изготовлении акустич. резонаторов музыкальных инструментов.

Пластич. деформация М. осуществляется относит. сдвигом (скольжением) параллельных атомных плоскостей и двойникованием (см. *Пластичность*). Предел текучести в монокристаллах анизотропен и зависит от плоскости и направления, вдоль к-рых происходит скольжение. Совокупность плоскости и направления скольжения образует систему скольжения. В каждом кристалле существует система скольжения, в к-рой критич. величина внеш. напряжения для начала скольжения минимальна (напряжение лёгкого скольжения τ, табл. 10).

Т а б л. 10.— **Напряжение лёгкого скольжения при 300 К**

Металл	Чистота, %	Плоскости скольжения	Направление скольжения	$\tau\cdot10^{-7}$ Н/м^2
Ag	99,999	{111}	[110]	0,038
Al	99,994	{111}	[110]	0,08
Cu	99,98	{111}	[110]	0,05
Fe	99,96	{110} {112}	[111]	2,80
Mo	зонная плавка	{110} {112}	[111]	7,30
Zn	99,999	{0001}	[1120]	0,018
Ti	99,990	{1010}	[1120]	1,40

В случае механич. *двойникования* происходит сдвиг области кристалла в положение, зеркальное относительно области, не испытавшей сдвиг. Механич. напряжение, необходимое для возникновения двойника, больше, чем для обычного скольжения. Время образования двойника составляет неск. мкс.

Теоретически сопротивление М. пластич. деформации и разрушению составляет $10^{-1}G$. Экспериментально пластич. деформации и разрушение наблюдаются при напряжениях 10^{-4}—10^{-2}. Это различие обусловлено существованием *дислокаций*. Движение дислокаций вдоль определ. плоскостей в кристалле обеспечивает сдвиг одной части кристалла относительно другой. Сопротивление решётки движению дислокаций (с и л а П а й е р л с а — Н а б а р р о) составляет 10^{-3}—10^{-2} G. Силы Пайерлса — Набарро в М. с чисто металлич. связью малы, т. к. эта связь не является направленной и слабо меняется при изменении атомной конфигурации вблизи дислокации. В М. с компонентой *ковалентной связи*, имеющих объёмноцентриров. решётку, сопротивление скольжению несколько больше, однако всё же мало по сравнению с чисто *ковалентными кристаллами* (отсюда высокая пластичность).

Прочность и пластичность М. обусловлены также взаимодействием дислокаций между собой и с др. дефектами, примесями и их скоплениями, границами раздела фаз, включениями др. фаз. Величина этих взаимодействий пропорциональна G. В процессе развития пластич. деформации происходит «размножение» дислокации, к-рое приводит к затруднению их движения, т. е. к увеличению сопротивления металла пластич. деформации (д е ф о р м а ц и о н н о е у п р о ч н е н и е, или н а к л ё п). Сопротивление М. пластич. деформации возрастает с увеличением степени деформации как $G\sqrt{\eta}$, где η — плотность дислокаций. В отожжённых (недеформированных) металлич. кристаллах плотность дислокаций $\sim 10^7$—10^8 см$^{-2}$, сильная пластич. деформация приводит к её увеличению до 10^{11}—10^{12} см$^{-2}$.

При $T > 0{,}5\ T_{пл}$ в пластич. деформации начинают играть существ. роль точечные дефекты, в первую очередь вакансии, к-рые, оседая на дислокациях, приводят к их выходу из плоскостей скольжения. Если этот процесс достаточно интенсивен, то деформация не сопровождается упрочнением: М. «течёт» с пост. скоростью при неизменной нагрузке (ползучесть). Релаксация напряжений и разрядка дислокац. структуры обеспечивают высокую пластичность М. при их горячей обработке. Отжиг сильно деформиров. металлич. монокристаллов нередко приводит к образованию поликристаллов с малой плотностью дислокаций внутри зёрен.

При увеличении плотности дислокаций образуются их скопления, являющиеся концентраторами внутр. напряжений. Вследствие этого в области скопления дислокаций могут образоваться микротрещины, рост к-рых приводит к разрушению. В отличие от др. твёрдых тел в М. достаточные для образования трещин внутр. напряжения развиваются при больших степенях пластич. деформации. В М. до разрушения в большинстве случаев происходит заметное развитие пластич. деформации, приводящее к ослаблению концентрации напряжений и торможению роста трещины (в я з к о е разрушение). Если движение дислокаций вблизи вершины трещины затруднено, концентрация напряжений ослабляется незначительно, происходит хрупкое разрушение.

Механич. характеристики М. можно изменять в широких пределах термич. и механич. обработкой, а также введением примесей (л е г и р о в а н и е м). Улучшение механич. свойств М. основано на изменении условий движения, размножения и торможения дислокаций. В качестве материалов для изготовления конструкций чистые М. непригодны из-за их малой прочности. Напр., предел прочности Fe (техн. чистоты) $\sim$ 0,30—0,35 ГПа, тогда как высокопрочные легиров. стали (сплавы Fe с C и др. М.) имеют предел прочности от 1,5 до 4,5 ГПа (см. *Механические свойства* материалов).

Лит.: Б е р н ш т е й н М. Л., З а й м о в с к и й В. А., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1979; Физическое металловедение, под ред. Р. Кана, П. Хаазена, пер. с англ., 3 изд., т. 3, М., 1987.

В. С. Крапошин.

МЕТАМАГНЕ́ТИК — *антиферромагнетик*, в к-ром при наложении магн. поля H_i вдоль оси антиферромагнетизма отсутствует явление опрокидывания магн. подрешёток (т. н. спин-флоп переход, см. *Ориентацион-*

ные фазовые переходы) и при достижении магн. полем критич. значения H_c вещество переходит непосредственно из антиферромагн. состояния в «псевдоферромагнитное» (или, что то же самое, в насыщенное парамагн. состояние) без промежуточной угловой (спин-флоп) фазы. Различают неск. классов М.

Особенностью двух классов М. является присущая им очень большая энергия анизотропии, так что у них эфф. поле *магнитной анизотропии* H_A больше эфф. поля обменного взаимодействия H_E. Фазовая диаграмма для М. 1-го класса на плоскости $H-T$ представлена на рис. 1, *а*. При низких темп-рах T при достижении

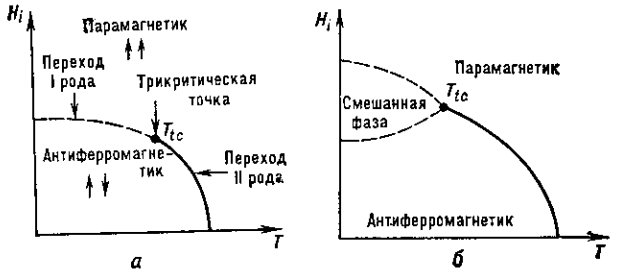


Рис. 1.

поля H_c магн. момент подрешётки, направленный навстречу приложенному полю, скачком поворачивается на 180° и намагниченности обеих подрешёток устанавливаются параллельно друг другу (см. *Магнитная подрешётка*). Простейшим объяснением такого перехода является выдвинутая Л. Д. Ландау модель конкурирующих взаимодействий, согласно к-рой внутриподрешёточное обменное взаимодействие много больше межподрешёточного. Следует отметить, что при конечных размерах образца имеющееся размагничивающее поле приводит к возникновению «смешанной фазы» (рис. 1, *б*), в к-рой чередуются слои антиферромагн. и ферромагн. фаз. При темп-рах выше трикритической T_{tc} (рис. 1, *а*) магн. восприимчивость образца $\varkappa_\parallel$ вдоль приложенного поля отлична от нуля и намагниченность подрешётки, направленной навстречу приложенному полю, плавно меняется от величины $-M$ до величины $+M$, равной намагниченности второй подрешётки в приложенном поле. В этот момент происходит переход 2-го рода из антиферромагнетика в парамагнетик. Характерными представителями этого (1-го) класса М. являются слоистые антиферромагнетики $FeCl_2$, $FeBr_2$, FeI_2, изинговские антиферромагнетики типа $DyPO_4$, $FeCO_3$, $Dy_3Al_5O_{12}$ и мн. др.

Ко 2-му классу М. относят вещества, в к-рых переворот векторов намагниченности подрешёток происходит в два этапа. В основном это квазиодномерные антиферромагнетики, в к-рых имеется ферромагн. взаимодействие в линейных цепочках, а намагниченность направлена перпендикулярно этим цепочкам. При низких темп-рах у них наблюдаются два критич. поля. С достижением 1-го критич. поля в одной из каждых трёх цепочек с намагниченностью, антипараллельной полю, происходит опрокидывание намагниченности — фазовый переход 1-го рода из двухподрешёточного антиферромагнетика в шестиподрешёточный ферримагнетик, как это схематически показано на рис. 2. При достижении 2-го критич. поля намагниченности всех подрешёток поворачиваются параллельно полю и вещество переходит в насыщенное парамагн. состояние. Представителями этого класса М. являются моноклинные гидратированные соли типа $FeCl_2\cdot 2H_2O$, орторомбич. кристалл $CsCoCl_3\cdot 2H_2O$ и ряд др. соединений.

Следует отметить общую для большинства рассмотренных М. особенность: критич. поля H_c оказываются сравнительно малыми — от единиц до десятков килоэрстед ($\mu H_c \ll kT_c$). Это легко объясняется моделью конкурирующих взаимодействий.

3-й, гипотетический, класс М. может осуществиться в антиферромагнетиках, в к-рых $\chi_\parallel > \chi_\perp$ ($\chi_\perp$ — восприимчивость поперёк оси антиферромагнетизма). В этом случае в любом магн. поле, параллельном оси антиферромагнетизма, намагниченности подрешёток остаются коллинеарными, и возможен фазовый переход 2-го рода из антиферромагн. в парамагн. состояние.

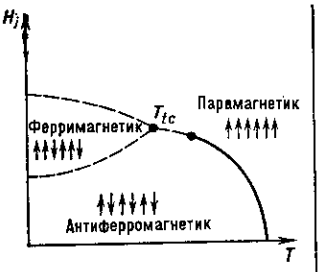


Рис. 2.

Лит.: Ландау Л. Д., Возможное объяснение зависимости восприимчивости от поля при низких температурах, Собр. трудов, т. 1, М., 1969; Stryjewski E., Giordano N., Metamagnetism, «Adv. Phys.», 1977, v. 26, p. 487; см. также лит. при ст. *Антиферромагнетизм*.

А. С. Боровик-Романов.

МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ — состояние неполного равновесия макроскопич. системы, соответствующее одному из минимумов термодинамич. потенциала системы при заданных внеш. условиях. Устойчивому (стабильному) состоянию отвечает самый глубокий минимум. Однородная система в М. с. удовлетворяет условиям устойчивости *равновесия термодинамического* $C_P > C_V > 0$, $(\partial P/\partial V)_T < 0$ относительно малых возмущений физ. параметров (энтропии, плотности и др.). При достаточно больших возмущениях система переходит в абсолютно устойчивое состояние.

Большой класс М. с. связан с *фазовыми переходами* 1-го рода (кристалл ⇄ жидкость ⇄ газ). Для однокомпонентной системы *Гиббса энергия* $\Phi(T, P)$ [или хим. потенциал $\mu(T, P) = \Phi/N$, N — число частиц в системе] изображается поверхностью с самопересечением. На линии пересечения хим. потенциалов двух фаз $\mu'(T, P) = \mu''(T, P)$ возможно равновесное сосуществование фаз. Точка s на рис. 1 — след такой линии на

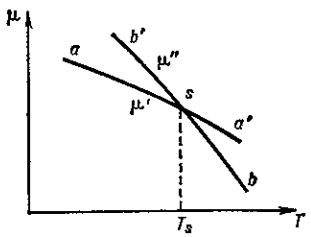


Рис. 1. Сечение диаграммы состояний плоскостью $P =$ const; s — точка равновесия двух фаз.

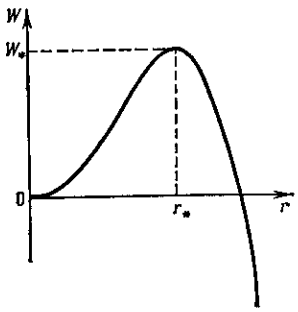


Рис. 2. Зависимость работы W, необходимой для образования зародыша, от его радиуса r.

плоскости $P =$ const, М. с. двух фаз соответствуют участки sa' и sb'. М. с. характеризуется конечным временем жизни. При отсутствии конкурирующей (более устойчивой) фазы распад М. с. начинается с возникновения жизнеспособных зародышей в результате флуктуаций, напр. капелек жидкости в пересыщенном паре или пузырьков пара в перегретой жидкости (см. *Переохлаждение*, *Перегрев*).

Мин. работа W, к-рую нужно затратить для создания зародыша радиуса r, состоит из объёмного и поверхностного вкладов. Зависимость W от r показана на рис. 2. Положение максимума $r = r_*$, $W = W_*$ определяет размер критич. зародыша. С ростом пересыщения значения r_* и W_* убывают. При $r > r_*$ термодинамически обусловлен рост зародыша. Для сферич. зародышей $W_* = 16\pi\sigma^3/3(P_* - P)^2$, где σ — коэф. поверхностного натяжения на границе фаз, P_*, P — давления в критич. зародыше и во внеш. фазе. Вместо разности давлений можно ввести величину переохлаждения (перегрева)

$|T - T_0|$ при заданном давлении или разность хим. потенциалов $\Delta\mu$ метастабильной и стабильной фаз, $W_* = 16\pi\sigma^3 v^2/3(\Delta\mu)^2$, v — удельный объём стабильной фазы.

В большинстве реальных ситуаций распад М. с. происходит до достижения заметной скорости гомогенного зародышеобразования, к к-рому относится теория. Начало фазового перехода облегчается влиянием стенок и присутствием в объёме системы разл. включений, существенно снижающих работу образования жизнеспособных зародышей устойчивой фазы. В этом случае говорят о гетерогенном зародышеобразовании. Специально поставленные опыты с перегретыми и переохлаждёнными жидкостями приводят к результатам, к-рые согласуются с предсказаниями теории флуктуац. (гомогенного) зародышеобразования. В опытах альтернативой медленному изменению состояния в «чистой» системе служит режим быстрого создания такого пересыщения, при к-ром осн. доля фазового перехода обусловлена массой флуктуац. зародышей, а вклад гетерогенного зародышеобразования незначителен.

Две фазы, метастабильные по отношению к третьей фазе, могут сосуществовать друг с другом. При этом удовлетворяются обычные условия равновесия фаз: $T' = T''$, $P' = P''$, $\mu' = \mu''$. Примером является переохлаждённая жидкость и пар над ней при $T < T_{тр}$, где $T_{тр}$ — темп-ра тройной точки кристалл — жидкость — пар. Др. пример — равновесие кристалл — жидкость на продолжении линии плавления за тройную точку, т. е. при $P < P_{тр}$. Аналогичный приём построения расширенных диаграмм состояния используют для систем с полиморфными превращениями (см. *Полиморфизм*). Это связано с тем, что мн. кристаллич. материалы получают на основе метастабильных модификаций. Большое практич. значение имело построение фазовой диаграммы графит — алмаз. В двух- и многокомпонентных системах нужно учитывать возможность метастабильности, вызванной концентрац. пересыщением.

М. с.— неравновесное состояние термодинамич. системы. Для определённости обычно предполагают, что система, находящаяся в М. с., прорелаксировала по всем признакам, кроме тех флуктуац. мод, к-рые приводят к возникновению жизнеспособных зародышей. Иначе говоря, характерное время ожидания распада М. с. больше остальных времён релаксации (температурной, концентрационной и т. д.). В этом случае существует квазистатич. продолжение термодинамич. свойств равновесной системы в область М. с. При несоблюдении сформулиров. условия метастабильность и неравновесность фаз связаны более сложным образом. Напр., застеклованная (очень вязкая) жидкость метастабильна (при $T < T_{пл}$), но её структура и свойства зависят от предыстории системы (см. *Стеклообразное состояние*).

С существованием М. с. связаны явления гистерезиса при фазовых переходах, напр. при циклич. перемагничивании ферромагнетиков, в камерах Вильсона, в пузырьковых камерах. Мн. технически важные материалы, в т. ч. стали, алюминиевые сплавы, являются метастабильными системами.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 21, 83, 162; Скрипов В. П., Метастабильная жидкость, М., 1972; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 2], М., 1979; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975.

В. П. Скрипов.

МЕТАСТАБИ́ЛЬНОЕ СОСТОЯ́НИЕ в квантовых системах — состояние с временем жизни (τ), много бо́льшим характерного времени жизни возбуждённых состояний ($\sim 10^{-8}$ с) атомной системы. Обычно метастабильными считают возбуждённые состояния, излучательные (радиационные), переходы из к-рых в др. состояния запрещены строгими *отбора правилами*. М. с. отличаются типом переходов, к-рые для них возможны: магн. дипольный, электрич. квадрупольный, двухфотонный (см. *Многофотонные процессы*) и др. переходы.

М. с., для к-рых возможны магн. дипольные переходы, обычно представляет собой возбуждённую компоненту тонкой или сверхтонкой структуры осн. состояния. Классич. примером является состояние, соответствующее компоненте сверхтонкой структуры уровня $1S_{1/2}$ атома H с полным моментом $J = 1$ и $\tau = 3{,}5 \cdot 10^{14}$ с. Радиолиния 21 см, возникающая при переходе из этого состояния, играет фундам. роль в совр. *радиоастрономии* и *оптических стандартах частоты*.

Типичные М. с., для к-рых возможны электрич. квадрупольные квантовые переходы,— возбуждённые состояния ^1S и ^1D в конфигурациях p^2 и p^4, а также ^2P и ^2D в конфигурации p^3. Спектральные линии, соответствующие переходам из этих состояний, наблюдаются в планетарных туманностях и используются для диагностики электронной плотности и темп-ры в них.

М. с., для к-рых возможны двухфотонные переходы,— возбуждённые состояния, однофотонный переход из них в нижележащие состояния запрещён. Напр., уровни $2s$ в атоме H и водородоподобных ионах, $1s^2 2s^1 S_0$ в He и гелиеподобных ионах.

Одно из самых долгоживущих М. с.— состояние $1s2s^3S_1$; в He и гелиеподобных ионах электрич. дипольные и электрич. квадрупольные переходы из них строго запрещены, а магн. дипольные и двухфотонные переходы сильно подавлены. Наиб. вероятен релятивистский магн. дипольный переход. Для He радиац. время жизни в этом состоянии $\tau = 5800$ с и быстро уменьшается с ростом кратности иона [τ (ArXVII) = 170 нс]. Спектральные линии, соответствующие переходам из этих состояний, используются для диагностики электронной плотности в солнечной короне. М. с. $1s2s^1S_0$ и $1s2s^3S_1$ He играют важную роль в создании инверсии населённостей в He — Ne - лазере и лазерах на парах металлов.

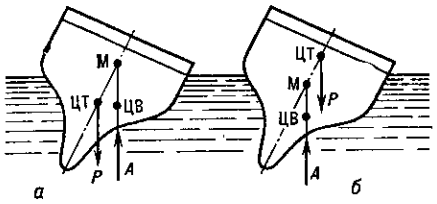
И. Л. Бейгман.

Для молекул возможны вращат. и колебат. М. с. Однако времена жизни таких состояний в условиях, обычно достигаемых в лаборатории, значительно превосходят времена вращат. и колебат. релаксации молекул, поэтому переход из возбуждённых М. с. происходит при столкновениях молекул. В то же время в сверхразреженной межзвёздной среде, где времена свободного пробега молекул иногда достигают неск. лет, молекулы в М. с. живут долго. В частности, вращат. уровни энергии с $K = J$ осн. колебат. состояния молекул типа симметричного волчка (напр., аммиак), вследствие правила отбора $\Delta K = 0$ являются М. с. В результате центробежного искажения молекулы при вращении для переходов с $\Delta K = \pm 3$ (группа C_{3v} или D_{3h}) запрет ослабляется. Времена жизни таких М. с. составляют от неск. часов до неск. лет. Если молекула имеет центр инверсии (напр., CO_2), то все вращат. уровни и первый возбуждённый колебат. g-уровень (если ниже нет u-уровня) являются М. с., т. к. из таких состояний возможны только квадрупольные переходы или переходы более высокой мультипольности. Для изучения межзвёздной среды представляет интерес М. с. полносимметричного колебания ν иона H_3^+. В этом случае из состояний $n\nu_1$ возможны переходы: 1) $n\nu_1 \to m\nu_2$ (где ν_2 — активное колебание) — вследствие ангармонизма, 2) $n\nu_1 \to (n-1)\nu_1$ — вследствие колебательно-вращат. взаимодействия, 3) квадрупольные переходы.

М. Р. Алиев.

МЕТАЦЕ́НТР — точка, от положения к-рой зависит устойчивость равновесия (остойчивость) плавающего тела. При равновесии на плавающее тело кроме силы тяжести P, приложенной в центре тяжести (ЦТ) тела (рис.), действует ещё выталкивающая (архимедова) сила A, линия действия к-рой проходит через т. н. центр водоизмещения — ЦВ (центр тяжести массы жидкости в объёме погружённой части тела наз. также центром величины). В наиб. важном для практики случае, когда плавающее тело имеет продольную плоскость симметрии, точка пересечения этой плоскости с линией дейст-

вия выталкивающей силы и наз. М. При наклонах тела положение М. меняется. Плавающее тело будет остойчивым, если самый низший из М. (иногда только его и наз. М.) будет лежать выше центра тяжести тела. Расстояние между М. и центром тяжести плавающего тела наз. м е т а ц е н т р и ч е с к о й в ы с о т о й и служит мерой остойчивости судна.



Положение метацентра М при устойчивом (*а*) и неустойчивом (*б*) равновесии плавающего тела.

МЕТГЛАСЫ — то же, что *металлические стёкла*.

МЕТЕОРИТЫ (от греч. metéōra — небесные явления) — тела, упавшие на поверхность Земли из межпланетного пространства; представляют собой остатки метеорных тел, не разрушившихся полностью при движении в земной атмосфере. При вторжении в атмосферу с космич. скоростью (15—20 км/с) метеорное тело в результате трения о воздух сильно нагревается и начинает ярко светиться (явление б о л и д а). В атмосфере метеорные тела тормозятся и разрушаются в результате дробления и абляции — расплавления, разбрызгивания и частичного испарения вещества. Поверхность найденных на Земле М. имеет характерные вмятины (регмаглипты) и покрыта окисной плёнкой — корой плавления. Если крупное метеорное тело достигает поверхности Земли с высокой скоростью (св. 3—4 км/с), то происходят взрыв М. и выброс грунта с образованием кратера. На земном шаре известно свыше сотни структур (кратеров) метеоритного происхождения от 0,2 до 100 км поперечником. На мн. телах Солнечной системы, фактически не имеющих атмосферы (Луна, Меркурий, ряд спутников планет), поверхность испещрена метеоритными кратерами.

По совр. представлениям, М. являются обломками родительских тел — *астероидов*, орбиты к-рых пересекают орбиту Марса. Вычисленные орбиты ряда М., падение к-рых было сфотографировано, показали, что афелии метеоритных орбит находятся в области пояса астероидов. Предполагается, что несколько М. трёх редких типов являются осколками пород марсианской поверхности, а 9 найденных в Антарктиде М.— куски лунного грунта (реголита).

Исследование вещества М. позволяет сделать ряд выводов об эволюции Солнечной системы. Данные анализа изотопного, хим. и минерального состава М., а также структуры М. показали, что метеоритное вещество претерпело существ. изменения со времени своего образования из протопланетной материи, но вместе с тем сохранило ряд особенностей, отражающих разл. этапы эволюции Солнечной системы. Это установлено по определениям возраста М.— датировке событий, повлиявших на физ.-хим. свойства метеоритного вещества.

Одной из характеристик М. является временно́й интервал образования метеоритного вещества — время между моментом прекращения поступления новых элементов в протопланетное газово-пылевое облако и моментом остывания родительских тел метеоритов до темп-ры, когда эти тела становятся способными удерживать газы — продукты распада короткоживущих радиоактивных изотопов. Временно́й интервал образования тел Солнечной системы из протопланетного облака, вычисленный по реакциям радиоакт. распада $^{129}I \rightarrow {}^{129}Xe$ и $^{244}Pu \rightarrow {}^{136}Xe$ (по кол-ву исходных и конечных продуктов распада в М.), 50—200 млн. лет (рис. 1).

Др. характеристика М.— время, протекшее от начала хим. фракционирования метеоритного вещества в родительских телах (фракционирование привело к изменению относительного обилия элементов: Rb/Sr, U/Pb и др.). Этот возраст составляет 4,5—4,6 млрд. лет, он определён по реакциям распада $^{87}Rb \rightarrow {}^{87}Sr$ и $^{207}Pb \rightarrow {}^{206}Pb$ (см. *Космохронология*). С этой величиной согласуется макс. возраст газоудержания — время, протекшее с момента остывания вещества М. ниже темп-р, когда могли начать накапливаться радиогенные инертные газы. Определения этого возраста по реакциям $^{40}K \rightarrow {}^{40}Ar$ и U, Th $\rightarrow {}^{4}He$ дают значения 3,5—4,5 млрд. лет. Нек-рые М. имеют значительно меньшее время газоудержания (ок. 0,6 млрд. лет), что можно объяснить полной потерей газов (^{40}Ar и ^{4}He) в момент катастрофич. столкновения в космич. пространстве их родительских тел, приведшего к сильному разогреву в-ва.

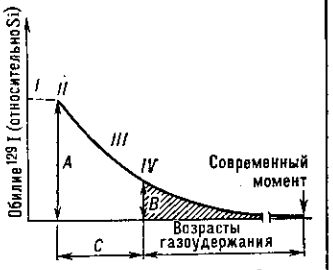


Рис. 1. Кривая распада радиоактивного изотопа ^{129}I в Солнечной системе. Участок *I* — поступление в протопланетное облако новых ядер ^{129}I; *II* — прекращение добавки новых ядер; *III* — образование тел Солнечной системы: планеты разогреваются, ^{129}I распадается с образованием ^{129}Xe, который ускользает из горячих планет; *IV* — остывшие планеты стали удерживать радиогенные газы. Задавая *A* и *B* (количество удержанного ^{129}Xe), можно вычислить интервал *C*.

Рассматривают также радиац. (космич.) возраст М.— время накопления в М. продуктов ядерных реакций его вещества с *космическими лучами*. Такой процесс может происходить лишь после дробления родительских тел, создающего условия для прямого воздействия космич. лучей на вещество М. Радиац. возрасты М. разных типов, определённые по космогенным изотопам (^{3}H, ^{3}He, ^{21}Ne, ^{26}Al, ^{36}Ar, ^{38}Ar, ^{53}Mn, ^{60}Co и др.), от неск. млн. до сотен млн. лет.

По составу М. разделяют на три осн. класса: к а м е н н ы е, ж е л е з о к а м е н н ы е и ж е л е з н ы е. По числу падений каменные М. составляют 93,3%, железокаменные — 1,3%, железные — 5,4% (одноврем. выпадение неск. осколков одного М. рассматривается как одно падение). Эти классы подразделяются на группы и типы по хим. (минеральному) составу и структуре. Наиб. многочисленными среди каменных М. являются х о н д р и т ы, в них присутствуют мелкие (до 1—2 мм) силикатные шарики — хондры. Остальные каменные М. хондр не содержат и наз. а х о н д р и т а м и. По количественному отношению ряда хим. элементов (Mg/Si, Ca/Si, Al/Si, Fe/Si, C/Si, S/Si и др.) хондриты и ахондриты, в свою очередь, подразделяются на группы и отд. типы, отвечающие, вероятно, различным по составу родительским телам. Среди хондритов выделяют группу углистых хондритов (4 осн. типов — CI, CM, CV и CO), отличающихся большим содержанием летучих элементов, в т. ч. C, S, и воды (кол-во летучих элементов убывает от типа CI к типам CV и CO). Относит. содержание элементов в углистых хондритах типа CI наиб. близко к распространённости элементов в солнечной фотосфере (за исключением водорода и инертных газов), что видно из графика (рис. 2). Учитывая погрешности в определении распространённости нек-рых элементов на Солнце, а также определ. различия между составом Солнца и протосолнечной туманности, предполагают, что совр. данные о распространённости элементов в углистых хондритах CI соответствуют составу первичного вещества Солнечной системы (с точностью до 10%). Исключение составляют лишь Br, I, B и Eu, содержание к-рых в М. этого типа изменилось в результате разл. процессов хим. фракционирования. Ряд различий в составе хондритов др. типов свидетельствует о хим. фракционировании метеоритного вещества при его конденсации в протопланетном облаке. К типичным для хондритов минералам относятся железомагнезиальные сили-

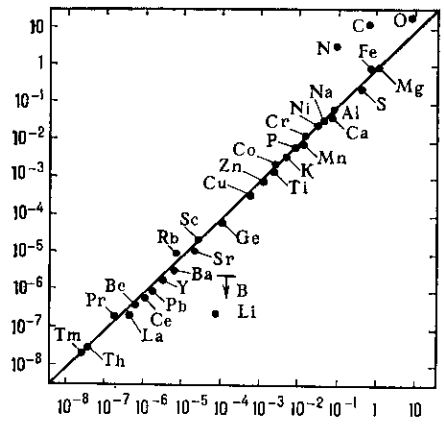


Рис. 2. Относительная распространённость атомов в солнечной фотосфере и в углистых хондритах типа CI (распространённость Si = 1).

каты, а также плагиоклазы, никелистое железо и сульфид железа. В нек-рых углистых хондритах обнаружены межзвёздные микроскопич. зёрна алмаза и карбида кремния, захваченные протопланетным облаком. В отличие от хондритов, вещество к-рых не было существенно затронуто хим. дифференциацией в недрах родительских тел, ахондриты и др. классы М. представляют собой дифференцированный материал. Продуктом этой дифференциации являются, в частности, железные М., состоящие из никелистого железа с включением др. минералов. Высокое содержание Ni в этих М., как и в металлич. включениях хондритов (5% Ni и выше), объясняется тем, что Ni целиком концентрируется в металлич. фазе и его миним. содержание (при полном восстановлении Fe) определяется отношением космич. распространённости элементов: Ni/Fe ≈ 1/20 (по числу атомов). Для железных М. характерна крупнокристаллич. структура, свидетельствующая о чрезвычайно медленном остывании сплава Fe — Ni. Согласно расчётам, скорость остывания никелистого железа в М. составляла ок. 1—100 °С за 1 млн. лет. Если считать, что вещество железных метеоритов находилось внутри родительских тел с силикатной оболочкой, то эти тела по размерам должны были быть близки к астероидам (ок. 200—300 км поперечником).

Лит.: Кринов Е. Л., Основы метеоретики, М., 1955; Вуд Дж., Метеориты и происхождение Солнечной системы, пер. с англ., М., 1971; Дьяконова М. И., Харитонова В. Я., Явнель А. А., Химический состав метеоритов, М., 1979; Метеоритные структуры на поверхности планет. Сб. ст., М., 1979; Anders E., Ebihara M., Solar-system abundances of the elements, «Geochim. and Cosmochim. Acta», 1982, v. 46, p. 2363; Додд Р. Т., Метеориты, пер. с англ., М., 1986.

А. А. Явнель.

МЕТЕОРНАЯ РАДИОСВЯЗЬ — вид радиосвязи, при к-рой используется рассеяние радиоволн метеорными следами. М. р. применяют для передачи гл. обр. цифровой информации и для сверки территориально разнесённых устройств точного времени. Метеорные частицы с космич. скоростями вторгаются в атмосферу и испаряются на высотах 80—100 км. Испарившиеся молекулы метеорной частицы ионизируются при соударениях с молекулами воздуха, образуя протяжённый (цилиндрич. формы) след электронно-ионной плазмы (диам. ~1 м, длина ~10 км), способный эффективно рассеивать радиоволны метрового и декаметрового диапазонов. Из-за большой вытянутости этих образований энергия рассеянных на них радиоволн сосредоточена вблизи конуса, определяемого условием зеркальности рассеяния по отношению к оси цилиндра. По мере диффузии следа уменьшается его плотность и увеличиваются размеры, что приводит к уменьшению амплитуды рассеянного сигнала. Метеорные следы позволяют осуществить М. р. при помощи передатчиков с мощностью ~1 кВт и антенн с усилением 6—18 дБ на расстояния до 2000 км без ретрансляции. Число принимаемых «отражений» в единицу времени (от подходящим образом ориентированных метеорных следов) зависит от мощности передатчиков и чувствительности приёмных устройств и увеличивается с ростом длины волны; напр., на частоте ~400 МГц при мощности передатчика ~1 кВт и полосе пропускания ~ 10 кГц это составляет неск. единиц в 1 минуту. Время существования рассеянных сигналов меняется от 0,1 до 10 с, с преобладанием кратковрем. «отражений». Применяя скорость передачи 5—10 тыс. двоичных единиц в 1 с, можно в течение этих коротких интервалов времени (составляющих неск. % от общего времени связи) передать такой объём информации, к-рый обеспечивает устойчивую работу одного или неск. телетайпных аппаратов. Вследствие слабого поглощения метровых волн в ионосфере М. р. значительно меньше подвержена влиянию ионосферных возмущений, чем радиосвязь на декаметровых волнах. М. р. обладает высокой направленностью (даже при слабонаправленных антеннах) и потому меньше подвержена действию помех от удалённых радиоустройств. При М. р. рассеянные сигналы мало искажаются, обладают высокой фазовой стабильностью и взаимностью условий распространения в прямом и обратном направлении. Всё это обеспечивает большую эффективность использования М. р. для привязки шкал времени в разнесённых устройствах. Прерывистый характер образования канала связи требует предварит. накопления информации и передачи её «порциями» с большой скоростью в периоды прохождения сигналов (принятые порции требуется накопить и с обычной скоростью передать в регистрирующий аппарат). Кроме накопителей, аппаратура М. р. содержит анализатор пригодности принятых сигналов для передачи информации и систему сопряжения порций принятых сигналов, исключающую потери или повторный приём на стыках между порциями. Для обеспечения достоверности передачи применяют методы автоматич. обнаружения и исправления ошибок. Кратковременность сеансов связи, а также направленность М. р., характерная для каждого сеанса, позволяют строить системы М. р., использующие общую рабочую частоту для связи с большим числом корреспондентов. В этом случае М. р. осуществляется поочерёдно в порядке появления метеорных следов, ориентированных подходящим образом для отд. пунктов.

Лит. см. при ст. *Распространение радиоволн.*

В. В. Сидоров.

МЕТР — единица длины, осн. единица СИ. До 1960 международный эталон М.— длина между двумя штрихами на платино-иридиевом бруске, хранящемся в Международном бюро мер и весов в Севре (Франция). В 1960 11-я Генеральная конференция по мерам и весам приняла др. определение М.: длина, равная 1650763,73 длины волны в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ атома ^{86}Кг. В 1983 17-я Генеральная конференция по мерам и весам приняла определение М. как расстояния, проходимого в вакууме плоской эл.-магн. волной за 1/299792458 долю секунды. Точность нового эталона М. ~10^{9}—10^{11} (относит. погрешность ~10^{-9}—10^{-11}).

Лит.: Стоцкий Л. Р., Физические величины и их единицы, М., 1984.

МЕ́ТРИКА — обобщение понятия расстояния между точками *евклидова пространства* на множества, в к-рых можно ввести М. (метрич. пространства). Для точек x, y такого пространства М. $\rho(x, y)$ — это вещественная неотрицат. ф-ция, удовлетворяющая условиям: 1) $\rho(x, y) = 0$ лишь при $x = y$; 2) $\rho(x, y) = \rho(y, x)$; 3) $\rho(x, y) + \rho(y, z) \geqslant \rho(x, z)$. Вид М. зависит как от самого пространства, так и от выбора системы координат в нём. Простейший пример М.— расстояние $\left[\sum_{i=1}^{n}(x^i - y^i)^2\right]^{1/2}$ в декартовых координатах евклидова пространства. М. евклидова пространства в *криволинейных координатах*

и М. *риманова пространства* определяются *метрическим тензором*. М. *гильбертова пространства* задаётся его нормой (или скалярным произведением). Понятие М. применяется и в тех случаях, когда не все условия 1—3 выполнены: напр., если $\rho(x, y) = 0$ не только при $x = y$, то ρ наз. п с е в д о м е т р и к о й. Если М. не является положительно определённой, то её наз. *индефинитной метрикой*; физ. примером такой ситуации служит М. пространства Минковского в *относительности теории*.

В. П. Павлов.

МЕ́ТРИКА ИНДЕФИНИ́ТНАЯ — см. *Индефинитная метрика*.

МЕ́ТРИКА ПРОСТРА́НСТВА-ВРЕ́МЕНИ — основная геом. структура, к-рой наделяется пространственно-временно́е многообразие в специальной и общей теории относительности; определяется заданием поля симметричного ковариантного тензора 2-го ранга с отличным от нуля определителем — м е т р и ч е с к о г о т е н з о р а.

Метрич. тензор в спец. теории относительности имеет вид $\eta_{\mu\nu} = \mathrm{diag}\ (1, -1, -1, -1)$ (псевдоэвклидова метрика сигнатуры —2); пространственно-временно́е многообразие с такой метрикой наз. п р о с т р а н с т в о м в р е м е н е м М и н к о в с к о г о. В общей теории относительности вводится метрич. тензор $g_{\mu\nu}(x)$ более общего вида, удовлетворяющий, однако, требованию, чтобы в достаточно малой окрестности любой заданной пространственно-временно́й точки x спец. выбором координат $g_{\mu\nu}(x)$ можно было свести к $\eta_{\mu\nu}$; такое пространство-время (п.-в.) является псевдоримановым пространством сигнатуры —2.

М. п.-в. задаёт квадрат *интервала* — «расстояния» между событиями, с к-рыми сопоставляются точки п.-в.:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu.$$

При преобразованиях пространственно-временны́х координат метрич. тензор, вообще говоря, изменяется (такие преобразования включают и переход к произвольно движущейся в каждой точке системе отсчёта) так, чтобы величина ds^2 оставалась инвариантной. Существуют, однако, преобразования, оставляющие метрич. тензор форминвариантным (преобразования изометрии), они выражают собой геом. симметрии п.-в., обусловленные физ. содержанием теории. Так, метрич. тензор п.-в. Минковского в спец. теории относительности не изменяется при преобразованиях координат из группы Пуанкаре, включающих переносы начала отсчёта пространственных координат и времени, повороты пространственных осей и *Лоренца преобразования*. Поскольку последние интерпретируются как описывающие переход от одной инерц. системы отсчёта к другой, инвариантность метрики п.-в. Минковского означает, что ур-ния, записанные в лоренц-ковариантной форме, будут автоматически удовлетворять *относительности принципу* Эйнштейна.

В общей теории относительности существование преобразований, не изменяющих М. п.-в., возможно лишь при наличии соответствующих симметрий гравитац. поля. Так, метрич. тензор п.-в. Шварцшильда инвариантен относительно пространственных поворотов и временны́х сдвигов, что отражает центр. характер гравитац. поля и его статичность; структура метрич. тензора в моделях Фридмана, описывающих крупномасштабную структуру п.-в. Вселенной в целом, отражает факт однородности и изотропии Вселенной в больших масштабах (см. *Тяготение*). Если нек-рое преобразование изометрии порождается векторным полем, то такое векторное поле наз. полем Киллинга (W. Killing, 1892) и удовлетворяет ур-нию $\xi_{\mu;\nu} + \xi_{\nu;\mu} = 0$, где точкой с запятой обозначена ковариантная производная, согласованная с метрикой.

Следует иметь в виду, что М. п.-в. отражает не только характер гравитац. поля, но и выбор системы координат в п.-в. (системы отсчёта). Так, переход к криволинейным координатам в п.-в. Минковского (к ускоренной системе отсчёта) приводит к метрич. тензору общего вида, однако собственно гравитац. по́ля в этом случае нет. Истинное гравитац. поле связано с тензором кривизны Римана — Кристоффеля, к-рый равен нулю в плоском п.-в. в любой системе отсчёта.

М. п.-в. в случае слабого гравитац. по́ля непосредственно связана с ньютоновским гравитац. потенциалом φ, а именно: $g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, где $h_{\mu\nu}$ малые добавки, характеризующие отклонение метрики от плоской, причём $h_{00} = 2\varphi/c^2$.

Помимо задания расстояний в пространстве-времени, М. п.-в. служит для определения «длины» 4-векторов A, $\sqrt{A^2} = \sqrt{A^\mu A^\nu g_{\mu\nu}}$, а также позволяет ввести операции поднятия и опускания индексов у векторов и тензоров. Определитель метрич. тензора задаёт инвариантный элемент объёма в п.-в.: $d\Omega = \sqrt{-g}\, d^4x$, где g — определитель метрич. тензора.

Лит. см. при ст. *Относительности теория*, *Тяготение*.

Д. В. Гальцов.

МЕТРИ́ЧЕСКАЯ НЕРАЗЛОЖИ́МОСТЬ — матем. формулировка свойства *эргодичности*, к-рая используется для доказательства равенства средних по времени средним статистическим в равновесной *статистической физике*. М. н. предполагает невозможность разложения произвольной *динамической системы* на эргодич. компоненты. В применении к траекториям изолиров. механич. системы из N частиц в фазовом пространстве $6N$ измерений М. н. предполагает, что траектории плотно заполняют поверхность пост. энергии, но не могут, как предполагал Л. Больцман (L. Boltzmann), проходить с течением времени через все точки этой поверхности. Такое определение эргодичности (см. *Эргодическая гипотеза*) приводило бы к противоречию из-за отсутствия самопересечения фазовых траекторий. Доказательство эргодич. теоремы в квантовой механике дано Дж. Нейманом (J. Neumann) [1], в классич. статистич. механике — Э. Хопфом (E. Hopf) [2] и Н. Н. Боголюбовым [3], обзор разл. применений М. н. не только к статистич. механике, но и к др. задачам теории вероятности см. в [4].

Лит.: 1) Н е й м а н И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964, с. 324—67; 2) Х о п ф Э., Эргодическая теория, пер. с нем., «Успехи матем. наук», 1949, т. 4, в. 1, с. 113—82; 3) Б о г о л ю б о в Н. Н., К р ы л о в Н. М., Результат действия статистического изменения параметров на движение динамических консервативных систем в течение достаточно длительного времени, в кн.: Б о г о л ю б о в Н. Н., Избр. труды, т. 1, К., 1969; 4) К о р н ф е л ь д И. П., С и н а й Я. Г., Ф о м и н С. В., Эргодическая теория, М., 1980.

Д. Н. Зубарев.

МЕТРИ́ЧЕСКИЙ ТЕ́НЗОР — дважды ковариантный симметричный *тензор* $g_{ij}(x)$, заданный в области *риманова пространства* с координатами $x = (x^1, x^2, \ldots, x^n)$, причём матрица g_{ij} положительно определена: $g_{ij}T^iT^j > 0$, если вектор $T \neq 0$ (принято соглашение о суммировании по повторяющимся индексам). При замене координат $x^i \to y^i(x)$ М. т. g_{ij} переходит в $\tilde{g}_{ij} = g_{kl}(\partial x^k/\partial y^i)(\partial x^l/\partial y^j)$. М. т. иногда наз. римановой *метрикой*, поскольку он определяет расстояние в римановом пространстве: если задана кривая $x^i = x^i(t)$, $a \leqslant t \leqslant b$, то её длина

$$s = \int_a^b dt \left[g_{ij}(x(t)) \frac{dx^i}{dt} \cdot \frac{dx^j}{dt} \right]^{1/2},$$

а элемент длины ds определён ф-лой $ds = g_{ij}dx^i dx^j$, правая часть к-рой наз. первой (основной) квадратичной формой. Элемент объёма $dV = \sqrt{g}\, dx^1 \ldots dx^n$, а объём $V(U)$ области U равен

$$V(U) = \int_U \sqrt{g}\, dx^1 \ldots dx^n,$$

где $g = \det \|g_{ij}\|$. Если существуют координаты z^i, в к-рых М. т. имеет вид $g_{ij}(z) = \delta_{ij}$, где δ_{ij} — *Кронекера символ*, то метрика наз. евклидовой, а сама область риманова пространства является областью евклидова пространства.

Кроме М. т., в римановом пространстве вводится ещё одна независимая структура — *связность*, задающая *ковариантную производную* ∇_k. М. т. наз. согласованным со связностью, если он ковариантно постоянен: $\nabla_k g_{ij} = 0$. Тогда коэф. связности, или *Кристоффеля символы*, однозначно выражаются через М. т.:

$$\Gamma^k_{ij} = \frac{1}{2} g^{kl}\left(\frac{\partial g_{lj}}{\partial x^i} + \frac{\partial g_{il}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l}\right).$$

В окрестности любой точки x_0 можно ввести нормальные (римановы) координаты, такие, что $\Gamma^k_{ij}|_{x=x_0} = 0$ или $\partial g_{ij}/\partial x^k|_{x=x_0} = 0$. Тогда в этой окрестности

$$g_{ij} = \delta_{ij} - (1/3) R_{ij,kl} x^k x^l + \ldots .$$

Коэф. $R_{ij,\,kl}$ характеризуют отличие М. т. от евклидова и являются компонентами *кривизны тензора*. Помимо внутр. характеристик многообразия, М. т. задаёт скалярное произведение векторов $\xi = (\xi^1, \ldots, \xi^n)$ и $\eta = (\eta^1, \ldots, \eta^n)$, касательных к многообразию в данной точке: $(\xi\eta) = g_{ij}\xi^i\eta^j$; скалярное произведение не зависит от выбора системы координат.

Понятие М. т. общеупотребительно при описании сплошной среды, при формулировке теории поля в криволинейных координатах, а особенно — в теории относительности и теории тяготения.

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; Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, 2 изд., М., 1961; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986.

В. П. Павлов.

МЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ — радиоволны в диапазоне частот от 30 до 300 МГц (длины волн 1—10 м). М. в. распространяются преим. как *земные волны* в пределах прямой видимости на расстояния до неск. десятков км. Характеристики распространения М. в. существенно зависят от рельефа местности и типа подстилающей поверхности. Влияние атмосферы Земли выражается в рассеянии М. в. слабыми неоднородностями ионосферы и тропосферы, отражении М. в. от ионизиров. следов метеоров и искусств. ионизиров. областей в атмосфере, что приводит к дальнему (на расстояния до 2 тыс. км) распространению М. в. (см. *Загоризонтное распространение радиоволн*, *Метеорная радиосвязь*). М. в. широко используют в радиовещании и телевидении, в метеорных системах связи и радиолиниях ионосферного рассеяния, а также при диагностике ионосферной плазмы с борта ИСЗ, ракет и т. п.

Лит. см. при ст. *Распространение радиоволн.*

В. А. Алимов.

МЕТРОЛО́ГИЯ — наука об измерениях и методах осуществления их повсеместного единства и требуемой точности. Осн. проблемы М.— общая теория измерений, образование единиц физ. величин и их систем, методы и средства измерений, методы определения точности измерений (теории погрешностей измерений), основы обеспечения единства измерений и метрологич. исправности средств измерений (законодательная М.), создание эталонов и образцовых средств измерений, методы передачи размеров единиц от эталонов образцовым и далее рабочим средствам измерений.

Первоначально М. занималась описанием мер (линейных, вместимости, веса, времени), а также монет, применявшихся в разных странах, и нахождением соотношений между ними (теперь это область историч. М.). Поворотным моментом в развитии М. стало заключение в 1875 Метрич. конвенции (17 государствами, в т. ч. Россией), учреждение Междунар. бюро мер и весов и создание эталонов метрич. мер. Совр. М. опирается на физ. эксперимент высокой точности, она использует достижения физики, химии и др. естеств. наук, но вместе с тем находит свои оптим. решения задач изучения свойств физ. объектов.

Общая теория измерений включает сведения и обобщения, полученные в результате анализа и изучения измерений и их элементов: физ. величин, их единиц, средств и методов измерений, результатов измерений. М. занимается получением объективной количественной оценки физ. величин. Под физ. величиной понимают физ. свойства объекта (системы), общее в качеств. отношении для мн. объектов, но индивидуальное для каждого из них в количеств. отношении (напр., масса, темп-ра, скорость движения). Для измерения физ. величины выбирают её единицу, а для нек-рых величин (напр., темп-ры) — шкалу физ. величины. Единица — это конкретное количеств. значение физ. величины, условно принятое равным единице. С развитием науки от случайного или связанного с привычными для человека масштабами выбора единиц отд. величин перешли к построению систем единиц на основе закономерных связей между физ. величинами.

Каждое *измерение* выполняется с помощью одного или нескольких спец. техн. средств (средств измерений), проградуированных в принятых единицах с помощью эталонов единиц и прошедших проверку с помощью образцовых средств измерений. М. изучает способы воспроизведения единиц с помощью эталонов и пути повышения их точности, а также методы поверки.

Большой раздел М. посвящён методам нахождения оценок *погрешностей измерений*, для чего используется аппарат теории вероятностей и матем. статистики.

Законодательная М. рассматривает вопросы, связанные с достижением единства измерений и единообразия средств измерения и нуждающиеся в регламентации и контроле со стороны государства. Для проведения в жизнь всех необходимых для этого мероприятий в СССР организована метрологич. служба, к-рую возглавляет Государств. комитет стандартов Совета Министров СССР. Науч. сторону метрологич. службы обеспечивают метрологич. ин-ты, хранящие эталоны и ведущие науч. исследования по проблемам метрологии.

Лит.: Маликов С. Ф., Тюрин Н. И., Введение в метрологию, 2 изд., М., 1966; Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 3 изд., М., 1985; Широков К. П., Об основных понятиях метрологии, «Тр. метрологич. ин-тов СССР», 1972, в. 130, с. 6.

К. П. Широков.

МЕХА́НИКА — наука о механич. движении материальных тел и происходящих при этом взаимодействиях между ними. Под механич. движением понимают изменение с течением времени взаимного положения тел или их частиц в пространстве; напр., движение небесных тел, колебания земной коры, воздушные и морские течения, движения летат. аппаратов и транспортных средств, машин и механизмов, деформации элементов конструкций и сооружений, движения жидкостей и газов и др. Рассматриваемые в М. взаимодействия представляют собой те действия тел друг на друга, результатом к-рых являются изменения скоростей точек этих тел или их деформации, напр. притяжения тел по закону всемирного тяготения, взаимные давления соприкасающихся тел, воздействия частиц жидкости или газа друг на друга и на движущиеся (или покоящиеся) в них тела и т. п.

Под М. обычно понимают т. н. классич. М., в основе к-рой лежат *Ньютона законы механики*, а предметом её изучения являются движения любых материальных тел (кроме *элементарных частиц*), совершаемые со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света. Движение тел со скоростями порядка скорости света рассматриваются в *относительности теории*, а внутриатомные явления и движение элементарных частиц изучаются в *квантовой механике*.

При изучении движения материальных тел в М. вводят ряд абстрактных понятий, отражающих те или иные свойства реальных тел; ими являются: 1) материальная точка — объект пренебрежимо малых размеров, имеющий массу; это понятие применимо, когда тело движется поступательно или когда в изучаемом движении можно пренебречь вращением тела вокруг его центра масс. 2) Абсолютно твёрдое тело — тело, расстояние между двумя любыми точками к-рого всегда остаётся неизменным; это понятие применимо, когда можно пренебречь деформацией тела. 3) Сплошная из-

меняемая среда; это понятие применимо, когда при изучении движения изменяемой среды (деформируемого твёрдого тела, жидкости, газа) можно пренебречь молекулярной структурой среды. При изучении сплошных сред прибегают к след. абстракциям, отражающим при данных условиях наиб. существ. свойства соответствующих реальных тел: идеально упругое тело, пластич. тело, идеальная жидкость, вязкая жидкость, идеальный газ и др. В соответствии с этим М. разделяют на М. материальной точки, М. системы материальных точек, М. абсолютно твёрдого тела и М. сплошной среды. Последняя, в свою очередь, подразделяется на теорию упругости, теорию пластичности, гидродинамику, аэродинамику, газовую динамику и др. В каждом из этих подразделов в соответствии с характером решаемых задач выделяют *статику* — учение о равновесии тел под действием сил, *кинематику* — учение о геом. свойствах движения тел и *динамику* — учение о движении тел под действием сил. Изучение осн. законов и принципов, к-рым подчиняется механич. движение тел, и вытекающих из этих законов и принципов общих теорем и ур-ний составляет содержание т. н. общей, или теоретической, М. Разделами М., имеющими самостоят. значение, являются также теория *колебаний*, теория *устойчивости движения*, *механика тел переменной массы*, теория автоматич. регулирования, теория *удара* и др.

М. тесно связана с др. разделами физики. Ряд понятий и методов М. при соответствующих обобщениях находит приложение в оптике, статистич. физике, квантовой М., электродинамике, теории относительности и др. (см., напр., *Действие*, *Лагранжа функция*, *Наименьшего действия принцип*). Кроме того, при решении ряда задач *газовой динамики*, теории *взрыва*, теплообмена в движущихся жидкостях и газах, *магнитной гидродинамики* и др. одновременно используются методы и ур-ния как теоретич. М., так и термодинамики, молекулярной физики, теории электричества и др. Важное значение М. имеет для мн. разделов астрономии, особенно для небесной М.

Часть М., непосредственно связанную с техникой, составляют многочисл. общетехн. и спец. дисциплины, такие, как гидравлика, сопротивление материалов, строит. М., кинематика механизмов, динамика машин и механизмов, теория гироскопич. устройств, внеш. баллистика, динамика ракет, теория движения наземных, морских и воздушных транспортных средств и др. Все эти дисциплины пользуются ур-ниями и методами теоретич. М. Таким образом, М.— одна из науч. основ мн. областей совр. техники.

Основные понятия и методы механики. Осн. кинематич. мерами движения в М. являются: для точки — её скорость и ускорение, для твёрдого тела — скорость и ускорение поступат. движения и угл. скорость и угл. ускорение вращат. движения. Кинематич. состояние деформируемого твёрдого тела характеризуется относит. удлинениями и сдвигами его частиц; совокупность этих величин определяет т. н. тензор деформаций. Для жидкостей и газов кинематич. состояние характеризуется тензором скоростей деформаций; при изучении поля скоростей движущейся жидкости пользуются также понятием вихря, характеризующего вращение частицы.

Осн. мерой механич. взаимодействия материальных тел в М. является *сила*. Одновременно в М. пользуются понятием *момента силы* относительно точки и относительно оси. В М. сплошной среды силы задаются их поверхностным или объёмным распределением, т. е. отношением величины силы к площади поверхности (для поверхности сил) или к объёму (для массовых сил), на к-рые соответствующая сила действует. Возникающие в сплошной среде внутр. напряжения характеризуются в каждой точке среды касательными и нормальными напряжениями, совокупность к-рых представляет собой величину, называемую тензором напряжений. Среднее арифметическое трёх нормальных напряжений, взятое с обратным знаком, определяет величину, называемую давлением в данной точке среды.

На движение тела, помимо действующих сил, оказывает влияние степень его инертности. Для материальной точки мерой инертности является её *масса*. Инертность материального тела зависит от его общей массы и от распределения масс в теле, к-рое характеризуется положением центра масс и величинами, называемыми осевыми и центробежными *моментами инерции*; совокупность этих величин определяет т. н. тензор инерции. Инертность жидкости или газа характеризуется их *плотностью*.

В основе М. лежат три закона Ньютона. Первые два справедливы по отношению к т. н. *инерциальной системе отсчёта*. Второй закон даёт осн. ур-ния для решения задач динамики точки, а вместе с третьим — для решения задач динамики системы материальных точек. В М. сплошной среды, кроме законов Ньютона, используются законы, отражающие свойства данной среды и устанавливающие для неё связь между тензором напряжений и тензорами деформаций или скоростей деформаций. Таковы *Гука закон* для линейно-упругого тела и закон Ньютона для вязкой жидкости (см. *Вязкость*). О законах, к-рым подчиняются др. среды, см. в ст. *Пластичности теория*, *Реология*.

Важное значение для решения задач М. имеют понятия о динамич. мерах движения, к-рыми являются кол-во движения (см. *Импульс*), *момент количества движения* и *кинетическая энергия*, и о мерах действия силы, каковыми служат *импульс силы* и *работа*. Соотношение между мерами движения и мерами действия силы дают т. н. общие теоремы динамики. Эти теоремы и вытекающие из них законы сохранения кол-ва движения, момента кол-ва движения и механич. энергии выражают свойства движения любой системы материальных точек и сплошной среды.

Эфф. методы изучения равновесия и движения несвободной механич. системы (см. *Связи механические*) дают *вариационные принципы механики*, в частности *возможных перемещений принцип*, наим. действия принцип, а также *Д'Аламбера принцип*. При решении задач М. широко используют вытекающие из её законов или принципов дифференц. ур-ния движения материальной точки, твёрдого тела и системы материальных точек, в частности ур-ния Лагранжа, канонич. ур-ния, ур-ния Гамильтона — Якоби, а в М. сплошной среды — соответствующие ур-ния равновесия или движения этой среды, ур-ние неразрывности (сплошности) среды и ур-ние энергии.

Основные этапы развития механики. М.— одна из древнейших наук, возникшая из нужд практики. Раньше др. разделов М. под влиянием запросов гл. обр. строит. техники стала развиваться статика. Её науч. основы (теория рычага, сложение параллельных сил, учение о центре тяжести, начала гидростатики и др.) разработал ещё Архимед (3 в. до н. э.).

Периодом создания науч. основ динамики, а с ней и всей М. явился 17 в. Основоположник динамики — Г. Галилей (G. Galilei), к-рый дал первое верное решение задачи о движении тела под действием силы; его исследования привели к открытию закона инерции и принципа относительности классич. М.; им же положено начало теории колебаний и науке о сопротивлении материалов. Исследования движения точки по окружности, колебаний физ. маятника и законов упругого удара тел принадлежат Х. Гюйгенсу (Ch. Huygens). Создание основ классич. М. завершается трудами И. Ньютона (I. Newton), сформулировавшего осн. законы М. (1687) и открывшего закон всемирного тяготения. В 17 в. были установлены и два исходных положения М. сплошной среды: закон вязкого трения в жидкостях и газах (Ньютон, 1684) и закон, выражающий зависимость между напряжениями и деформациями в упругом теле [Р. Гук (R. Hooke), 1660].

В 18 в. интенсивно развиваются аналитич. методы решения задач М. Для материальной точки эти методы разработал Л. Эйлер (L. Euler), заложивший также основы динамики твёрдого тела. Аналитич. методы решения задач динамики системы основываются на принципе возможных перемещений и на принципе, высказанном Ж. Л. Д'Аламбером (J. L. D'Alembert), разработку к-рых завершил Ж. Л. Лагранж (J. L. Lagrange), получивший ур-ния движения системы в обобщённых координатах; им же разработаны основы совр. теории колебаний. Др. путь решения задач М. исходит из принципа наим. действия в форме, высказанной для точки П. Л. Мопертюи (P. L. Maupertuis) и обобщённой на случай системы точек Лагранжем. В М. сплошной среды Эйлером, Д. Бернулли (D. Bernoulli), а также Лагранжем и Д'Аламбером были разработаны теоретич. основы гидродинамики идеальной жидкости.

В 19 в. продолжается интенсивное развитие всех разделов М., чему способствовали исследования М. В. Остроградского, У. Р. Гамильтона (W. R. Hamilton), К. Г. Якоби (K. G. Jacobi), Г. Герца (H. Hertz) и др. Э. Раусом (E. Routh), Н. Е. Жуковским и А. М. Ляпуновым была разработана теория устойчивости равновесия и движения. И. А. Вышнеградский заложил основы совр. теории автоматич. регулирования. Доказанная Г. Г. Кориолисом (G. C. Coriolis) теорема о составляющих ускорения легла в основу динамики относит. движения. Кинематика, развивавшаяся одновременно с динамикой, выделяется во 2-й пол. 19 в. в самостоят. раздел М.

Значит. развитие в 19 в. получила М. сплошной среды. Л. Навье (L. Navier) и О. Л. Коши (A. L. Cauchy) установили общие ур-ния теории упругости. Исследования Навье и Дж. Г. Стокса (G. G. Stokes) привели к установлению дифференц. ур-ний движения вязкой жидкости. Развитию динамики идеальной и вязкой жидкости способствовали труды Г. Гельмгольца (H. Helmholtz) (учение о вихрях), Г. Р. Кирхгофа (G. R. Kirchhoff), Жуковского (отрывное обтекание тел), О. Рейнольдса (O. Reynolds) (начало изучения турбулентных течений), Н. П. Петрова (гидродинамич. теория трения при смазке), Л. Прандтля (L. Prandtl) (теория пограничного слоя) и др. А. Сен-Венан (A. Saint-Venant) предложил первую матем. теорию пластич. течения металла.

В 20 в. интенсивно развиваются теория нелинейных колебаний, основы к-рой заложены Ляпуновым и А. Пуанкаре (H. Poincaré), М. тел перем. массы и динамика ракет, где ряд исходных исследований принадлежит И. В. Мещерскому (труды кон. 19 в.) и К. Э. Циолковскому. В М. сплошной среды появляются два раздела: аэродинамика, основы к-рой созданы Жуковским, и газовая динамика, основы к-рой заложены С. А. Чаплыгиным.

Современные проблемы механики. К числу этих проблем относятся уже отмечавшиеся задачи теории колебаний (особенно нелинейных), динамики твёрдого тела, теории устойчивости движения, а также М. тел перем. массы и динамики космич. полётов. Всё большее значение приобретают задачи, требующие применения вероятностных методов расчёта, т. е. задачи, в к-рых, напр., для действующих сил известна лишь вероятность того, какие значения они могут иметь. В М. непрерывной среды весьма актуальны проблемы: изучения поведения макрочастиц при изменении их формы, что связано с разработкой более строгой теории турбулентного течения жидкости; решения задач теории пластичности и ползучести; создания обоснованной теории прочности и разрушения твёрдого тела.

Большой круг задач М. связан с изучением движения плазмы в магн. поле (магн. гидродинамика), т. е. с решением одной из самых актуальных проблем совр. физики — осуществлением управляемого термоядерного синтеза. В гидродинамике ряд важнейших задач связан с проблемами больших скоростей в авиации, баллистике, турбиностроении и двигателестроении. Много новых задач возникает на стыке М. с др. областями наук. К ним относятся проблемы гидротермохимии, т. е. исследования механич. процессов в жидкостях и газах, вступающих в хим. реакции, изучение сил, вызывающих деление клеток, механизма образования мускульной силы и др.

При решении мн. задач М. используются электронные вычислительные и аналоговые машины; разработка методов решения новых задач М. с помощью этих машин (особенно М. сплошной среды) — также весьма актуальная проблема.

Лит.: Галилей Г., Соч., [пер. с итал.], т. 1, М.— Л., 1934; Ньютон И., Математические начала натуральной философии, [пер. с лат.], в кн.: Крылов А. Н., Собр. трудов, т. 7, М.— Л., 1936; Эйлер Л., Основы динамики точки, пер. с лат., М.— Л., 1938; Д'Аламбер Ж., Динамика, пер. с франц., М.— Л., 1950; Лагранж Ж., Аналитическая механика, пер. с франц., т. 1—2, 2 изд., М.— Л., 1950; Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.— Л., 1952; Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, ч. 1, 9 изд., ч. 2, 6 изд., М., 1972; История механики с древнейших времен до конца XVIII в., М., 1971; Веселовский И. Н., Очерки по истории теоретической механики, М., 1974; Механика в СССР за 50 лет, т. 1—3, М., 1968—72; см. также лит. при ст. *Гидроаэромеханика, Упругости теория* и *Пластичности теория*.

С. М. Тарг.

МЕХА́НИКА ЖИ́ДКОСТИ И ГА́ЗА — то же, что *гидроаэромеханика*; раздел механики сплошных сред, в к-ром изучается равновесие и движение жидких и газообразных сред, их взаимодействие между собой и с твёрдыми телами. Более общее назв.— механика жидкости, газа и *плазмы* — объединяет все разделы механики сплошных сред, кроме механики твёрдого тела (в т. ч. и деформируемого). Осн. проблемы, исследуемые в М. ж. и г., изложены в ст. *Аэродинамика*, *Газовая динамика*, *Гидравлика*, *Гидроаэромеханика*, *Гидродинамика*, *Динамика разреженных газов*, *Магнитная гидродинамика* и др.

МЕХА́НИКА СПЛОШНО́Й СРЕ́ДЫ — раздел механики, посвящённый изучению движения и равновесия газов, жидкостей и деформируемых твёрдых тел; подразделяется на *гидроаэромеханику*, *газовую динамику*, *упругости теорию*, *пластичности теорию*. Осн. допущение М. с. с. состоит в том, что вещество можно рассматривать как непрерывную, сплошную среду, пренебрегая его молекулярным (атомным) строением, и одноврем. считать непрерывным распределение в среде всех её характеристик (плотности, напряжений, скоростей частиц и др.). Эти допущения позволяют применять в М. с. с. хорошо разработанный для непрерывных ф-ций аппарат высшей математики на основании того, что размеры молекул ничтожно малы по сравнению с размерами частиц, к-рые рассматривают при исследованиях в М. с. с.

Исходными в М. с. с. при изучении любой среды являются: 1) ур-ния движения или равновесия среды, получаемые как следствие осн. законов механики; 2) ур-ние неразрывности (сплошности) среды, являющееся следствием закона сохранения массы; 3) ур-ние сохранения энергии. Особенности каждой конкретной среды учитываются т. н. ур-нием состояния, или реологич. ур-нием, устанавливающим для данной среды вид зависимости между напряжениями и деформациями или скоростями деформации частиц среды. Характеристики среды могут также зависеть от темп-ры и др. физ.-хим. параметров; вид таких зависимостей должен устанавливаться дополнительно. Кроме того, при решении каждой конкретной задачи должны задаваться начальные и граничные условия, вид к-рых тоже зависит от особенностей среды. М. с. с. находит огромное число важных приложений в разл. областях физики и техники.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84.

С. М. Тарг.

МЕХА́НИКА ТЕЛ ПЕРЕМЕ́ННОЙ МА́ССЫ — раздел теоретич. механики, изучающий движение материаль-

ных тел, масса к-рых изменяется во время движения. Осн. исследования по М. т. п. м. принадлежат И. В. Мещерскому и К. Э. Циолковскому. Задачи М. т. п. м. возникли в связи с развитием авиационной и ракетной техники, а также теоретич. механики и астрономии. Частной задачей М. т. п. м. является движение тел с пост. массой, но перем. моментом инерции. Изменение массы тела (точки) во время движения может обусловливаться отделением (отбрасыванием) частиц или их присоединением (налипанием). При полёте совр. реактивных самолётов с воздушно-реактивными двигателями происходят одноврем. процессы как присоединения, так и отделения частиц. Масса таких самолётов увеличивается за счёт воздуха, засасываемого в двигатель, и уменьшается в результате отбрасывания продуктов горения топлива. Осн. векторное дифференц. ур-ние движения точки перем. массы для случая присоединения и отделения частиц, полученное в 1904 Мещерским, имеет вид

$$M\frac{dv}{dt} = F + \frac{dM_1}{dt}V_1 + \frac{dM_2}{dt}V_2, \qquad (*)$$

где M — масса точки, v — её скорость, t — время, F — равнодействующая приложенных сил, V_1 — относит. скорость отделяющихся частиц, $\left|\frac{dM_1}{dt}\right|$ — секундный расход массы, V_2 — относит. скорость присоединяющихся частиц, $\left|\frac{dM_2}{dt}\right|$ — секундный приход массы. Произведение $(dM_1/dt)V_1 = \Phi_1$ — реактивная тяга, а $(dM_2/dt)V_2 = \Phi_2$ — тормозящая сила, обусловленная присоединением частиц. Для совр. ракет ур-ние движения получается из (*) при условии, что $\Phi_2 = 0$.

В М. т. п. м. рассматриваются два класса задач: определение траектории центра масс и определение движения тела перем. массы около центра масс. В ряде случаев можно найти траекторные характеристики движения центра масс, исходя из ур-ний динамики точки перем. массы. Изучение движения тел перем. массы около центра масс важно для исследования динамич. устойчивости реальных объектов (ракет, самолётов), их управляемости и манёвренности. К задачам М. т. п. м. относится также отыскание оптим. режимов движения, т. е. определение таких законов изменения массы тела или точки, при к-рых кинематич. или динамич. характеристики их движения становятся наилучшими. Наиб. эфф. методы решения таких задач — методы *вариационного исчисления*.

Важной задачей М. т. п. м. с твёрдой оболочкой является изучение движения этих тел при нек-рых дополнит. условиях, налагаемых на скорость центра масс. Такие задачи возникают, напр., при изучении движения телеуправляемых ракет и беспилотных самолётов, наводимых на цель автоматически или по радиокомандам с Земли, или по командам, вырабатываемым головками самонаведения. Для зенитных управляемых ракет и ракет класса «воздух — воздух» (предназначенных для стрельбы с самолёта по самолёту) процесс изменения массы происходит, как правило, на всей траектории полёта.

Большое число работ по М. т. п. м. относится к изучению движения небесных тел. Допуская, что увеличение массы небесного тела происходит за счёт налипания космич. пыли, приходят к дополнит. условию о равенстве нулю абс. скорости налипающих частиц. Ур-ние движения точки перем. массы в этом случае принимает вид

$$\frac{d}{dt}(Mv) = F.$$

Интерполируя реальные законы изменения массы небесных тел простыми алгебраич. ф-циями времени («законы Мещерского»), можно аналитически исследовать движение точки перем. массы в поле центральной силы. Мещерскому принадлежит постановка обратных задач М. т. п. м., в к-рых определяется закон изменения массы точки по нек-рым заданным свойствам наблюдаемого движения в известном поле сил.

Для нек-рых задач небесной механики Мещерский указал такие преобразования переменных (координат и времени), при помощи к-рых ур-ния точки перем. массы переходят в ур-ния точки пост. массы (в новом пространстве-времени). М. т. п. м. находит приложение при исследованиях и в др. областях, напр. в текстильной промышленности и радиолокации.

Лит.: Мещерский И. В., Работы по механике тел переменной массы, 2 изд., М., 1952; Циолковский К. Э., Собр. соч., т. 2, М., 1954; Михайлов Г. К., К истории динамики систем переменного состава и теории реактивного движения, М., 1974; Гродзовский Г. Л., Иванов Ю. Н., Токарев В. В., Механика космического полета, М., 1975; Акуленко Л. Д., Асимптотические методы оптимального управления, М., 1987. *А. А. Космодемьянский.*

МЕХАНИ́ЧЕСКИЕ СВО́ЙСТВА материалов — реакция материала на приложенные механич. нагрузки. Осн. характеристиками механич. свойств являются напряжения и деформации. Напряжения — характеристики сил, к-рые относят к единице сечения образца материала или изделия, конструкции из него. Деформацию чаще всего оценивают безразмерной величиной относит. изменения длины, стрелой прогиба или углом закручивания.

М. с. конструкц. материалов (металлов и сплавов, полимеров, стекла, керамики, текстильных нитей и тканей, дерева и др.) устанавливают механич. испытаниями, целью к-рых чаще всего является нахождение связи между приложенными механич. напряжениями к материалу и его деформацией. М. с. существенно зависят от структуры испытываемого материала и схемы приложенных сил. Поэтому они не являются физ. константами и не характеризуют сил межатомного взаимодействия материала. Для простоты сопоставления М. с. разных материалов испытания проводят при несложных, легко воспроизводимых схемах нагружения (приложения внеш. сил) — одноосном растяжении (или сжатии), изгибе, кручении. При сопоставлении М. с. разных материалов или одного материала с разной структурой следует иметь в виду соблюдение условий подобия испытаний (одинаковые схемы напряжённого состояния, скорости приложения нагрузок и физ.-механич. условия среды испытаний, а также геом. подобие — форма и размеры испытуемого образца). М. с. существенно зависят от темп-ры и давления.

Механич. испытания можно классифицировать по напряжённому состоянию (схема приложенных сил), способу нагружения при испытаниях (деформирование с заданной скоростью и измерение сил сопротивления деформации), приложению пост. нагрузки (или напряжений) и измерению сил сопротивления деформированию, по характеру изменения статич., динамич. или циклич. нагрузок (напряжений) во времени. Статич. нагрузками считают либо такие, к-рые не изменяются со временем, либо изменяющиеся в течение секунд или минут. При динамич. нагружении возрастание нагрузок происходит за доли секунды, а циклические характеризуются периодич. изменением направления и величины статич. или динамич. нагрузки.

М. с. классифицируются по физ. природе получаемых характеристик.

Упругость — свойство твёрдых тел сопротивляться изменению их объёма или формы под действием механич. напряжений и самопроизвольно восстанавливать исходное состояние при прекращении внеш. воздействий. Характеризуется пределом упругости — макс. напряжением, после удаления к-рого форма и размеры образца полностью восстанавливаются; *модулем упругости* — коэф. пропорциональности, связывающим напряжение и упругую деформацию. Единств. характеристика М. с., дающая информацию о межатомном взаимодействии в кристаллич. решётке материала,— вторая производная энергии взаимодействия атомов (ионов) по расстоянию между ними.

В области упругости часто имеют место отклонения от упругих свойств, к-рые характеризуются релаксацией напряжения, *последействием упругим*, *внутренним трением*, дефектом модуля упругости.

Прочность — сопротивление разрушению (разрыву); характеризуется напряжениями, соответствующими максимальным (до разрушения образца) значениям нагрузки (т. н. предел прочности или временно́е сопротивление).

Характер разрушения при всех видах испытаний (растяжении, сжатии, изгибе, кручении) как под действием нормальных (отрыв), так и сдвиговых (срез) напряжений бывает вязким или хрупким. Различие между вязким и хрупким разрушениями заключается в величине пластич. деформации, накопленной перед разрушением. Оба вида разрушения связаны с зарождением и развитием трещин. Оценка сопротивления разрушению при обычных статич. испытаниях (предел прочности, временно́е сопротивление разрушению) часто недостаточна для определения пригодности материала как конструкционного, особенно при наличии надрезов, трещин и др. концентраторов напряжений. В этом случае применяют испытания на вязкость разрушения, при к-рых используют образцы с заранее созданными в них трещинами, и оценивают параметр (K), к-рый наз. коэф. интенсивности напряжений. Определяют этот коэф. для плоского (K_c) или объёмного (K_{c1}) напряжённых состояний.

К прочностным свойствам относят также и сопротивление пластич. деформации. Обычно пластич. деформацию характеризуют напряжениями, необходимыми для достижения нек-рой заданной величины остаточных деформаций. Так, предел текучести определяет напряжения, вызывающие при растяжении пластич. деформации 0,2% (обозначается $\sigma_{0,2}$).

Пластичность — свойство твёрдых тел необратимо деформироваться под действием внеш. сил или внутр. напряжений. В качестве характеристик пластичности наиб. широко распространены удлинение (относит. изменение длины при растяжении) и относит. сужение в шейке — изменение поперечного сечения образца после прекращения равномерного удлинения (потери устойчивости) и образования шейки.

Сопротивление динамич. нагрузкам оценивают величиной ударной вязкости — удельная работа разрушения при ударном изгибе образцов с надрезом (для относительно пластичных материалов) или без надреза (для менее пластичных материалов).

Жаропрочность — способность материалов работать длит. время не деформируясь и не разрушаясь при приложенных нагрузках и высоких темп-рах. Осн. характеристиками жаропрочности являются предел ползучести и длит. прочность. Предел ползучести, т. е. величину напряжений, при к-рой скорость ползучести не превышает заданного значения, определяют для каждой темп-ры из зависимости скорости установившейся ползучести от напряжений. Аналогично этому, величину длит. прочности материала для заданной темп-ры определяют из зависимости времени до разрушения от напряжений. Напр., устанавливают напряжение (или нагрузку), при к-ром разрушение при заданной пост. темп-ре T происходит за 100 ч (σ_T^{100}).

Важной характеристикой жаропрочности является также длит. пластичность, т. е. величина деформации, накапливаемая в течение ползучести до момента разрушения. Часто жаропрочность характеризуют просто временем до разрушения при заданных и постоянных напряжении и темп-ре. Во мн. случаях жаропрочность оценивают пределом прочности или др. подобными характеристиками при повышенной темп-ре. В этом случае говорят о кратковрем. жаропрочности.

Усталость — процесс накопления повреждаемости в материалах под воздействием циклически изменяющихся напряжений, к-рые по своей величине не превышают предела упругости. Схема приложенных напряжений и характер их изменения во времени могут быть различными. Сопротивление усталости наз. выносливостью. Для изучения усталости материала строят диаграммы зависимости числа циклов изменения напряжений от величины макс. напряжений цикла $\sigma_{макс}$. При понижении $\sigma_{макс}$ до определ. величины эта зависимость либо начинает изменяться незначительно, либо остаётся постоянной. Уровень таких напряжений наз. пределом усталости. Изучают также зависимость числа циклов до разрушения от амплитуды деформации.

Весьма распространённой характеристикой М. с. является твёрдость, к-рая представляет собой сопротивление материала вдавливанию. Несмотря на нек-рую неопределённость физ. природы этого свойства, благодаря простоте измерения, лёгкости воспроизведения и высокой корреляции с прочностью твёрдость стала широко распространённой характеристикой М. с.

В технике распространение получили т. н. технол. пробы, показывающие способность конструкц. материалов к тем или иным деформациям: проба по Эриксену, показывающая способность материала к глубокой вытяжке; пластичность при кручении, гиб с перегибом — показатели пластичности материала и его податливости к отд. видам обработки давлением.

Лит.: Бернштейн М. Л., Займовский В. А., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1979; Золоторевский В. С., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1983.

В. М. Розенберг.

МЕХАНИ́ЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЁНТ СВЕ́ТА — отношение полного *потока излучения* (мощности излучения) к содержащемуся в нём *световому потоку*. Понятие М. э. с. применяется обычно для монохроматич. излучения и зависит от длины волны света λ, для $\lambda =$ $= 555$ нм М. э. с. имеет наим. значение, равное 0,00146 Вт/лм. Величина, обратная М. э. с., наз. *световой эффективностью излучения*.

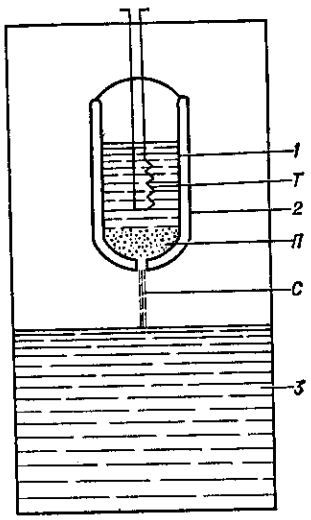
МЕХАНИ́ЧЕСКИЙ ЭКВИВАЛЁНТ ТЕПЛОТЫ — количество работы, эквивалентное единице количества теплоты (1 кал или 1 ккал). Понятие М. э. т. возникло с установлением эквивалентности механич. работы и теплоты и открытием *энергии сохранения закона*. Введение М. э. т. потребовалось для сопоставления значений этих физ. величин, измерявшихся в разл. единицах. Экспериментально установлено, что 1 ккал $=$ $= 426{,}9$ кгс·м.

В Международной системе единиц СИ для работы и кол-ва теплоты принята одна единица измерения — *джоуль* (1 Дж $= 0{,}239$ кал $= 0{,}102$ кгс·м), поэтому пользоваться понятием М. э. т. нет необходимости.

МЕХАНОКАЛОРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ — явление охлаждения сверхтекучего жидкого гелия, вытекающего из сосуда через узкий капилляр под действием разности давлений, сопровождаемое разогревом гелия, остающегося в сосуде (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*). М. э. обнаружен в сверхтекучем ^{4}He в 1939 Дж. Доунтом и К. Мендельсоном [1] (рис.). М. э. возникает вследствие того, что тонкие отверстия (для ^{4}He диам. отверстий менее 1 мкм, для ^{3}He — порядка десятка мкм) действуют как «энтропийный фильтр», преим. пропуская сверхтекучую компоненту жидкости, не переносящую тепла (см. *Ландау теория сверхтекучести*) [2]. Процесс при небольших перепадах протекает почти обратимо и останавливается, если при разности давлений Δp устанавливается разность темп-р ΔT такая, что $\Delta p = \rho S \Delta T$, где ρ — плотность гелия, S — энтропия единицы массы гелия. Обратный процесс — возникновение разности давлений под действием разности темп-р в двух сообщающихся через капилляр или разделённых пористой перегородкой сосудах со сверхтекучим гелием — наз. термомеханическим эффектом.

На основе М. э. В. М. Пешковым в 1948 создан излучатель волн *второго звука*, представляющий собой

пористую перегородку, разделяющую ванну с гелием на два объёма [3]. Периодич. изменения давления с одной стороны от перегородки вызывают появление осциллирующего противотока сверхтекучей и нормальной компонент жидкости с др. стороны перегородки и генерируют волны второго звука (колебания темп-ры и энтропии). Метод Пешкова применён для обнаружения второго звука в сверхтекучем ^{3}He-*B* С. Т. Лу и Х. Кодзимой [4], а также волн намагниченности в сверхтекучем ^{3}He-A_1 Л. Р. Корруччини и Д. Ошеровым (L. R. Corruccini, D. Osheroff, 1980).



Опыт Дж. Доунта и К. Мендельсона: при быстром вытекании сверхтекучего жидкого гелия *1* из закрытого сосуда Дьюара *2* через мелкопористую пробку температура в сосуде повышалась (примерно на 0,01 К); *Т* — термометр сопротивления, *П* — пробка из мелкого корунда, *С* — струя гелия. Перед опытом сосуд был погружён в жидкий сверхтекучий ^{3}He *3*.

Лит.: 1) Daunt J. G., Mendelssohn K., Surface transport in liquid helium 2, «Nature», 1939, v. 143, № 3626, p. 719; 2) Зиновьева К. Н., Гелий жидкий, в кн.: Физический энциклопедический словарь, т. 1, М., 1960, с. 401; 3) Пешков В. М., Изучение свойств второго звука, «ЖЭТФ», 1948, т. 18, с. 867; 4) Lu S. T., Kojima H., Observation of second sound in superfluid ^{3}He-*B*, «Phys. Rev. Lett.», 1985, v. 55, p. 1677.

В. П. Минеев.

МЕХАНОСТРИКЦИЯ — дополнит. деформация, возникающая в упорядоченных магнетиках (ферро-, ферри- и антиферромагнетиках) при наложении на них механич. напряжений. Наложение напряжений приводит к перераспределению магн. моментов *доменов*, что ведёт к изменению намагниченности, а это в свою очередь через посредство *магнитострикции* даёт дополнит. деформацию. Вклады в М. (как и в вызванную магн. полем магнитострикцию λ) в общем случае определяются процессами, связанными и со смещением границ доменов, и с вращением результирующих векторов самопроизвольной намагниченности $\boldsymbol{M}_s$ доменов (см. *Намагничивание*). Чаще всего речь идёт о продольных деформациях: растяжение (напряжение $\sigma > 0$) — сжатие ($\sigma < 0$). В случае $\sigma > 0$ прямая *AO* на рис. 1 характеризует относительное упругое удлинение ε_e образца в зависимости от σ; тогда кривая *OBC* — зависимость от σ полного удлинения $\varepsilon = \varepsilon_m + \varepsilon_e$, где ε_m и есть М. В магнитомягких материалах кривая *OB* идёт круче, в менее мягких — более полого (*OB'*), т. к. смещение доменных стенок в последних затруднено и отступление от *Гука закона* в них проявляется не так заметно. Наложение на образец с $\lambda > 0$ магн. поля вызовет его магнитострикцию *OD*, и при последующем росте σ явление опишется кривой *DBC*, а М. окажется соответственно меньше.

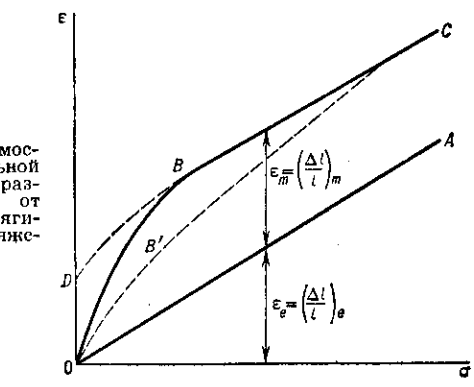


Рис. 1. Зависимости относительной деформации ε образца магнетика от внешнего растягивающего напряжения σ.

М. может только увеличивать общую деформацию. Это связано с тем, что при упругом растяжении в случае $\lambda > 0$ векторы $\boldsymbol{M}_s$ доменов образца поворачиваются вдоль направления растяжения; в случае $\lambda < 0$ векторы $\boldsymbol{M}_s$ стремятся расположиться в плоскости, перпендикулярной направлению растяжения,— при этом М., «поперечная» к векторам $\boldsymbol{M}_s$, будет также положительна. Из теории следует, что явление М. связано со знаком магнитоупругой энергии — произведения $\lambda_s\sigma$, где λ_s — магнитострикция насыщения. У соединений, содержащих редкоземельные элементы и обладающих большой ($\sim 10^{-3}$) величиной λ_s, знак величины $\lambda_s\sigma$ определяет зависимость М. от напряжения и магн. поля.

В ряде *инварных сплавов* и редкоземельных сплавов и соединений, особенно вблизи темп-р *магнитных фазовых переходов*, упругие деформации вызывают заметное изменение не только направления, но и величины $\boldsymbol{M}_s$, что через посредство объёмной магнитострикции ω парапроцесса может приводить к добавочной М.— за счёт «механопарапроцесса».

С М. непосредственно связан ΔE-эффект — зависимость модуля упругости E изотропных (поликристаллич. или аморфных) ферро-, ферри- и антиферромагнетиков от величины магн. поля. В отсутствие внеш. магн. поля, когда векторы $\boldsymbol{M}_s$ доменов «свободны», механич. напряжение, наложенное на образец, вызывает обычно упругое удлинение ε_e и удлинение ε_m магнитострикционной природы, т. е. $E_0 = \sigma/(\varepsilon_e + \varepsilon_m)$, где E_0 — модуль упругости упорядоченного магнетика в размагниченном состоянии. Наложение сильного магн. поля, закрепляя все векторы $\boldsymbol{M}_s$ и вызывая магнитострикцию насыщения λ_s, сводит к нулю ε_m; т. е. модуль E_s магнетика, намагниченного до «технического» насыщения, равен E_e — модулю при отсутствии М. Макс. ΔE-эффект $\Delta E/E_0 = (E_s - E_0)/E_0$. Расчёты показывают, что $\Delta E/E_0 = A\lambda_s^2\chi_0 E_s/M_s^2$, где χ_0 — нач. восприимчивость данного процесса намагничивания, $A \approx 1$ (численная константа). Т. о., макс. ΔE-эффект велик в материалах с большой магнитострикцией, малой магнитокристаллич. анизотропией, малыми внутр. напряжениями. Напр., у отожжённого Ni $\Delta E/E_0 = 19$—22%. У соединений с большой λ_s ($Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$ и UFe_2) обнаружен ΔE-эффект, достигающий 160%.

Вычисление зависимости ΔE-эффекта от магн. поля H представляет собой более сложную задачу, оно возможно, если известна ф-ция распределения векторов $\boldsymbol{M}_s$ всех доменов образца. У ряда магнетиков в сравнительно слабых полях можно наблюдать уменьшение модуля E_H от значения E_0 и только затем его рост до E_m. Это т. н. **отрицательный** ΔE-эффект, к-рый связывают с преодолением задержки смещения границ доменов и др. подобными процессами.

У ферромагнетиков в нек-рой области темп-р T выше темп-ры Кюри θ модуль E обычно меняется с темп-рой линейно. Экстраполяция его значений на область $T < \theta$ даёт значения «парамагнитного» модуля E_p. Для мн. магнетиков $E_s \approx E_p$. Но во мн. случаях, напр. у Ni, на графике $E(T)$ в районе θ заметен небольшой «положительный» избыток: при $T < \theta$ величина E_s несколько больше E_p. В общем случае на таком графике при $T = \theta$ могут наблюдаться как положительный, так и отрицательный изломы и, кроме того, более или менее размытый скачок модуля δE того или иного знака, также связанный с добавочной М. На рис. 2 такая зависимость показана для инварного сплава $Ni_{0,36}Cr_{0,12}Fe_{0,52}$, имеющего $\theta = 347$ К. В районе $T = \theta$ виден небольшой скачок значения E ($\delta E \approx 0{,}3\%$ от E_0). На

рис. E_H соответствует отрицат. ΔE-эффекту в слабом поле $H = 0{,}67$ кА/м, $E_{H'}$ — модуль в большем поле (2,7 кА/м), E_s соответствует «техническому» насыщению в поле 20 кА/м, E_ω — значение, рассчитанное по магнитострикц. и магн. данным с учётом добавочной М., соответствующее очень большому полю. Значит.

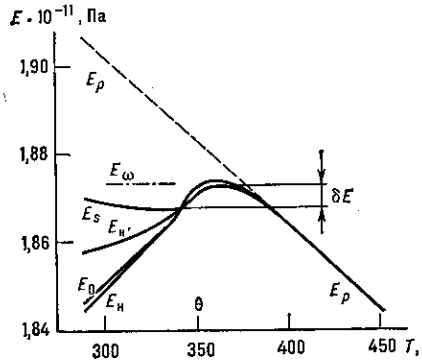


Рис. 2. Зависимости модуля упругости E поликристаллического образца инварного сплава Fe—Ni—Cr от температуры T в различных магнитных полях.

разница между E_p и E_ω объясняется явлением спонтанной магнитострикции: возникающим при $T = \theta$ и зависящим от темп-ры изменением параметров кристаллич. решётки магнетика, связанным с действием обменных сил. Подобное явление наблюдается также в ферри- и антиферромагнетиках.

Во многом аналогичная ΔE-эффекту зависимость модуля сдвига G изотропных магнетиков носит назв. ΔG-эффекта. При исследовании упругих свойств монокристаллов магнитоупорядоченных веществ в зависимости от магн. поля рассматривается поведение или модуля E вдоль данного направления в кристалле, или, чаще, упругих констант кристалла (см. *Гука закон*).

Лит.: Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.— Л., 1948; Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, 2 изд., М., 1957; Катаев Г. И., О ферромагнитной аномалии модуля Юнга и модуля сдвига сплавов инварного класса, «Физ. мет. и металловед.», 1961, т. 11, с. 375; Новиков В. Ф., Долгих Е. В., Механострикция высокомагнитострикционных соединений редкоземельных металлов с железом, «ФТТ», 1984, т. 26, с. 214; Катаев Г. И. и др., Влияние магнитного поля на модуль упругости гексагонального ферромагнетика с анизотропией типа «легкая плоскость» (на примере монокристалла $Tb_{0,4}$ $Gd_{0,6}$), «ЖЭТФ», 1985, т. 89, с. 1416.

Г. И. Катаев.

МЕ́ЧЕНЫЕ А́ТОМЫ — то же, что *изотопные индикаторы*.

МЕЩЁРСКОГО УРАВНЕ́НИЯ — дифференц. ур-ния движения материальной точки перем. массы (см. *Механика тел переменной массы*).

МИ ТЕО́РИЯ — теория рассеяния (дифракции) плоской эл.-магн. волны на однородной сфере произвольного размера. Подробно разработана Г. Ми (G. Mie) в 1908.

Плоскую эл.-магн. волну, облучающую сферу, можно представить как суперпозицию сферич. волн, выходящих из центра сферы. Каждая из этих элементарных волн поляризует сферу и возбуждает в ней вторичную волну, к-рая излучается сферой. Эти вторичные волны и образуют рассеянный свет. Амплитуда, фаза и поляризация вторичной волны являются сложными ф-циями двух параметров $\rho = ka$ (a — радиус частицы, k — волновое число) и комплексного показателя преломления $n = n' - i\varkappa$ (n' — вещественный показатель преломления, $\varkappa$ — показатель поглощения). Вторичные волны наз. парциальными волнами М и. Полная интенсивность рассеянного света определяется суммой бесконечного числа парциальных волн. При $ka \ll 1$ и $|n|ka \ll 1$ существен только первый член ряда, т. е. электрич. диполь, и М. т. приводит к ф-ле Рэлея (см. *Рассеяние света*). Если $ka \ll 1$, но $|n|ka$ не мало, то при $|n|ka = m\pi$ (m — целое число) сечение рассеяния резко возрастает до $6\pi a^2$ (резонансы М и). При увеличении размеров частицы интенсивность последующих парциальных эл.-магн. волн возрастает, а интенсивности волн с меньшими номерами осциллируют, причём амплитуда осцилляций убывает с ростом номера волны $\sim 1/l$. Для больших частиц ($ka > 1$) число учитываемых парциальных волн $\sim ka$.

Суммы, входящие в ф-лы для рассеянных полей, являются комплексными выражениями, к-рые в данном направлении (ϑ, φ) обладают разл. фазами. Это означает, что рассеянный свет эллиптически поляризован (падающий — линейно), причём эта поляризация в разных направлениях различна. Первая электрич. парциальная волна поляризована линейно. Линейная поляризация будет в общем случае в направлениях $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Этот важный вывод из М. т. многократно проверялся и подтверждался в опытах с коллоидными растворами.

Полный коэф. рассеяния частицы в М. т. также представляется суммой коэф. для отдельных парциальных волн. Для больших частиц ($ka \gg 1$) показатель ослабления света $\varepsilon = 2\pi a^2$, т. е. он не зависит от λ и равен удвоенному поперечнику сферич. частицы $2\pi a^2$. Это объясняется тем, что половина ослабления происходит за счёт рассеяния и поглощения внутри частицы, а другая, тоже πa^2, вызвана дифракцией (рассеянием) света на контуре частицы [1, 2, 3].

Форма индикатрисы рассеяния света $x(\gamma)$ на сфере (γ — угол рассеяния) также зависит от ka и n. Для рэлеевских частиц $x(\gamma) \backsim (1 + \cos^2\gamma)$, индикатриса имеет симметричную форму. С ростом ka, индикатриса приобретает многолепестковую форму, вытягиваясь вперёд. При $ka \to \infty$ вокруг частицы образуется дифракц. конус, угол раствора к-рого $\gamma^* \sim 1/ka$. В дифрагиров. пучке наблюдается система постоянно убывающих тёмных и светлых колец, т. н. венцы. Обычно в реальной дисперсной системе вместо венцов в области малых углов происходит постепенное уменьшение интенсивности рассеяния. Это распределение интенсивности можно «обернуть», т. е. восстановить по нему ф-цию распределения частиц по размерам. Основанный на этой идее метод малых углов [4] используется в разнообразных технол. и геофиз. задачах.

С ростом ka изменяется также характер поляризации рассеянного света. Рэлеевская (линейная) поляризация, сильно осциллируя, постепенно приближается к поляризации, соответствующей геом. оптике. При углах $\gamma < 70°$ она оказывается отрицательной (т. е. плоскость преимущественной поляризации совпадает с плоскостью рассеяния), затем резко возрастает, максимальна при $\gamma = 90°$ и далее, при $\gamma \to 180°$, стремится к нулю.

М. т. обобщена и на неоднородные сферы, на эллипсоиды вращения и трёхмерные эллипсоиды, на системы частиц случайной формы и ориентации. Точного решения задач дифракции на таких частицах нет, но разработано много приближённых методов расчёта [1—5]. М. т. служит основой изучения рассеяния света всех диапазонов, а также радиоволн; используется в оптике дисперсных сред, геофизике, радиофизике.

Лит.: 1) Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.— Л., 1951; 2) Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961; 3) Kerker M., The scattering of light and other electromagnetic radiation, N. Y.— L., 1969; 4) Шифрин К. С., Введение в оптику океана, Л., 1983; 5) Борен К., Хафмен Д., Поглощение и рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1986.

К. С. Шифрин.

МИГРА́ЦИЯ ЭНЕ́РГИИ (от лат. migratio — перемещение) — один из процессов *переноса энергии* в конденсиров. средах, при к-ром энергия электронного возбуждения безызлучательно передаётся от возбуждённой частицы (молекулы, атома, иона) к такой же, но не возбуждённой частице, находящейся от первой на расстоянии, меньшем длины волны излучения. Многократное повторение этого процесса за время жизни возбуждённого состояния с участием большого числа иден-

тичных частиц приводит к пространственному перемещению возбуждения.

Взаимодействие возбуждённой частицы с невозбуждённой может быть мультипольным (диполь-дипольным, диполь-квадрупольным и т. д.) или обменным, возникающим при перекрывании электронных оболочек взаимодействующих частиц. Электронное возбуждение называется нелокализованным, если получившая энергию частица передаёт её др. частице так быстро, что за время жизни возбуждённого состояния этой частицы не успевает установиться квазиравновесие между возбуждённой частицей и окружающей средой (см. *Экситон*). В противном случае говорят о локализованном электронном возбуждении и вводят понятие скорости переноса, к-рая для обменного взаимодействия убывает с расстоянием экспоненциально; при эл.-магн. взаимодействии эта скорость $\sim R^{-m}$, где R — расстояние между взаимодействующими частицами, а $m = 6, 8, 10$ для диполь-дипольного, диполь-квадрупольного и квадруполь-квадрупольного взаимодействий соответственно.

Т. о., процессы М. э. характерны для сред с достаточно большой концентрацией частиц, введённых в оптически инертный растворитель (жидкость, стекло, кристалл). М. э. является одним из механизмов деполяризации люминесценции (см. *Поляризованная люминесценция*), она также проявляется в заплывании спектральных провалов и *уширении спектральных линий* люминесценции, появляющемся после селективного воздействия возбуждающего излучения на неоднородно уширенные спектральные контуры.

М. э., сближая возбуждённые частицы с невозбуждёнными частицами др. сорта, форсирует также др. процессы безызлучательного переноса энергии — *тушение люминесценции*, сенсибилизацию люминесценции (см. *Кооперативная люминесценция*) и процессы взаимодействия частиц в возбуждённых состояниях. М. э. в значит. степени определяет возможности приборов на основе люминесцирующих веществ и, в частности, возможности *твердотельных лазеров*. Она играет также большую роль в биол. процессах, напр. в процессах фотосинтеза.

Лит.: Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения, Л., 1977; Агранович В. М., Галанин М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978; Бурштейн А. И., Концентрационное тушение некогерентных возбуждений в растворах, «УФН», 1984, т. 143, с. 553; Жевандров Н. Д., Оптическая анизотропия и миграция энергии в молекулярных кристаллах, М., 1987. *В. А. Смирнов, И. А. Щербаков.*

МИДЕЛЕВОЕ СЕЧЕ́НИЕ (мидель) — для движущегося в воде или воздухе тела (напр., торпеды, корпуса судна, фюзеляжа самолёта, ракеты) наибольшее по площади сечение этого тела плоскостью, перпендикулярной направлению движения. К площади М. с. обычно относят действующую на тело силу сопротивления. Под площадью М. с. понимают также площадь проекции тела на плоскость, перпендикулярную направлению его движения.

МИ́КРО... (от греч. mikrós — малый) — приставка к наименованию единицы измерения для образования наименования *дольной единицы*, составляющей одну миллионную долю от исходной единицы. Обозначается мк, μ. Напр., 1 мкс (микросекунда) = 10^{-6} с.

МИКРОВОЛНО́ВАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — область радиоспектроскопии, в к-рой спектры атомов и молекул в газовой фазе исследуют в диапазоне от дециметровых до субмиллиметровых длин волн (10^8 — 10^{12} Гц). Объектами М. с. являются вращательные и НЧ колебательные спектры молекул, молекулярных ионов, комплексов и радикалов, тонкая и сверхтонкая структура молекулярных спектров, спектры тонкой и сверхтонкой структуры атомов и ионов, электронные спектры возбуждённых атомов (см. *Молекулярные спектры*, *Атомные спектры*). В микроволновых спектрометрах используют монохроматические, перестраиваемые по частоте источники излучения — генераторы СВЧ (напр., *лампы обратной волны*, генераторы на основе *Ганна эффекта*); микроволновые спектры атомов и молекул регистрируют приёмниками СВЧ, оптоакустич. приёмниками, детекторами атомных и молекулярных пучков и др., что обусловлено разнообразием объектов и методов и желанием достигнуть в каждом случае макс. чувствительности спектрометров.

Применение когерентных источников излучения позволяет наблюдать методами М. с. весьма узкие спектральные линии, т. е. достигать высокого спектрального разрешения. Типичные ширины линий, обусловленные столкновениями частиц в газе,— от 10 МГц до 1 МГц при давлениях от 1 до 10^2 Па. При разрежении газа ширины линий определяются *Доплера эффектом* при движении частиц и соударениями со стенками поглощающей ячейки, они составляют в микроволновом диапазоне от 1 МГц до 0,1 МГц. Для дальнейшего сужения линий применяют ряд способов устранения доплеровского уширения. Ширины линий в таких субдоплеровских спектрометрах определяются временем взаимодействия частиц с полем излучения (см. *Неопределённостей соотношения*). В *молекулярных и атомных пучках*, перпендикулярных направлению распространения излучения, ширины линий достигают 10—0,2 КГц, а при пленении частиц в областях размером менее длины волны линии сужаются до 0,01 Гц (т. н. сужение Дикке). Относит. погрешности измерения частот спектральных линий равны 10^{-8} в газовых спектрометрах и достигают 10^{-10} и 10^{-13} в субдоплеровских спектрометрах.

Благодаря малой ширине наблюдаемых спектральных линий и высокой точности измерения частот радиометодами М. с. используют для получения наиб. точных значений ряда атомных и молекулярных констант (напр., моментов инерции молекул, величин сверхтонкого расщепления уровней энергии в атомах, дипольных моментов молекул и др.) и наблюдения малых смещений и расщеплений уровней энергии, обусловленных тонкими взаимодействиями частиц (напр., эффектов нежёсткости молекул, *лэмбовского сдвига* уровней в атомах, квадрупольной и магн. структуры уровней в молекулах).

В простейшем микроволновом спектрометре излучение генератора СВЧ пропускают через волноводную ячейку, заполненную исследуемым газом, и направляют на приёмник излучения, сигнал к-рого, пропорциональный принимаемой мощности, подаётся на регистрирующий прибор. Линии поглощения в газе регистрируют по уменьшению приходящей на приёмник мощности излучения определённых частот. Для повышения чувствительности спектрометров используют модуляцию частот спектральных линий, действуя на частицы электрич. (*Штарка эффект*) или магн. (*Зеемана эффект*) полем и выделяя сигнал на частоте модуляции. В миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах используют модуляцию частоты излучения источника и приём сигналов от линий поглощения по модуляции давления исследуемого газа при поглощении им модулиров. излучения (см. *Субмиллиметровая спектроскопия*). Большой запас чувствительности позволяет исследовать, напр., спектры нестабильных молекул, запрещённые спектры молекул, а также применять М. с. для молекулярного и изотопного спектрального анализов. Повышения чувствительности в разл. микроволновых спектрометрах достигают также накачкой вспомогат. излучения (т. н. *двойной резонанс*), сортировкой частиц по состояниям (см. *Молекулярный генератор*) и др.

М. с. применяют для получения из вращат. спектров сведений о строении и динамике молекул, их хим. и изотопном составе, а при действии электрич. или магн. полей — дипольных моментов, поляризуемостей и магн. восприимчивостей молекул. Из исследований сверхтонкой структуры молекулярных спектров получают сведения о квадрупольных и магн. моментах ядер и

о внутр. полях в молекуле. Исследования уширения и сдвига молекулярных и атомных линий при соударениях в газе дают информацию о взаимодействиях частиц. Точное измерение частот переходов в простейших квантовых системах позволяет оценить точность фундам. теорий. Микроволновые спектральные линии нек-рых молекул и атомов наблюдают в космич. пространстве с помощью радиотелескопов, они дают информацию о составе межзвёздного вещества, хим. процессах и физ. условиях в разл. областях космич. пространства.

Лит.: Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Modern aspects of microwave spectroscopy, ed. by G. W. Chantry, L.— [a.o.], 1979; Gordy W., Cook R. L., Microwave molecular spectra, N. Y., 1984.

А. Ф. Крупнов.

МИКРОВОЛНО́ВОЕ ФО́НОВОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (реликтовое излучение) — космич. излучение, имеющее спектр, характерный для *абсолютно чёрного тела* при темп-ре ок. 3 К; определяет интенсивность фонового излучения Вселенной в диапазоне сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. Характеризуется высочайшей степенью изотропии (интенсивность практически одинакова во всех направлениях). Открытие М. ф. и. [А. Пензиас (A. Penzias), Р. Вильсон (R. Wilson), 1965] подтвердило т. н. *горячей Вселенной теорию*, дало важнейшее эксперим. свидетельство в пользу представлений об изотропии расширения Вселенной и её однородности в больших масштабах (см. *Космология*).

Согласно теории горячей Вселенной, вещество расширяющейся Вселенной имело в прошлом намного более высокую плотность, чем ныне и чрезвычайно высокую темп-ру. При $T > 10^8$ К первичная плазма, состоявшая из протонов, ионов гелия и электронов, непрерывно излучающих, рассеивающих и поглощающих фотоны, находилась в полном термодинамич. равновесии с излучением. В ходе последующего расширения Вселенной темп-ра плазмы и излучения падала. Взаимодействие частиц с фотонами уже не успевало за характерное время расширения заметно влиять на спектр излучения (*оптическая толщина* Вселенной по *тормозному излучению* к этому времени стала много меньше единицы). Однако даже при полном отсутствии взаимодействия излучения с веществом в ходе расширения Вселенной чернотельный спектр излучения остаётся чернотельным, уменьшается лишь его темп-ра. Пока темп-ра превышала 4000 К, первичное вещество было полностью ионизовано, пробег фотонов от одного акта рассеяния до другого был много меньше *горизонта событий* во Вселенной. При $T < 4000$ К произошла рекомбинация протонов и электронов, плазма превратилась в смесь нейтральных атомов водорода и гелия. Вселенная стала полностью прозрачной для излучения. В ходе её дальнейшего расширения темп-ра излучения продолжала падать, но чернотельный характер излучения сохранился как реликт или «память» о раннем периоде эволюции мира. Это излучение было обнаружено сначала на волне 7,35 см, а затем и на др. волнах (от 0,6 мм до 50 см).

Темп-ра М. ф. и. с точностью до 10% оказалась равной 2,7 К. Ср. энергия фотонов этого излучения крайне мала — в 3000 раз меньше энергии фотонов видимого света, но число фотонов М. ф. и. очень велико. На каждый атом во Вселенной приходится $\sim 10^9$ фотонов М. ф. и. (в ср. 400—500 фотонов/см^3).

Наряду с прямым методом определения темп-ры М. ф. и.— по кривой распределения энергии в спектре излучения (см. *Планка закон излучения*) — существует также косвенный метод — по населённости ниж. уровней энергии молекул в межзвёздной среде. При поглощении фотона М. ф. и. молекула переходит из осн. состояния в возбуждённое. Чем выше темп-ра излучения, тем выше плотность фотонов с энергией, достаточной для возбуждения молекул, и тем большая их доля находится на возбуждённом уровне. По кол-ву возбуждённых молекул (населённости уровней) можно судить о темп-ре возбуждающего излучения. Так, наблюдения оптич. линий поглощения межзвёздного циана (CN) показывают, что его ниж. уровни энергии населены так, как будто молекулы CN находятся в поле трёхградусного чернотельного излучения. Этот факт был установлен (но не понят в полной мере) ещё в 1941, задолго до обнаружения М. ф. и. прямыми наблюдениями.

Ни звёзды и радиогалактики, ни горячий межгалактич. газ, ни переизлучение видимого света межзвёздной пылью не могут дать излучения, приближающегося по свойствам к М. ф. и.; суммарная энергия этого излучения слишком велика, и спектр его не похож ни на спектр звёзд, ни на спектр радиоисточников (рис. 1). Этим, а также практически полным отсутствием флуктуаций интенсивности по небесной сфере (мелкомасштабных угл. флуктуаций) доказывается космологич. реликтовое происхождение М. ф. и.

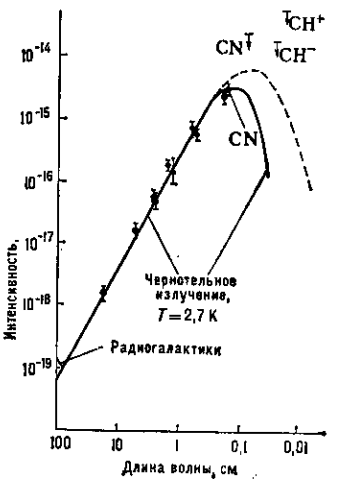


Рис. 1. Спектр микроволнового фонового излучения Вселенной [интенсивность в эрг/(см^2·с·ср·Гц)]. Эксперим. точки нанесены с указанием погрешностей измерений. Точки CN, CH соответствуют результатам определения верхней границы (показана стрелкой) температуры излучения по населённости уровней соответствующих межзвёздных молекул.

Флуктуации М. ф. и. Обнаружение небольших различий в интенсивности М. ф. и., принимаемого от разных участков небесной сферы, позволило бы сделать ряд выводов о характере первичных возмущений в веществе, приведших в дальнейшем к образованию галактик и скоплений галактик. Совр. галактики и их скопления образовались в результате роста незначительных по амплитуде неоднородностей плотности вещества, существовавших до рекомбинации водорода во Вселенной (см. *Первичные флуктуации* во Вселенной). Для любой космологич. модели можно найти закон роста амплитуды неоднородностей в ходе расширения Вселенной. Если знать, каковы были амплитуды неоднородности вещества в момент рекомбинации, можно установить, за какое время они могли вырасти и стать порядка единицы. После этого области с плотностью, значительно превышающей среднюю, должны были выделиться из общего расширяющегося фона и дать начало галактикам и их скоплениям (см. *Крупномасштабная структура Вселенной*). «Рассказать» об амплитуде начальных неоднородностей плотности в момент рекомбинации может лишь реликтовое излучение. Поскольку до рекомбинации излучение было жёстко связано с веществом (электроны рассеивали фотоны), то неоднородности в пространственном распределении вещества приводили к неоднородностям плотности энергии излучения, т. е. к различию темп-ры излучения в разных по плотности областях Вселенной. Когда после рекомбинации вещество перестало взаимодействовать с излучением и стало для него прозрачным, М. ф. и. должно было сохранить всю информацию о неоднородностях плотности во Вселенной в период рекомбинации. Если неоднородности существовали, то темп-ра М. ф. и. должна флуктуировать, зависеть от направления наблюдения. Однако эксперименты по обнаружению ожидаемых флуктуаций пока не дали измеримых значений. Они позволяют показать лишь верх. пределы значений флуктуаций. В малых угл. масштабах (от одной угл. минуты до шести градусов дуги) флуктуа-

ции не превышают 10^{-4} К. Поиски флуктуаций М. ф. и. осложняются также тем, что вклад во флуктуации фона дают дискретные космич. радиоисточники, флуктуирует излучение атмосферы Земли и т. д. Эксперименты в больших угл. масштабах также показали, что темп-ра М. ф. и. практически не зависит от направления наблюдения: отклонения не превышают $4 \cdot 10^{-3}$ К. Полученные данные позволили снизить оценку степени анизотропии расширения Вселенной в 100 раз по сравнению с оценкой по данным прямых наблюдений «разбегающихся» галактик.

М. ф. и. как «новый эфир». М. ф. и. изотропно лишь в системе координат, связанной с «разбегающимися» галактиками, в т. н. сопутствующей системе отсчёта (эта система расширяется вместе с Вселенной). В любой др. системе координат интенсивность излучения зависит от направления. Этот факт открывает возможность измерения скорости движения Солнца относительно системы координат, связанной с М. ф. и. Действительно, в силу *Доплера эффекта* фотоны, распространяющиеся навстречу движущемуся наблюдателю, имеют более высокую энергию, нежели догоняющие его, несмотря на то, что в системе, связанной с М. ф. и., их энергии равны. Поэтому и темп-ра излучения для такого наблюдателя оказывается зависящей от направления: $T = T_0 [1 + (v/c) \cos \vartheta]$, где T_0 — средняя по небу темп-ра излучения, v — скорость наблюдателя, ϑ — угол между вектором скорости и направлением наблюдения.

Анизотропия реликтового излучения, связанная с движением Солнечной системы относительно поля этого излучения, к настоящему времени твёрдо установлена (рис. 2), она имеет дипольный характер; в направлении на созвездие Льва темп-ра М. ф. и. на $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ К превышает среднюю, а в противоположном направлении (созвездие Водолея) на столько же ниже средней. Следовательно, Солнце (вместе с Землёй) движется относительно М. ф. и. со скоростью ок. 400 км/с по направлению к созвездию Льва. Точность наблюдений столь высока, что экспериментаторы фиксируют скорость движения Земли вокруг Солнца, составляющую 30 км/с. Учёт скорости движения Солнца вокруг центра Галактики позволяет определить скорость движения Галактики относительно М. ф. и. Она составляет $\approx$600 км/с. В принципе, существует метод, позволяющий определить скорости богатых скоплений галактик относительно реликтового излучения (см. *Скопления галактик*).

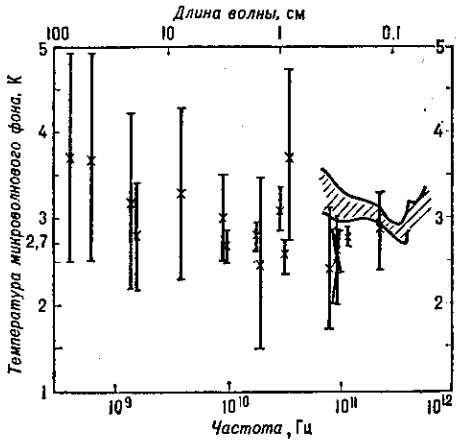


Рис. 2. Распределение яркости микроволнового фонового излучения на небесной сфере. Цифры характеризуют отклонения от средней по всей сфере температуры микроволнового фона в мК.

Спектр М. ф. и. На рис. 1 приведены существующие эксперим. данные о М. ф. и. и планковская кривая распределения энергии в спектре равновесного излучения абсолютно чёрного тела с темп-рой $\approx$2,7 К. Эксперим. точки хорошо согласуются с теоретич. кривой, что служит веским подтверждением модели горячей Вселенной.

Отметим, что в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн измерения темп-ры М. ф. и. возможны с поверхности Земли. В миллиметровом и особенно в субмиллиметровом диапазонах излучение атмосферы препятствует наблюдениям М. ф. и., поэтому измерения проводятся широкополосными болометрами, установленными на воздушных шарах (баллонах) и ракетах. Ценные данные о спектре М. ф. и. в миллиметровой области получены из наблюдений линий поглощения молекул *межзвёздной среды* в спектрах горячих звёзд. Выяснилось, что осн. вклад в плотность энергии М. ф. и. даёт излучение с длиной волны λ от 6 до 0,6 мм, темп-ра к-рого близка к 3 К. В этом диапазоне длин волн плотность энергии М. ф. и. $\mathscr{E}_\gamma = 0{,}25$ эВ/см^3. Один из экспериментов по определению флуктуаций М. ф. и., его дипольной компоненты и верх. границы квадрупольного излучения был осуществлён на ИСЗ «Прогноз-9» (СССР, 1983). Угл. разрешение аппаратуры составляло ок. 5°. Зарегистрированный тепловой контраст не превышал $5 \cdot 10^{-4}$ К.

Многие из космологич. теорий и теорий образования галактик, к-рые рассматривают процессы *аннигиляции* вещества и антивещества, диссипацию развитой *турбулентности*, крупномасштабных потенциальных движений, испарение первичных *чёрных дыр* малой массы, распад нестабильных элементарных частиц, предсказывают значит. энерговыделение на ранних стадиях расширения Вселенной. В то же время любое выделение энергии $\Delta\mathscr{E} > 1$—10% $\mathscr{E}_\gamma$ на этапе, когда темп-ра М. ф. и. менялась от $3 \cdot 10^8$ К до 3 К, должно было заметно исказить его чернотельный спектр. Т. о., спектр М. ф. и. несёт информацию о тепловой истории Вселенной. Более того, эта информация оказывается дифференцированной: выделение энергии на каждом из трёх этапов расширения ($3 \cdot 10^4 < T < 3 \cdot 10^8$ К; $4 \cdot 10^3 < T < 3 \cdot 10^4$ К; $3 < T < 4000$ К) вызывает специфич. искажение спектра. На первом этапе сильнее всего искажается спектр в ДВ-области, на втором и третьем — в коротковолновой. Свой вклад в искажение спектра в КВ-области вносит уже сам процесс рекомбинации. Фотоны, испускаемые при рекомбинации, обладают энергией ок. 10 эВ, что в десятки раз превышает ср. энергию фотонов равновесного излучения той эпохи (при $T \approx 4000$ К). Таких энергичных фотонов крайне мало ($\sim 10^{-9}$ от общего их числа). Поэтому *рекомбинационное излучение*, возникающее при образовании нейтральных атомов, должно было сильно исказить спектр М. ф. и. на волнах $\lambda \approx$ 250 мкм.

Ещё один нагрев вещество Вселенной могло испытать при образовании галактик. Спектр М. ф. и. при этом также мог измениться, поскольку рассеяние реликтовых фотонов на горячих электронах увеличивает энергию фотонов (см. *Комптона эффект*). Особенно сильные изменения происходят в этом случае в КВ-области спектра. Одна из кривых, демонстрирующих возможное искажение спектра М. ф. и., приведена на рис. 1 (шриховая кривая). Имеющиеся изменения в спектре М. ф. и. показали, что вторичный разогрев вещества во Вселенной произошёл много позже рекомбинации.

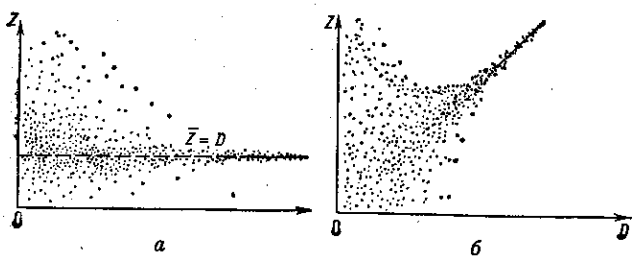
М. ф. и. и космические лучи. *Космические лучи* (протоны и ядра высоких энергий; ультрарелятивистские электроны, определяющие радиоизлучение нашей и др. галактик в метровом диапазоне) несут информацию о гигантских взрывных процессах в звёздах и ядрах галактик, при к-рых они рождаются. Как оказалось, время жизни частиц высоких энергий во Вселенной во многом зависит от фотонов М. ф. и., обладающих малой энергией, но чрезвычайно многочисленных — их в миллиард раз больше, чем атомов во Вселенной (это соотношение сохраняется в процессе расширения Вселенной). При столкновении ультрарелятивистских электронов космич. лучей с фотонами М. ф. и. происходит перераспределение энергии и импульса. Энергия

фотона возрастает во много раз, и радиофотон превращается в фотон рентг. излучения, энергия же электрона меняется незначительно. Поскольку этот процесс повторяется многократно, электрон постепенно теряет всю энергию. Наблюдаемое со спутников и ракет рентг. фоновое излучение, по-видимому, частично обязано своим происхождением этому процессу.

Протоны и ядра сверхвысоких энергий также подвержены воздействию фотонов М. ф. и.: при столкновениях с ними ядра расщепляются, а соударения с протонами приводят к рождению новых частиц (электрон-позитронных пар, пионов и т. д.). В результате энергия протонов быстро уменьшается до пороговой, ниже к-рой рождение частиц становится невозможным по законам сохранения энергии и импульса. Именно с этими процессами связывают практич. отсутствие в космич. лучах частиц с энергией $\gtrsim 10^{20}$ эВ, а также малое кол-во тяжёлых ядер.

Лит.: Зельдович Я. Б., «Горячая модель» Вселенной, «УФН», 1966, т. 89, с. 647; Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981.
Р. А. Сюняев.

МИКРОДОЗИМЕ́ТРИЯ — исследование микроскопич. распределения поглощённой энергии при воздействии *ионизирующего излучения* на объект (живой или неживой природы) и установление связи между параметрами этого распределения и откликом объекта на его облучение (радиационно-индуцированный эффект). Наблюдаемый радиац. эффект — результат сложных физ., физ.-хим. и биохим. процессов, вызванных поглощением энергии в его чувствит. структурах. Так, в полупроводниковых приборах чувствит. структурой может быть область *p — n-перехода*, или *гетероперехода*, в живом организме — клетка, в клетке— ядро, мембрана, хромосомы, молекула ДНК и т.п. В чувствит. областях возникают первичные «повреждения» (ионизация и возбуждение атомов и молекул, диссоциация молекул, выбивание атомов и ионов из узлов кристаллич. решётки и др.), дающие начало цепочкам превращений, к-рые в конечном счёте приводят к наблюдаемому макроскопич. эффекту. В этих условиях отклик на облучение должен определяться не столько поглощённой *дозой D*, сколько распределением поглощённой энергии $f(Z)$ по микрообъёмам для разных видов излучения. Осн. величиной в М. является т. н. уд. энергия Z, равная переданной энергии ϵ малому объёму вещества, отнесённой к массе m этого объёма: $Z = \epsilon/m$. Акты передачи энергии внутри микрообъёма при попадании в него заряж. частицы являются случайными событиями. Вероятностный характер поглощения приводит к флуктуациям Z, к-рые тем значительнее, чем меньше объём (рис. *а*, *б*), меньше доза излучения и чем больше линейные потери энергии (ЛПЭ) ионизирующих частиц. Величину флуктуаций можно проиллюстрировать на след. примерах: при дозе 10^{-2} Гр γ-излучения отклонение Z от ср. значения $\overline{Z}$ в объёме живой клетки $\sim 10\%$. При такой же дозе нейтронного излучения (значительно большие ЛПЭ) флуктуации таковы, что в 9 клетках из 10 $Z = 0$, а в каждой 10-й клетке может превышать $\overline{Z}$ в 10 раз; в объёме, занимаемом хромосомой (при той же дозе нейтронного излучения), $Z = 0$ в 999 хромосомах из 1000, а в одной из них может превысить $\overline{Z}$ в 1000 раз.



Флуктуации уд. энергии существенны для объёмов с линейными размерами ~ 1 мкм.

Переданная в микрообъём энергия равна разности между суммарной кинетич. энергией всех ионизирующих частиц, попавших в данный микрообъём, и энергией частиц, покинувших его (в сумме с увеличением энергии внутри объёма за счёт ядерных реакций). Ср. энергия по микрообъёмам рассматривается как интегральная доза D в объёме:

$$D = \lim_{\Delta m \to 0} \int_0^\infty f(Z)dZ.$$

Стохастич. аналог ЛПЭ — т. н. линейная энергия $y = \epsilon/l$, где l — ср. длина хорды рассматриваемого микрообъёма (измеряется в КэВ·мкм$^{-1}$). Распределение $f(Z)$, соответствующее определ. величине поглощённой дозы D, может быть записано в виде $f(Z, D)$. Пусть, напр., гибель клеток при облучении наступает тогда, когда уд. энергия Z в чувствит. объёме клетки превосходит нек-рое критич. значение $Z_{кр}$. При этом доля s клеток, выживших после облучения:

$$s(D) = \int_0^{Z_{кр}} f(Z,D)dZ.$$

В реальном случае, когда вероятность выживания клетки при поглощённой в её чувствит. объёме уд. энергии описывается как $\Psi(Z)$:

$$s(D) = \int_0^\infty f(Z,D)\Psi(Z)dZ.$$

Ф-ция $f(Z, D)$ может быть измерена или вычислена для разных микрообъёмов, а левые части соотношений найдены экспериментально.

М. применяют как для выявления закономерностей биол. действия разл. ионизирующих излучений, так и для оптим. планирования облучения в медицине. Микродозиметрич. метод используют также для исследований радиац. повреждений в твердотельной электронике.

Лит.: Иванов В. И., Лысцов В. Н., Основы микродозиметрии, М., 1979; Иванов В. И., Лысцов В. Н., Губин А. Т., Справочное руководство по микродозиметрии, М., 1986; Микродозиметрия. Доклад 36 МКРЕ, пер. с англ., М., 1988.
В. И. Иванов.

МИКРОКАНОНИ́ЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ ГИББСА — равновесное распределение вероятностей для статистич. ансамбля систем с заданной полной энергией $\mathscr{E}$ при пост. объёме V и пост. полном числе частиц N; соответствует микроканоническому ансамблю Гиббса. Установлено Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1901 для случая классич. статистики как один из осн. законов *статистической физики*.

В классич. статистич. механике ф-ция распределения $f(p, q)$ зависит от координат и импульсов p, q всех частиц через *Гамильтона функцию* $H(p, q)$, к-рая является интегралом движения системы. Согласно М. р. Г., все микроскопич. состояния в узком слое энергии $\Delta\mathscr{E} \ll \mathscr{E}$ равновероятны, а вероятности др. состояний равны нулю, т. е.

$$f(p,q) = \begin{cases} W^{-1}(\mathscr{E}, N, V) \text{ при } \mathscr{E} \leqslant H(p,q) \leqslant \mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}, \\ 0 \text{ вне этого слоя,} \end{cases}$$

$W(\mathscr{E}, N, V)$ — статистич. вес, определяемый из условия нормировки (суммарная вероятность пребывания системы во всех состояниях равна 1). Следовательно,

$$W(\mathscr{E}, N, V) = (N!\,h^{3N})^{-1} \int_{H(p,q)} dpdq,$$

$$dpdq = dp_1 dq_1 \ldots dp_{3N} dq_{3N};$$

эта величина слабо зависит от ширины слоя $\Delta\mathscr{E}$, при больших N этой зависимостью можно пренебречь. В случае классич. механики можно перейти к пределу $\Delta\mathscr{E} \to 0$ и записать М. р. Г. в виде

$$f(p,q) = W^{-1}(\mathscr{E}, N, V)\delta(H(p,q) - \mathscr{E}),$$

$\delta(\mathscr{E})$ — дельта-функция Дирака. Статистич. вес связан с энтропией $S(\mathscr{E}, N, V)$ соотношением

$$W(\mathscr{E}, N, V) = \exp\{k^{-1}S(\mathscr{E}, N, V)\}.$$

В квантовой статистич. механике рассматривают ансамбль замкнутых, энергетически изолиров. систем с объёмом V и числом частиц N, имеющих одинаковую энергию $\mathscr{E}$ с точностью до $\Delta\mathscr{E}$. Величину $\Delta\mathscr{E}$ выбирают малой, но конечной, т. к. точная фиксация энергии в квантовой механике, в соответствии с *неопределённостей соотношением* между энергией и временем, потребовала бы бесконечного времени наблюдения. Предполагается, что для таких систем все квантовомеханич. состояния с энергией $\mathscr{E}_k$ от $\mathscr{E}$ до $\mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}$ равновероятны, а вне этого слоя их вероятность равна нулю. Такое распределение вероятности w состояний системы:

$$w(\mathscr{E}_k) = \begin{cases} W^{-1}(\mathscr{E}, N, V) & \text{при } \mathscr{E} \leqslant \mathscr{E}_k \leqslant \mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}, \\ 0 & \text{вне этого слоя,} \end{cases}$$

наз. М. р. Г. для квантового статистич. ансамбля. Здесь $W(\mathscr{E}, N, V)$ — статистич. вес, равный числу квантовых состояний в слое $\Delta\mathscr{E}$ при фиксиров. $\mathscr{E}$, N, V; он определяется из условия нормировки вероятности $\Sigma_k w(\mathscr{E}_k) = 1$. В квантовом случае также можно устремить $\Delta\mathscr{E}$ к нулю, такому М. р. Г. соответствует *статистический оператор* (матрица плотности) $\rho = W^{-1}\delta(\hat{H} - \mathscr{E})$, где $\hat{H}$ — гамильтониан системы.

М. р. Г. неудобно для практич. применений, т. к. для вычисления W нужно найти плотность распределения квантовых уровней для системы из большого числа частиц, что представляет собой сложную задачу. М. р. Г. важно для теоретич. исследований, т. к. из всех *Гиббса распределений* оно наиб. тесно связано с механикой. С помощью М. р. Г. доказывается теорема Гиббса о том, что малая подсистема большой системы, распределённой по М. р. Г., соответствует *каноническому распределению Гиббса*. Для конкретных задач удобнее рассматривать системы, находящиеся в тепловом контакте с окружающей средой, темп-ра к-рой постоянна (с термостатом), и применять канонич. распределение Гиббса или рассматривать системы, для к-рых возможен обмен энергией и частицами с термостатом, и использовать *большое каноническое распределение Гиббса*.

Лит. см. при ст. *Статистическая физика. Д. Н. Зубарев.*

МИКРОЛИТОГРАФИЯ — формирование микрорисунков на поверхности твёрдого тела. М. лежит в основе технологии *микроэлектроники*. Обычно М. включает: нанесение на поверхность твёрдого тела (подложку) тонкого слоя фоторезиста (материала, чувствительного к воздействию радиации); экспонирование отд. областей резиста соответственно заданному рисунку (фотошаблон) и проявление, т. е. удаление экспонированных (в позитивном процессе) или неэкспонированнах (в негативном процессе) областей резиста. В результате формируется фоторезистивная плёночная маска, в «окнах» к-рой осуществляется технол. обработка поверхностного слоя подложки. Затем фоторезист обычно удаляется. Подобная процедура при изготовлении *интегральной схемы* повторяется, причём каждый последующий рисунок точно совмещается с предыдущим. Чередование М. с др. приёмами (травление, кристаллизация, напыление плёнок, легирование, окисление и т. д.) позволяет создавать твердотельные структуры со сложной геометрией.

Важный показатель М.— разрешающая способность — характеризуется мин. шириной линий рисунка (проектной нормой). При возникновении М. (1958) проектная норма составляла 30—100 мкм, ко 2-й пол. 80-х гг. она достигла 1—2 мкм, а в эксперим. устройствах — 0,1 мкм. Формирование рисунка с шириной линий до 0,01—0,001 мкм (0,1—0,01 нм) наз. нанолитографией.

По характеру экспонирующего излучения выделяют фотолитографию, *рентгеновскую литографию*, электронолитографию и ионолитографию. Для фотолитографии наиб. критична длина волны λ излучения. В случае контактной печати (фотошаблон накладывается непосредственно на слой фоторезиста) разрешающая способность $\Delta x \approx 2\lambda$. Недостаток контактной печати — быстрое накопление дефектов в шаблоне и формируемых структурах. При проекц. печати $\Delta x = 1{,}22\lambda F$, где $F = 1/(2A)$, A — апертура проекц. системы. Наиб. широко распространены дуговые ртутные лампы ($\lambda = 330$—400 нм); для фотолитографии в глубокой УФ-области используют дейтериевые лампы ($\lambda = 200$—260 нм). Методы голографич. М. позволяют упростить оптич. системы и исключить влияние дефектов шаблона и пылинок.

Рентгенолитография практически свободна от волновых ограничений разрешающей способности. Последняя в данном случае ограничивается в осн. эффектами полутени: $\Delta x = S(d/D)$, где S — ширина зазора между шаблоном и пластиной, d — диаметр источника излучения, D — расстояние от источника до шаблона. Для достижения субмикронного разрешения необходимы проекц. рентг. системы с $S \leqslant 10$ мкм; при этом неоднородности эфф. величины зазора приводят к флуктуациям геом. искажений рисунка. Рентг. шаблоны представляют собой сложные структуры на тонкой мембране, проницаемой для рентг. излучения. Рисунок выполнен из металлич. плёнок, поглощающих рентг. излучение. Наиб. перспективно *синхротронное излучение* высокой интенсивности с малой расходимостью пучка, благодаря чему эффект полутени исключается.

При электронолитографии используют либо параллельный поток электронов (проекц. электронолитография), либо пучок электронов, сканирующий пластину (сканирующая электронолитография). Первый метод обладает более высокой производительностью, но требует сложных шаблонов и имеет ограниченную разрешающую способность. Второй позволяет достичь разрешения лучше 0,1 мкм (в экспериментах $\Delta x = 2$ нм) и формировать изображение без помощи шаблона путём прямого управления лучом с помощью ЭВМ. Разрешающая способность электронолитографии определяется рассеянием электронов в резисте и их обратным рассеянием в результате отражения от подложки. Для уменьшения этих явлений применяют двухслойные резисты. Осн. проблема, препятствующая широкому внедрению электронолитографии в массовое произ-во интегральных схем,— низкая производительность сканирующих систем. Поэтому обычно её применяют в сочетании с фотолитографией и рентгенолитографией. При этом электронолитографию используют для формирования шаблонов и отдельных, наиб. ответственных рисунков на пластинах.

Ионолитография обладает свойствами сканирующей электронолитографии, но эффект обратного рассеивания здесь выражен значительно слабее. Жидкометаллич. *ионные источники* создают плотные пучки. Сканирующие ионные системы используют для прямого формирования структуры интегральных схем без шаблонов. При этом ионный пучок, управляемый ЭВМ, осуществляет легирование полупроводника, вносит в него локальные радиац. повреждения, осуществляет травление подложки. Однако производительность в этом случае низкая.

Лит. см. при ст. *Микроэлектроника, Интегральная схема. В. Ф. Дорфман.*

МИКРОНАПРЯЖЕ́НИЯ — внутр. напряжения, существующие в кристаллах в отсутствие внеш. сил и уравновешенные в объёмах, малых по сравнению с

объёмом всего тела. Источники М.— несовершенства кристаллич. строения: точечные дефекты и их скопления, *дислокации* и др. Расчёт М., осуществляемый с помощью теории упругости, показывает, что дислокации — наиб. важные источники медленно убывающего дальнодействующего поля М. (напряжения от дислокаций убывают обратно пропорционально расстоянию r от её центра, в то время как напряжения от линейной цепочки точечных дефектов убывают как $1/r^2$, а от скопления точечных дефектов сферич. формы — как $1/r^3$).

В зависимости от взаимного расположения дислокаций вызываемые ими напряжения могут либо складываться, образуя макронапряжения, убывающие на расстояниях порядка размеров кристалла, либо компенсировать друг друга и убывать на расстояниях порядка расстояния между дислокациями, образуя микронапряжения. По мере приближения к дефекту напряжения возрастают по величине и могут достигать значений порядка предела прочности материала. На расстояниях, близких к центру дефекта, в области очень сильных искажений кристаллич. решётки смещения атомов настолько велики, что деформации достигают величины порядка единицы, понятие напряжений теряет определ. физ. смысл и для описания искажения возникает необходимость учёта дискретности среды, её конкретной атомарной структуры. М. определяют ряд физ. свойств кристаллов, и прежде всего закономерности их пластич. деформирования и разрушения.

МИКРОНЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ — мелкомасштабные плазменные неустойчивости, опасные для *удержания плазмы*, к-рые не приводят к немедленному разрушению равновесного состояния плазмы, а оказывают влияние на её удержание через процессы переноса — диффузию частиц и теплопроводность. Именно в результате развития М. п. появляются мелкомасштабные пульсации электрич., магн. полей и концентрации плазмы, к-рые увеличивают потоки частиц и тепла поперёк магн. поля, удерживающего плазму.

Класс М. п. весьма обширен. В него входят: семейство дрейфовых неустойчивостей (дрейфовая универсальная, дрейфово-диссипативная, дрейфово-температурная и т. д.), связанных с градиентами концентрации и темп-ры плазмы; неустойчивости типа Кельвина — Гельмгольца в движущейся как целое плазме с неоднородным профилем скорости; конусные неустойчивости, связанные с анизотропным распределением электронов и наличием конуса потерь; токово-конвективная неустойчивость и др. (см. *Неустойчивости плазмы*). Источниками энергии для М. п. могут служить неоднородность плазмы и удерживающего её магн. поля, неравновесные распределения частиц по скоростям, относительное движение заряж. компонент и пр.

Обычно коэф. переноса, обусловленные М. п., зависят не только от парных столкновений частиц, но гл. обр. от взаимодействий волна — частица и могут на много порядков превосходить их классич. значения (см. *Переноса процессы*); в этих случаях говорят об аномальных диффузии и теплопроводности плазмы. Теория аномального переноса даёт спектры колебаний, возбуждаемых М. п. на нелинейной стадии развития неустойчивости. Если возникающую вследствие М. п. турбулентность можно представить в виде суперпозиции большого числа слабо взаимодействующих между собой колебаний, то она описывается методом слабой турбулентности с использованием квазилинейного приближения. Часто *турбулентность плазмы* оказывается сильной, поэтому при расчётах спектральных характеристик флуктуаций используют перенормировочные теории и размерностные оценки. Коэф. аномальной диффузии $D_\perp \approx \lambda_m^2 \gamma_m$, где λ_m — длина волны, а γ_m — *инкремент* роста наиб. неустойчивой моды колебаний. В случае дрейфово-диссипативной М. п. этот коэф. $D_\perp$ порядка коэф. *Бома диффузии* $D_B = cT_e/16eH$.

Лит.: Rosenbluth M. N., Microinstabilities, в сб.: Plasma physics, Vienna, 1965, p. 485; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Михайловский А. Б., Неустойчивости неоднородной плазмы, в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1983.

Н. С. Ерохин.

МИКРОПРИЧИННОСТЬ (локальность) — фундам. свойство взаимодействующих полей в локальной *квантовой теории поля*, состоящее в исчезновении коммутатора (антикоммутатора) операторов бозе-(ферми-) поля $\varphi(x)$ в *Гейзенберга представлении*:

$$[\varphi(x),\ \varphi(y)]_{\mp} = 0 \qquad (1)$$

в точках пространства-времени, разделённых пространственноподобным *интервалом* $(x-y)^2 = (x_0-y_0)^2 - (\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y})^2 < 0$ (см. также *Локальная коммутативность*). Условие М. в формулировке Н. Н. Боголюбова, эквивалентное (1) с точностью до локализованных в точке $x=y$ членов (на массовой поверхности), имеет вид

$$\delta j(x)/\delta g(y) = 0,\ j(x) = i(\delta S/\delta g(x))S^+ \qquad (2)$$

в области $(x-y)^2 < 0$, а также при временах $x_0 < y_0$ в области $(x-y)^2 > 0$ (вне *светового конуса* и во внутренней его полости, обращённой в прошлое). Здесь $S = S(g)$ — *матрица рассеяния* как функционал классич. поля $g(x)$, роль к-рого могут играть неоператорные добавки к операторам поля, ф-ция включения взаимодействия и т. д. (знак «+» означает эрмитово сопряжение). Условия (1), (2) относятся ко всем, в т. ч. сколь угодно малым, значениям разности $x-y$, что и отражает приставка «микро-» в термине «М.».

Условия М. выполняют в аппарате квантовой теории поля многообразные ф-ции. В динамич. теории поля, основанной на полевом *лагранжиане* (*гамильтониане*), эти условия существенно ограничивают его структуру, приводя к необходимости локальности взаимодействия (отнесения операторов поля в лагранжиане к единой точке пространства-времени), отсутствия высших производных и т. п. Одновременно условия М. придают аппарату теории должную однозначность, фиксируя правила обхода особенностей амплитуд взаимодействия полей. В *аксиоматической квантовой теории поля* условия М. играют конструктивную роль одного из осн. постулатов, заменяющих в совокупности динамич. базис теории поля. Соответственно условия М. лежат в основе общего, не опирающегося на конкретные модели вывода аксиоматич. теории возмущений, аналитич. свойств амплитуд взаимодействий в комплексной плоскости энергетич. переменной, *дисперсионных соотношений* (см. также *Дисперсионных соотношений метод*), *теоремы CPT*, *Померанчука теоремы*, *Фруассара ограничения* и др.

Физ. первоосновой требования М. служит *причинности принцип*, запрещающий влияние данного события на все предшествующие события («будущее не влияет на прошлое»). Должно отсутствовать также взаимное влияние событий, разделённых пространственноподобным интервалом: их временна́я последовательность неабсолютна, и выбором системы отсчёта одно из них всегда может быть сделано предшествующим другому. Условия М. могли бы служить количеств. выражением принципа причинности при всех значениях $x-y$ лишь в случае физ. реализуемости понятия точечного (локализованного в определ. точке пространства-времени) события. Именно такой точечный характер имеют события в нерелятивистской теории (в *квантовой теории многих частиц*), когда соответствующий аналог требования М. допускает прямую физ. интерпретацию (см. *Крамерса — Кронига соотношения*).

Однако в релятивистской квантовой теории понятие точечного события лишено прямого физ. смысла. Это связано с *неопределённостей соотношениями*, устанавливающими ниж. границу протяжённости и длительности любого акта взаимодействия полей, измерения поля и т. п. Так, напр., координату покоящейся частицы мож-

но фиксировать лишь с точностью до её *комптоновской длины волны*. Поэтому условия М. имеют весьма ограниченный физ. смысл. Их следует рассматривать как формально-матем. требование, представляющее собой экстраполяцию физ. условия причинности в область малых расстояний и промежутков времени.

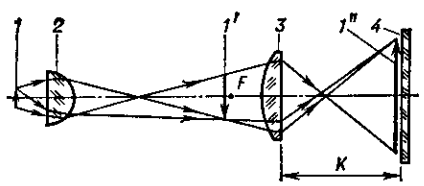
Отсюда следует возможность нарушения условий М. «в малом» без противоречия с физ. принципом причинности. Эта возможность составила основу *нелокальной квантовой теории поля*, получившей развитие в 1930—1960-х гг., когда трудности локальной теории поля осложнили её использование в теории элементарных частиц. Вместе с тем М. оказалась столь тесно связанной с др. фундам. свойствами квантованного поля (*релятивистской инвариантностью*, унитарностью), что для сохранения этих свойств в нелокальной теории потребовалась радикальная перестройка всего её аппарата. С др. стороны, предпринимались попытки (не приведшие к успеху) сформулировать «смягчённые» условия причинности — условия «макропричинности», явно учитывающие соотношения неопределённостей. Эти условия должны отличаться от (1) и (2) «в малом», допуская в области малых расстояний и промежутков времени ненаблюдаемые (вследствие соотношений неопределённостей) нарушения причинности.

Несмотря на отсутствие прямого физ. смысла условий М. «в малом», совр. теория фундам. взаимодействий, к-рая в значит. мере преодолела трудности локальной теории поля, использует эти условия вплоть до расстояний порядка квантово-гравитац. длины (*планковской длины*) 10^{-33} см. Проверка *квантовой электродинамики* и (с меньшей определённостью) дисперсионных соотношений подтвердила справедливость условий М. до расстояний порядка 10^{-16} см и промежутков времени до 10^{-26} с. Применимость этих условий и основанной на них локальной теории поля в области меньших масштабов, хотя и кажется очень вероятной в свете успехов совр. теории, требует ещё своего эксперим. обоснования.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Киржниц Д. А., Нелокальная квантовая теория поля, «УФН», 1966, т. 90, с. 129; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969; Нуссенцвейг Х. М., Причинность и дисперсионные соотношения, пер. с англ., М., 1976.

Д. А. Киржниц.

МИКРОПРОЕ́КЦИЯ — получение на экране оптич. изображений малых объектов с помощью микроскопа. Объектив *2* микроскопа (рис.) образует, как обычно,



увеличенное действительное изображение *1′* объекта *1*, к-рое при М. устанавливают перед передним фокусом окуляра *3*. Окуляр работает в этом случае как проекц. система и создаёт действительное изображение *1″* объекта в плоскости экрана *4*. При М. линейное оптич. увеличение

$$\beta = \beta_{об}\Gamma_{ок}\cdot K/250 \equiv \beta_{об}\cdot K/f'_{ок},$$

где $\beta_{об}$ и $\Gamma_{ок}$ — номинальные значения увеличений объектива и окуляра; $f'_{ок}$ — фокусное расстояние окуляра; K — расстояние от окуляра до экрана. Освещённость изображения $E = \tau B\pi A^2/\beta$, где τ — коэф. пропускания оптич. системы микроскопа, B — яркость источника света, A — апертура объектива. Для получения достаточной освещённости при М. требуются источники света высокой яркости.

М. применяется для демонстрации изображений одноврем. неск. наблюдателям, для удобства работы на ряде микроскопов. Наиб. распространена проекция на прозрачный экран (матовое стекло). М. используется также для получения изображений микрообъектов на светочувствит. слое фотоматериала (микрофотография и микрокинематография), на мишени передающей трубки (телевизионная микроскопия), на фотокатоде электронно-оптич. преобразователя (УФ- и ИК-микроскопия) и др.

Лит. см. при ст. *Микроскоп.*

Г. В. Папаян.

МИКРОПРОЦЕ́ССОР (МП) — программно-управляемое универсальное устройство для цифровой обработки дискретной и (или) аналоговой информации и управления процессом этой обработки, построенное на одной или неск. больших *интегральных схемах* (БИС). По существу, МП может выполнять те же функции, что и *процессор* ЭВМ (или его составная часть),— отсюда с учётом изготовления его по технологии микроэлектроники произошло назв. «МП».

Области применения МП определяются, с одной стороны, возможностями МП как БИС — компонента электронных схем, а с другой — возможностями МП по обработке информации и управлению этим процессом, присущими ЭВМ. В совокупности с БИС постоянного запоминающего устройства (ПЗУ), оперативного запоминающего устройства (ОЗУ) (см. *Памяти устройства*) и БИС управления вводом-выводом информации МП позволяет создавать универсальные ЭВМ, причём он выполняет функции процессора (организацию работы ЭВМ, логич. и арифметич. обработку информации). Др. область применения МП — специализиров. системы для сбора информации с объекта, её обработки и оптим. управления объектом. Примерами из этой области являются специализиров. управляющие МП (микроконтроллеры) и приборы со встроенной микропроцессорной системой ввода-вывода информации и её обработки (т. н. интеллектуальные приборы).

Спектр применений МП в физике определяется наряду с этим ещё двумя обстоятельствами. Во-первых, МП, работающий от внеш. источника энергии и управляющий состоянием замкнутой системы, способен управлять изменением её энтропии заданным образом [1]. Эта способность широко используется в автоматизиров. устройствах управления системами для оптимизации либо повышения эффективности происходящих в них процессов (напр., удержание на заданном уровне темп-ры печи, в контур управления нагревателем к-рой включён МП). Во-вторых, любой алгоритм обработки информации можно реализовать программно (с помощью выполнения соответствующей программы универсальным МП) либо аппаратурно (с помощью специализиров. МП, при разработке к-рого искомый алгоритм был реализован непосредственно в его электронной схеме). Последний способ обеспечивает макс. быстродействие алгоритма и представляет интерес в том случае, когда требуется обрабатывать информацию с частотой, превышающей частоту её обработки программным путём. Напр., для обработки изображений, следующих с частотой телевизионной развёртки, широко используется фурье-МП, аппаратурно реализующий алгоритмы быстрого преобразования Фурье.

МП характеризуются: полупроводниковой технологией изготовления интегральных схем, составляющих МП, их кол-вом; архитектурой (логич. организацией МП, определяющей процесс обработки информации в конкретном МП и включающей методы кодирования информации, состав, назначение и принципы взаимодействия аппаратурных средств МП); набором инструкций; ёмкостью адресуемой памяти; производительностью; стоимостью и др. [1, 2, 4, 5].

Первый МП — 4-разрядный Intel-4004 (фирма Intel, США) — появился в 1971 в ходе разработки программируемого калькулятора. Он состоял из 4 БИС, мог адресовать 4,5 кбайт памяти и имел 45 инструкций

со временем выполнения 10—20 мкс. За ним в 1974 последовал 8-разрядный МП, а в 1976 насчитывалось уже св. 50 разл. типов МП. К 1989 разрядность МП увеличилась до 16—32 бит, время выполнения инструкций снизилось до 0,1—2 мкс, объём адресуемой памяти увеличился до десятков Мбайт.

По числу БИС, составляющих МП, их можно условно разделить на два существенно различных класса: однокристальные и многокристальные.

Однокристальные МП (ОМП) — функционально законченные процессоры с фиксируемыми разрядностью и набором инструкций. При этом инструкциями процессора являются инструкции ОМП. Обычно архитектура систем, построенных непосредственно на основе таких МП, повторяет архитектуру МП. Для построения системы достаточно подключить к ОМП блоки ОЗУ, ПЗУ, управления вводом-выводом информации и тактового генератора. ОМП различаются типом шин [типом набора проводников, функционально предназначенных для передачи информац. и (или) управляющих сигналов] адреса и данных: раздельные шины адреса и данных позволяют одновременно передавать по ним коды адреса и данных; совмещённые шины адреса и данных позволяют передавать адрес и данные в разные моменты времени, причём сначала производится адресация, т. е. выбор источника или получателя информации, а затем обмен данными. Такой способ, несмотря на большую сложность, позволяет сократить кол-во проводников шины и уменьшить кол-во выводов ОМП, что весьма существенно при увеличении его разрядности.

ОМП различаются также по способу синхронизации при выдаче адреса и обмена данными. В синхронных системах все сигналы строго определены во времени и обмен ведётся без подтверждения факта получения или выдачи информации абонентом.

В синхронно-асинхронных системах передача адреса осуществляется синхронно, а обмен происходит при взаимном обмене источника информации и её получателя сигналами подтверждения приёма (передачи) информации по след. схеме:

— источник начинает цикл обмена, выставляя данные на шины, и с временно́й задержкой, необходимой для надёжной установки данных на линиях связи, выставляет сигнал **данные на шине**;

— получатель по сигналу **данные на шине** производит их запись и только после этого выставляет сигнал **данные получены** на соответствующую линию связи;

— источник, получив сигнал **данные получены**, снимает сигнал **данные на шине** и сами данные;

— получатель после снятия сигнала **данные на шине** снимает сигнал **данные получены**;

— источник после снятия сигнала **данные получены** завершает текущий цикл обмена.

Этот способ обеспечивает высокую надёжность обмена, т. к. менее чувствителен к помехам, сбоям и временны́м характеристикам как узлов, участвующих в обмене, так и линий связи.

Многокристальные (секционные) МП (СМП) — секции разрядности 2, 4, 8 или 16 бит с фиксиров. набором инструкций для построения процессора с изменяемой разрядностью слова и разл. архитектурой. СМП позволяют создавать специализиров. процессоры с наборами инструкций, ориентированными на определ. применение (напр., фурье-анализ, процедуры обработки данных). При этом каждая инструкция такого специализиров. процессора состоит из последовательности инструкций (программы) СМП. В этом случае принято называть инструкции СМП микроинструкциями, а процесс разработки инструкций процессора — микропрограммированием.

Наряду с удобствами применение СМП связано с определ. трудностями: требуется микропрограммирование инструкций процессора. Поэтому наиб. распространёнными являются ОМП. В то же время, благодаря микропрограммированию инструкций процессора, состоящего из СМП, можно достичь его макс. производительности. В этом направлении наиб. перспективна разработка процессоров с сокращённым набором инструкций RISC (от англ. Reduce Instruction Set).

Архитектура МП. Для программиста понятие архитектуры МП включает в себя совокупность аппаратурных, программных и микропрограммных возможностей МП, важных при его программировании (внеш. архитектура). Для разработчика микропроцессорной аппаратуры важными особенностями, с точки зрения архитектуры МП, являются его аппаратурная организация и логич. структура электронных схем, отд. блоков и связывающих их информац. шин (внутр. архитектура). Эти особенности могут быть отличными от внеш. архитектуры МП.

Существует два типа внутр. архитектуры процессора, построенного из СМП: вертикальная и горизонтальная. В случае вертикальной архитектуры секция является функционально законченным n-разрядным процессором (2, 4, 8 или 16 бит), допускающим наращивание разрядности слова объединением секций. При горизонтальной архитектуре построения процессора секция является одним из его узлов, объединяемых для получения n-разрядного процессора.

Внеш. архитектура МП, как правило, традиционна: один набор команд обрабатывает один набор данных — SISD (от англ. Single Instruction Single Data stream). Совр. МП в этом отношении предоставляют проектировщикам микропроцессорных систем новые возможности, т. к. большинство их имеет аппаратурные и программные средства для построения многопроцессорных систем. Так, становятся возможными архитектуры типов SIMD (от англ. Single Instruction Multiple Data stream), MISD (от англ. Multiple Instruction Single Data stream) и MIMD (от англ. Multiple Instruction Multiple Data stream).

Принцип функционирования МП. МП работает, выполняя т. н. циклы инструкций — последоват. извлечения из памяти (ОЗУ, ПЗУ) инструкций, управляющих работой МП, их анализ и исполнение. При этом в начале цикла МП обращается к памяти один раз для чтения инструкции, а затем при необходимости ещё неск. раз для чтения (записи) данных из памяти или ввода-вывода данных через устройства ввода-вывода информации (УВВ).

В ОМП обычно используется одна и та же шина для обращения к памяти и УВВ (рис. 1, *а*), причём в один и тот же момент времени может читаться или записываться только одна инструкция или слово данных, т. е. инструкции и данные обрабатываются последовательно (рис. 1, *б*).

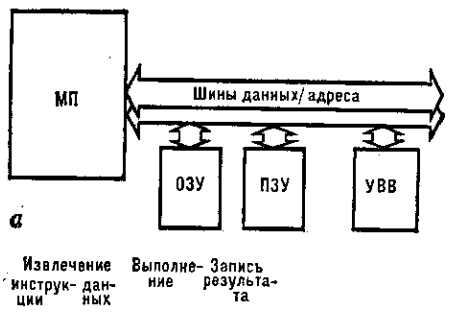


Рис. 1. Архитектура (*а*) и временна́я диаграмма цикла инструкции (*б*) однокристального микропроцессора.

В СМП шины данных (адреса) памяти, в к-рых хранятся микроинструкции, как правило, разделены

(рис. 2, *а*) и процесс выборки след. инструкции может быть совмещён во времени с исполнением текущей инструкции (рис. 2, *б*).

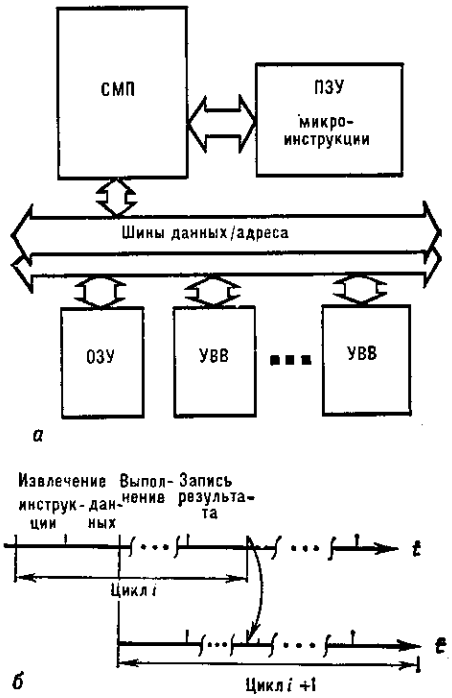


Рис. 2. Архитектура (*а*) и временна́я диаграмма цикла инструкции (*б*) секционного микропроцессора.

Технология изготовления МП. При произ-ве МП используются все известные виды технологий (ТТЛ, ТТЛШ, И²Л, И³Л, ЭСЛ, *n*-МОП, *к*-МОП и *р*-МОП [3—4]), дающие разл. выходные характеристики МП. Так, технология ТТЛШ позволяет получить быстродействующие МП с высокой радиац. стойкостью, но имеющие большую потребляемую мощность и невысокую степень интеграции, технология *n*-МОП обеспечивает высокую степень интеграции при умеренной мощности потребления, но низкую радиац. стойкость. Высокими потребительскими свойствами обладают МП, изготовленные по технологии *к*-МОП на подложке из сапфира, а изготовленные по технологии *р*-МОП имеют низкую себестоимость, но обладают небольшим быстродействием.

Универсальные и специализированные МП. Универсальный МП представляет собой многофункциональную БИС или их набор с программируемой логикой работы. Из-за своей универсальности он зачастую имеет низкую эффективность использования в разл. областях применений из-за несоответствия архитектуры МП характеру задач.

Альтернативой ему в этом отношении является специализиров. МП, архитектура к-рого полностью ориентирована на решение конкретной задачи. Появление таких МП стало возможным благодаря технологии произ-ва БИС на базе вентильных матриц или базовых матричных кристаллов, когда один или неск. нижних слоёв БИС являются неизменными, а меняется лишь верх. слой (слои) [5].

Специализиров. МП развиваются по пути создания МП, реализующих спец. алгоритмы обработки данных (алгоритмич. МП). Для традиц. архитектуры первыми шагами в этом направлении стала разработка МП с сокращённым набором инструкций (RISC) и МП с набором инструкций языков программирования высокого уровня.

Алгоритмич. МП — по сути развитие указанных направлений. Напр., применительно к задачам физики создаются алгоритмич. МП, служащие для обработки изображений и речи, цифровой фильтрации сигналов (систолич. ЭВМ) [5], а также МП для аналитич. вычислений, реализации метода наим. квадратов, линейного программирования, работы с фактографич. базами данных и др.

Среди специализиров. МП можно выделить МП для обработки сигналов (сигнальные МП), к-рые по сути дела являются алгоритмич. МП, обрабатывающими информацию, заданную не в цифровом виде. При этом перед началом её цифровой обработки МП преобразует эту информацию в цифровой вид (напр., аналоговый сигнал — с помощью встроенного аналого-цифрового преобразователя). В случае аналоговых входных сигналов обрабатывающий их специализиров. МП наз. аналоговым МП [4]. Они могут выполнять функции любой аналоговой схемы (усиление сигнала, модуляцию, смещение, фильтрацию и др.) в реальном масштабе времени. При этом применение аналогового МП значительно повышает точность обработки сигналов, их воспроизводимость, расширяет функциональные возможности обработки сигналов за счёт цифровых методов.

Прогресс в развитии МП будет определяться как новыми микроэлектронными технологиями их изготовления, так и новой архитектурой МП, реализующей разл. способы обработки информации: параллельную, ассоциативную и др. Причём поскольку технология в ближайшие годы позволит достигнуть предела по параметру плотности логич. вентилей на кристалл (определяется межатомными размерами кристалла), на первое место выйдет разработка новых принципов обработки информации и архитектур МП.

Лит.: 1) Клингман Э., Проектирование микропроцессорных систем, пер. с англ., М., 1980; 2) Соучек Б., Микропроцессоры и микро-ЭВМ, пер. с англ., М., 1979; 3) Фаулджер Р., Программирование встроенных микропроцессоров, пер. с англ., М., 1985; 4) Микропроцессоры, под ред. Л. Н. Преснухина, т. 1—3, М., 1986; 5) Хвощ С. Т., Варлинский Н. Н., Попов Е. А., Микропроцессоры и микро-ЭВМ в системах автоматического управления. Справочник, Л., 1987; 6) Коул Б., Активное развитие секторов нестандартных микропроцессов, «Электроника», 1987, т. 60, № 21, с.45.

В. Н. Задков, С. А. Филиппычев.

МИКРОСКО́П оптический (от греч. mikrós — малый и skopéō — смотрю) — оптич. прибор для получения сильно увеличенных изображений объектов (или деталей их структуры), не видимых невооружённым глазом. Разл. типы М. предназначаются для рассматривания, изучения и измерения микроструктуры органич. клеток, бактерий, срезов тканей, микрокристаллов, волокон, минералов, микросхем и др. объектов, размеры к-рых меньше мин. разрешения глаза (см. *Разрешающая способность*), равного 0,1 мм. М. даёт возможность различать структуры с расстоянием между элементами до 0,2 мкм. Обычно М. имеет двухступенчатую систему увеличения, образованную объективом и окуляром и обеспечивающую увеличение до 1500 крат. В оптич. схему М. входят также элементы, необходимые для освещения объекта.

Историческая справка. Простой однолинзовый М. (*лупа* с сильным увеличением) был известен уже в сер. 15 в. А. Левенгук (A. Leeuwenhoek) довёл увеличение простого М. до 300 крат и впервые обнаружил и описал мир микроскопич. организмов, в т. ч. бактерий. Изобретение сложного М., состоящего из двух положительных (собирающих) линз, относят к периоду между 1590 и 1610 и связывают с именем Г. Янсена (H. Janssen). В 1610 Г. Галилей (G. Galilei) на основании изобретённой им зрительной трубы построил др. тип М., состоящий из собирательного объектива и рассеивающего окуляра. Сложные М. позволили удалить препарат от глаза и устанавливать его в удобном положении. Долгое время сложные М. из-за присущего им

хроматизма уступали по качеству изображения простым.

Первые расчёты ахроматич. объективов для М. были выполнены Л. Эйлером (L. Euler) в 1750—70; по расчётам Ф. У. Т. Эпинуса (F. U. T. Aepinus) в 1805—08 был построен М., обеспечивающий увеличение до 180 крат. Э. Аббе (E. Abbe) разработал (1872—73) дифракц. теорию образования изображений несамосветящихся объектов в М., определил предел разрешения М. и показал при этом роль апертуры, рассчитал высококачеств. ахроматич. и апохроматич. объективы. Его теория лежит в основе совр. микроскопостроения. Л. И. Мандельштам распространил теорию Аббе на самосветящиеся объекты.

Принцип действия М. поясняет рис. 1, на к-ром представлена оптич. схема наиб. типичного М. проходящего света. Препарат *7* (стрелочка) находится на предметном столике перед микрообъективом *8* на расстоянии, несколько большем его фокусного расстояния $F_{об}$. Объектив образует действительное, увеличенное и перевёрнутое изображение *7′* в плоскости полевой диафрагмы *10*, лежащей за передним фокусом $F_{ок}$ окуляра *11*. Это промежуточное изображение рассматривается через окуляр, к-рый даёт дополнит. увеличение и образует мнимое изображение *7″* на расстоянии наилучшего видения $D = 250$ мм. При этом на сетчатке глаза образуется действит. изображение предмета. Если окуляр сдвинуть так, чтобы изображение *7′* оказалось перед передним фокусом окуляра, то изображение, даваемое окуляром, становится действительным и его можно получить на экране или фотоплёнке (см. *Микропроекция*). Общее увеличение М. равно произведению увеличений объектива и окуляра: $\Gamma_м = \beta_{об} \cdot \Gamma_{ок}$, причём $\beta_{об} = \Delta / f'_{об}$, $\Gamma_{ок} = 250/f'_{ок}$, где Δ — расстояние от заднего фокуса объектива до переднего фокуса окуляра (т. н. оптич. длина тубуса), $f'_{об}$ и $f'_{ок}$ — фокусные расстояния объектива и окуляра. Обычно объективы М. имеют увеличения от 6,3 до 100, а окуляры от 7 до 15; поэтому общее увеличение М. лежит в пределах от 44 до 1500.

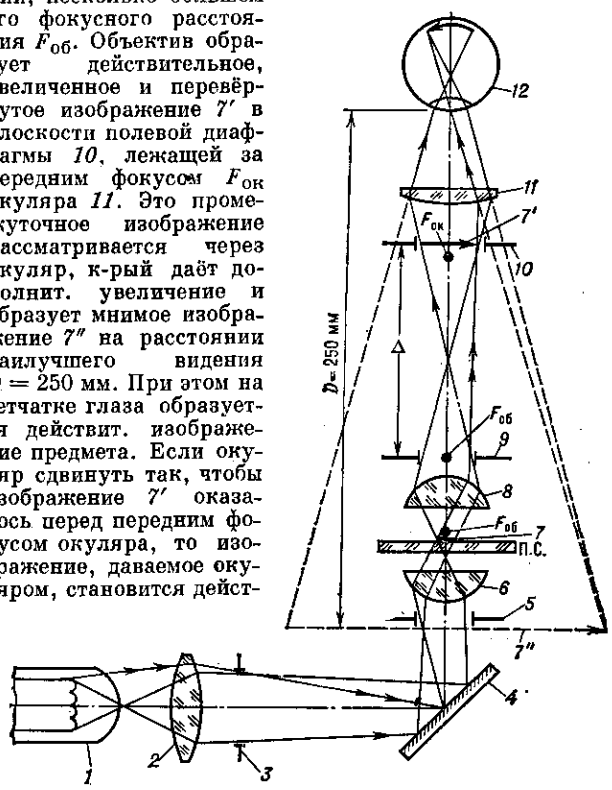


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема микроскопа.

О с в е т и т е л ь н а я с и с т е м а М. состоит из лампы *1*, коллектора *2*, плоского зеркала *4* и конденсора *6*. С плоскостью препарата *7* сопряжены полевая диафрагма окуляра *10* и полевая осветит. диафрагма *3*, обычно регулируемая. Конус лучей, к-рый может быть воспринят объективом, ограничивает апертурная диафрагма *9*, с к-рой сопряжены ирисовая диафрагма *5*, наз. апертурной осветит. диафрагмой, и нить лампы накаливания *1*. При таком расположении источника света и диафрагм обеспечивается равномерное освещение поля зрения даже при крайне неоднородной яркости источника. Кроме того, регулировкой полевой и апертурной осветит. диафрагм устраняется излишний свет, к-рый, не участвуя в формировании изображения, снижает контраст за счёт рассеяния на элементах конструкции М.

Р а з р е ш а ю щ а я с п о с о б н о с т ь М., т. е. его способность давать раздельные изображения двух соседних точек объекта, ограничена дифракцией света, в результате к-рой изображение бесконечно малой светящейся точки имеет вид яркого пятна (диск Эри) с концентрич. тёмными и светлыми кольцами постепенно убывающей яркости. Диаметр диска Эри, в к-ром сосредоточено 84% всей энергии точки, имеет величину $d_э = 1{,}22\,\lambda/A$, где λ — длина волны света, $A = n\sin u$ — числовая апертура, n — показатель преломления среды, находящейся между предметом и объективом, u — угол между оптич. осью и крайним лучом, попадающим в объектив из препарата, т. н. апертурный угол.

Предел разрешения М. определяется при сближении точек до такого расстояния, когда падение освещённости в промежутке между ними становится незаметным для глаза и точки сливаются в одну (рис. 2). Установить однозначно этот предел трудно. Чаще всего для его определения используется критерий Рэлея, в соответствии с к-рым точки считаются разрешёнными, когда расстояние между ними равно радиусу диска Эри: $r_э = 0{,}61\,\lambda/A$. При этом в случае самосветящихся некогерентных излучателей освещённость в промежутке между точками составляет ~80% от освещённости в максимуме. Человеческий глаз может замечать контраст в освещённости до 4%; этому соответствует наим. расстояние, разрешаемое в М., $\delta = 0{,}8r_э = 0{,}5\,\lambda/A$. Когерентные излучатели на таком расстоянии не разрешаются и для получения 20% контраста должны быть установлены на расстоянии $r = 0{,}84\,\lambda/A$. Как показал Д. С. Рождественский, в М. освещение объекта следует считать частично когерентным. Оно зависит от отноше-

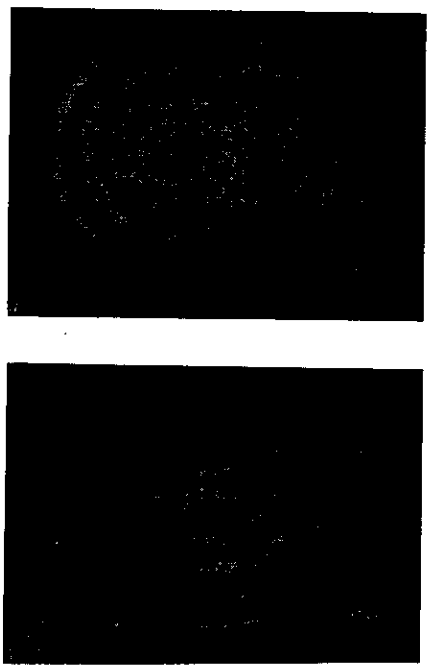


Рис. 2. Слияние изображения двух точек по мере их сближения: *а* — безусловное разрешение ($r = \lambda/A$); *б* — предельное разрешение ($r = 0{,}5\lambda/A$).

ния апертур конденсора и объектива; обычно освещ. апертура устанавливается равной $^2/_3$ апертуры объектива, при этом освещение приближается к некогерентному. Для несамосветящихся объектов предельное разрешение $\delta_{пр} \sim \lambda/(A + A')$, где A' — числовая апертура конденсора.

Разрешающая способность М. ($\sim 1/\delta_{пр}$) прямо пропорциональна апертуре объектива, и для её повышения пространство между объективом и предметом заполняется жидкостью с большим ($n > 1$) показателем преломления (см. *Иммерсионная система*). Макс. апертура «сухих» объективов $A \approx 0{,}95$; апертура объективов с масляной иммерсией может быть доведена до 1,4. При этом в видимой области возможно разрешение структур с расстоянием между элементами $\sim$0,2 мкм.

Существование предела разрешающей способности влияет на выбор увеличения М. Увеличение М. в пределах 500—1000 A наз. полезным, т. к. при нём глаз различает все элементы структуры объекта, разрешаемые М. Более слабые увеличения не позволяют выявить все детали, а бóльшие увеличения бесполезны, т. к. никаких новых подробностей структуры не выявляют. Однако иногда такие увеличения применяют в микрофотографии, при микропроецировании.

Глубина резкого изображения М., характеризующая возможные пределы продольного перемещения бесконечно тонкого объекта без заметного ухудшения резкости, складывается из волновой глубины $T_в = n\lambda/2A^2$ (n — показатель преломления объекта), обусловленной дифракц. размытием точки вдоль оптич. оси, и геом. глубины $T_г = 1000/7A\Gamma_м$, связанной с конечной остротой зрения наблюдателя ($\sim 2'$). Напр., если $n = 1{,}5$, $A = 1{,}0$, $\lambda = 0{,}55$ мкм, $\Gamma_м = 1000$, то $T_в = 0{,}41$ мкм, $T_г = 0{,}14$ мкм и глубина резкого изображения М. $T = 0{,}55$ мкм.

Как показал Аббе, степень подобия изображения в М. самому объекту зависит от апертуры объектива. Если объект — дифракц. решётка PQ (рис. 3), освещённая параллельным пучком света, то дифрагиров. волны образуют в плоскости апертурной диафрагмы $ав$ объектива дифракц. (пространств.) спектры объекта разных порядков (по Аббе — первичное изображение объекта). Эти спектры представляют собой совокупность дифракц. максимумов (*0* и *1* на рис.), расположенных в задней фокальной плоскости объектива на расстоянии тем большем, чем меньше интервал между штрихами решётки, т. к. чем мельче структура, тем на больший угол $2u$ отклоняется дифрагиров. свет. Следовательно, для разрешения мелких структур нужна большая апертура. Изображение решётки $P'Q'$ в плоскости увеличенного изображения (по Аббе — вторичное изображение) возникает в результате интерференции пучков света, исходящих из дифракц. максимумов разных порядков. Получаемое изображение тем ближе к оригиналу, чем больше максимумов участвует в формировании изображения. В частном случае, когда расстояние между штрихами меньше предела разрешения М., то угол $2u$ такой большой, что боковые максимумы не проходят через зрачок объектива (апертуру) и в плоскости изображения вместо периодич. структуры наблюдается равномерно освещённое поле.

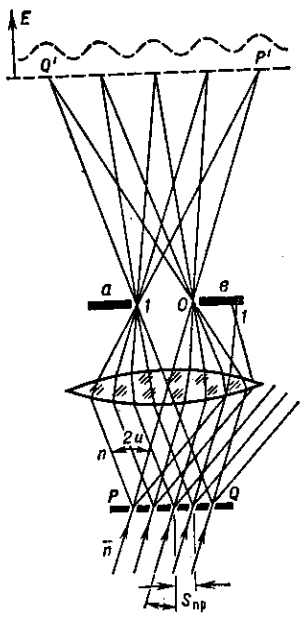


Рис. 3. Схема образования изображения несамосветящегося объекта по Аббе. Вверху — распределение освещённости в плоскости изображения; *0*, *1* — дифракционные максимумы; $ав$ — апертурная диафрагма.

Основные механические и оптические узлы М. показаны на рис. 4, где изображён разрез упрощённого биол. М. Штатив М. имеет предметный столик *6*, под

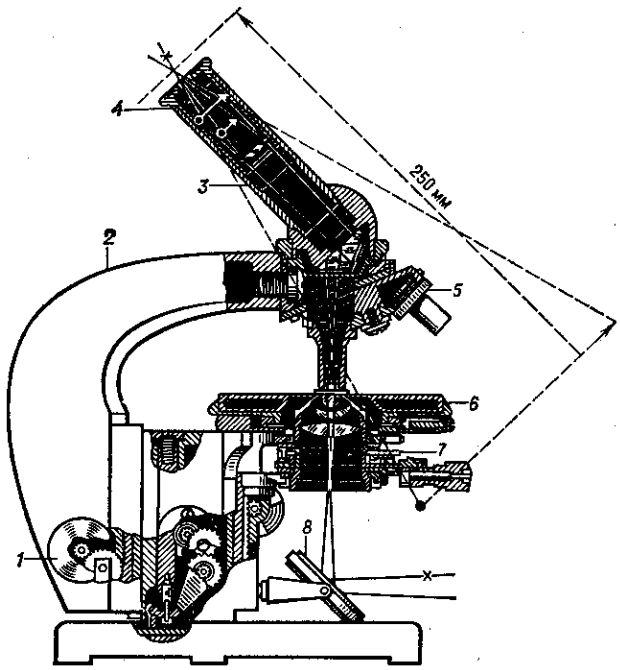


Рис. 4. Разрез биологического микроскопа и ход лучей: *1* — микрометр; *2* — тубусодержатель; *3* — тубус; *4* — окуляр; *5* — объектив; *6* — предметный столик; *7* — конденсор; *8* — зеркало.

к-рым находится конденсор *7*. Тубусодержатель *2* несёт тубус *3* с окуляром *4* и револьвер с объективом *5*. Фокусировка М. производится передвижением тубусодержателя с помощью грубого и микрометренного механизма *1*. Зеркало *8* направляет свет в конденсор М., к-рый в зависимости от выбранного метода наблюдения может быть светлопольным, темнопольным или фазово-контрастным (см. *Микроскопия*).

Микрообъективы по степени исправления хроматич. аберрации разделяются на ахроматы, у к-рых исправлена хроматич. аберрация для двух длин волн и остаётся небольшая окраска изображения, и апохроматы, у к-рых хроматич. аберрация исправлена для трёх длин волн и к-рые дают бесцветное изображение объекта. Существуют также суперапохроматы — линзовые системы, ахроматизованные одновременно в УФ- и видимой областях спектра (250—700 нм). Планахроматы и планапохроматы имеют плоское поле зрения, что особенно важно для микрофотографии. Кроме того, микрообъективы различаются: по длине тубуса, на к-рую они рассчитаны,— на тубусы 160 мм, 190 мм и «бесконечность» (объективы последнего типа применяются в М. совместно с дополнит. линзой, к-рая переносит изображение из бесконечности в фокальную плоскость окуляра); по среде между объективом и препаратом — на сухие и иммерсионные системы разл. типов: водные, глицериновые, масляные и т. д.; по методу наблюдения — на обычные и фазово-контрастные; по типу препаратов — с покровным стеклом и без него и т. д. Разл. приспособления к М. позволяют улучшать условия наблюдения и расширять возможности исследования.

Типы М. определяются либо областью применения, либо методом исследования. В зависимости от круга решаемых задач М. могут быть учебными, рабочими, лабораторными, исследовательскими, универсальными. В наиб. простых моделях имеется, как правило, ограниченный набор окуляров и объективов; в сложных моделях М. применяют широкий набор наиб. совершенной оптики (планахроматы), имеются штатив жёсткой конструкции, встроенный осветитель, предметный стол с двухкоординатным перемещением препарата, приспособления для разл. взаимодополняющих методов исследования, устройства для микрофотографии, микрофотометрии и др.

Биологические М. предназначены для исследований в микробиологии, гистологии, цитологии и т. д., а также используются для наблюдения прозрачных объектов в химии, физике, минералогии и т. п. Препарат при этом заключается, как правило, между покровным и предметным стёклами стандартных размеров. В биол. исследованиях используется также люминесцентный М. для наблюдения микрообъектов в свете их люминесценции. Оптич. схема люминесцентного М. отличается от обычной схемы выбором источника света и установкой светофильтров в осветит. системе и после объектива. Первый светофильтр выделяет ту область спектра излучения источника, к-рая возбуждает люминесценцию самого объекта или спец. красителей, к-рыми обработан объект; второй светофильтр пропускает только свет люминесценции. Люминесценция мн. объектов возбуждается УФ или КВ частью видимого спектра, и поэтому источниками света в люминесцентных М. служат ртутные лампы. В инвертированных М. объектив располагается под наблюдаемым объектом, а конденсор сверху. Эти М. предназначены для исследования культуры тканей, находящихся в спец. сосудах с питат. средой. Металлографические М. используются для исследования микроструктуры металлов и др. непрозрачных объектов. Образцы металла — шлифы — предварительно полируются и протравливаются, благодаря чему зёрна структуры становятся отличными друг от друга по отражению. Поляризационные М. применяются для исследования в поляризов. свете анизотропных объектов: минералов, огнеупорных и текстильных материалов, биол. препаратов и пр. Проходя через эти объекты, поляризов. свет претерпевает изменения, по к-рым можно судить об осн. оптич. характеристиках микрообъектов: кол-ве оптич. осей и их ориентации, силе двойного лучепреломления, вращении плоскости поляризации, плеохроизме. В отличие от обычного М. в осветит. системе поляризац. М. установлен поляризатор, а после объектива — анализатор. Стереомикроскопы благодаря возможности получения объёмных изображений служат для проведения препарировальных работ в биологии и выполнения технол. операций в микроэлектронике. В офтальмологии, отоларингологии и др. при микрохирургич. операциях применяются стереомикроскопы спец. конструкции. Измерительные М. используются в машиностроении для точных измерений линейных размеров объекта. При этом возможны два способа измерений: 1) измеряется непосредственно величина изображения объекта в фокальной плоскости окуляра с помощью шкалы или винтового окулярного микрометра, а затем по известному значению увеличения М. вычисляется измеряемое расстояние на объекте; 2) М. используется для наводки на интересующие места объекта, а расстояние между ними определяется по относит. перемещению М. и объекта.

Существует также много типов специализиров. М. или установок, построенных на базе М.: УФ- и ИК-микроскопы — для проведения исследований за пределами видимой области спектра; микроустановки для съёмки движения микроорганизмов, процесса деления клетки, роста кристаллов; высокотемпературные М. для исследования металлов, нагретых до 2000 °С; М. с дистанц. управлением для исследования радиоакт. материалов; интерференц. М. — для исследования фазовых объектов в проходящем и отражённом свете; М. для изучения следов элементарных частиц в толстослойных ядерных эмульсиях; проекц. М. для получения на экране изображения микропрепаратов; М. для проведения разл. видов спектрального анализа в проходящем и отражённом свете, в свете флуоресценции, комбинац. рассеяния, эмиссии; М.-фотометры (в т. ч. сканирующие, цитофотометры), М.-микрофлуориметры, М.-микроспектрофотометры и т. д.

Лит.: Михель К., Основы теории микроскопа, пер. с нем., М., 1955; Франсон М., Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы, пер. с франц., М., 1960; Чуриловский В. Н., Теория оптических приборов, М.— Л., 1966; Микроскопы, под ред. Н. И. Полякова, Л., 1969; Федин Л. А., Барский И. Я., Микрофотография, Л., 1971; Агроскин Л. С., Папаян Г. В., Цитофотометрия, Л., 1977.

Г. В. Папаян.

МИКРОСКОП АКУСТИЧЕСКИЙ — см. *Микроскопия акустическая.*

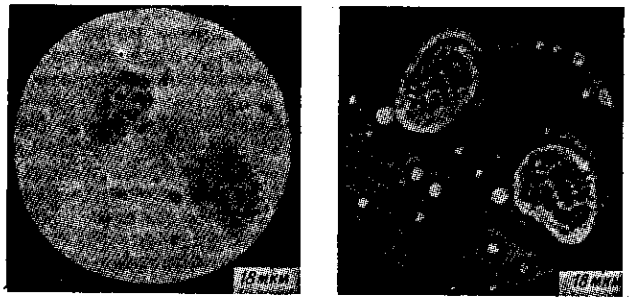
МИКРОСКОПИЯ оптическая — совокупность методов наблюдения и исследования с помощью оптич. микроскопа.

Структуру любого объекта (препарата) можно различить, если разные его частицы по-разному поглощают и отражают свет либо отличаются одна от другой (или от среды) показателями преломления. Эти различия обусловливают разницу амплитуд или фаз световых волн, прошедших через разные участки препарата, от чего, в свою очередь, зависит контрастность изображения. В зависимости от свойств изучаемого объекта и задач исследования существуют разл. методы наблюдения, дающие несколько отличающиеся изображения объекта (рис. 1).

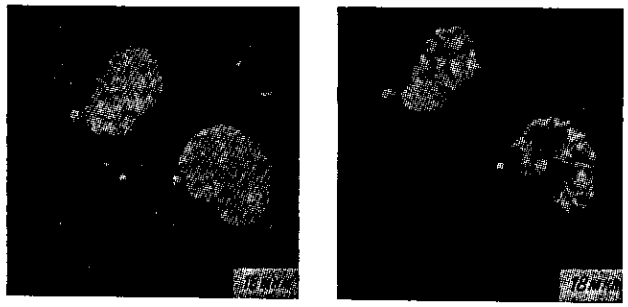
Метод светлого поля в проходящем свете (см. рис. 1 в ст. *Микроскоп*) наиб. распространён. Он используется для исследования прозрачных объектов с включёнными в них абсорбирующими частицами и деталями. Пучок света, проходя через непоглощающие зоны препарата, даёт равномерно освещённое поле. Абсорбирующая частица на пути пучка света частично поглощает его, частично рассеивает, вследствие чего амплитуда прошедшего через частицу света будет меньше и частица выглядит на светлом фоне тёмным пятном (рис. 1, *а*). Контраст изображения микроструктуры объекта тем больше, чем бóльшим поглощением в видимой области спектра обладает абсорбирующая частица. Биол. объекты, в большинстве своём не обладающие этим свойством, предварительно окрашиваются спец. красителями.

Метод светлого поля в отражённом свете применяют для наблюдения непрозрачных объектов, напр. шлифов металлов, сплавов, рудных минералов. Структура препарата видна вследствие различия отражательной способности его элементов. Препарат *1* (рис. 2) освещается через объектив *2* (выполняющий одновременно роль конденсора) с помощью опак-иллюминатора, в к-ром устанавливается полупрозрачная пластинка *3* или призма *4*.

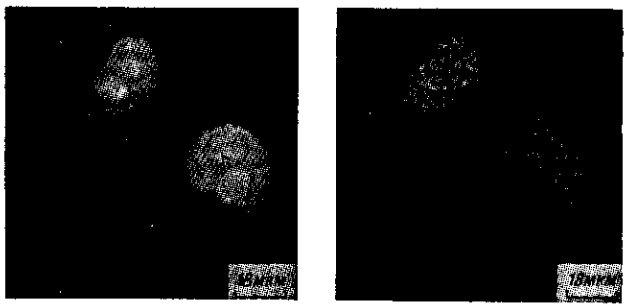
Метод тёмного поля в проходящем свете применяют в биологии, гл. обр. для наблюдения прозрачных неабсорбирующих объектов, невидимых при методе светлого поля, напр. бактерий. Пучок лучей (рис. 3), освещающих препарат *2*, выходит из *конденсора 1* спец. конструкции (конденсор тёмного поля) в виде полого конуса и непосредственно в объектив *3* не попадает. Изображение создаётся только светом, рассеянным элементами структуры препарата, к-рые отличаются от окружающей среды показателем преломления. В поле зрения микроскопа на тёмном фоне видны светлые изображения деталей (рис. 1, *в*). Этим методом по виду изображения нельзя определить, прозрачны частицы или непрозрачны, больший или меньший показатель преломления они имеют по сравнению с окружающей средой.



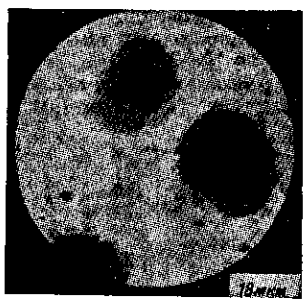
а *б*



в *г*



д *е*



ж

Рис. 1. Микрофотографии живых клеток печени мыши, полученные различными методами исследования: *а* — светлое поле; *б* — фазовый контраст; *в* — интерференционный контраст; *г* — тёмное поле; *д* — флуоресценция (окраска акридиновым оранжевым); *е* — поляризованный свет; *ж* — ультрафиолетовые лучи.

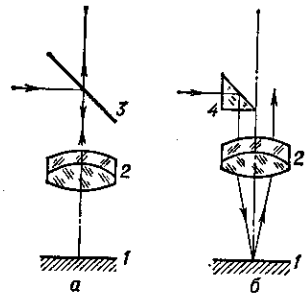


Рис. 2. Метод светлого поля в отражённом свете: *а* — с полупрозрачной пластинкой *3*; *б* — с призмой *4*; *1* — препарат; *2* — объектив.

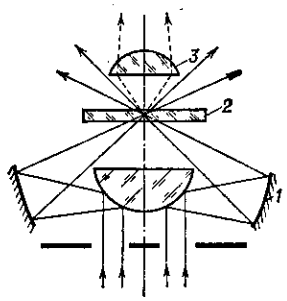


Рис. 3. Метод тёмного поля в проходящем свете: *1* — конденсор; *2* — препарат; *3* — объектив.

Метод тёмного поля в отражённом свете (рис. 4) осуществляется при освещении препарата *1* (напр., шлифа металла) сверху с помощью зеркал *4* и спец. кольцевой зеркальной системы *3*, расположенной вокруг объектива и называемой эпиконденсором. Изображение *1′* здесь создаётся только лучами, рассеянными объектом (пунктирные линии).

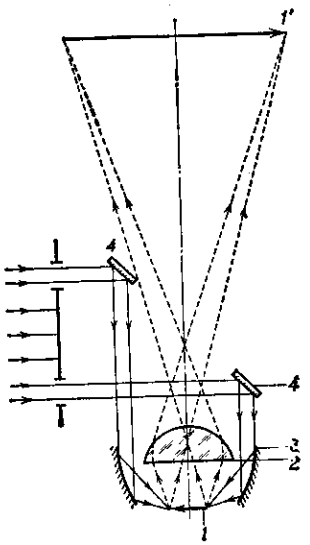


Рис. 4. Метод тёмного поля в отражённом свете: *1* — препарат; *2* — объектив; *3* — эпиконденсор; *4* — кольцевое зеркало.

Фазово-контрастная М. используется для наблюдения прозрачных непоглощающих объектов, к-рые отличаются от окружающей среды показателями преломления или толщиной. Вследствие этого различия световая волна, прошедшая сквозь объект, претерпевает изменения по фазе и приобретает т. н. фазовый рельеф. Фазовые изменения, не воспринимаемые непосредственно глазом или фотопластинкой, с помощью спец. фазовой пластинки (фазового кольца) переводят в амплитудные изменения (амплитудный рельеф), воспринимаемые глазом как изменения интенсивности. Препарат *3* в фазово-контрастном микроскопе (рис. 5) освещается через кольцевую апертурную диафрагму *1*, установленную в переднем фокусе конденсора *2*. Изображение её получается в заднем фокусе объектива *4*, где помещается прозрачная пластинка *5* с фазовым кольцом, размеры к-рого равны размерам изображения диафрагмы. Фазовое кольцо представляет собой вытравленную в пластинке канавку или нанесённую на неё тонкую плёнку.

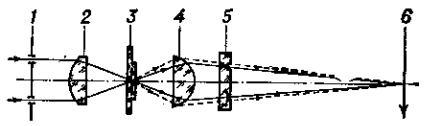


Рис. 5. Метод фазового контраста в проходящем свете: *1* — апертурная диафрагма; *2* — конденсор; *3* — препарат; *4* — объектив; *5* — фазовая пластинка; *6* — изображение.

Регулярный свет, прошедший через фазовое кольцо, сдвигается по фазе на $\pi/2$ (сплошные линии), а свет, дифрагировавший на объекте, не попадает в кольцо и

Метод ультрамикроскопии, основанный на том же принципе (освещение препарата в *ультрамикроскопах* производится перпендикулярно направлению наблюдения), даёт возможность при использовании ярких источников света обнаруживать частицы, размеры к-рых лежат далеко за пределами разрешения наиб. сильных микроскопов (до 0,002 мкм). При этом, однако, изображения частиц имеют вид дифракц. точек, что не позволяет делать вывод об их истинной форме.

не получает этого дополнит. сдвига по фазе (пунктирные линии). С учётом фазового сдвига, внесённого самим объектом, разность фаз между регулярной и дифрагировавшей волнами оказывается близкой к 0 или π, и эти волны интерферируют. В результате в плоскости *б* формируется контрастное изображение объекта, в к-ром распределение освещённости (рис. 1, *б*) приблизительно соответствует изменению показателя преломления (или толщины объекта). При малой разности фаз в объекте регулярные и дифрагиров. лучи сильно отличаются друг от друга по амплитуде. Поэтому для повышения контраста на фазовое кольцо наносится дополнит. поглощающее покрытие.

Метод фазового контраста широко используется при исследовании живых объектов, для к-рых окрашивание губительно. Он применяется также в отражённом свете для изучения микронеровностей, загрязнений, нарушений структуры на полиров. металлич. образцах.

Метод интерференционного контраста состоит в том, что каждый луч, входящий в микроскоп, раздваивается: один проходит сквозь наблюдаемую частицу, второй — мимо. В окулярной части микроскопа оба луча вновь соединяются и интерферируют между собой. Результат интерференции определяется разностью хода лучей Δ, к-рая выражается ф-лой $\Delta = N\lambda = (n_0 - n_c)d$, где n_0, n_c — показатели преломления объекта и окружающей среды, d — толщина объекта, N — порядок интерференции, λ — длина волны. Принципиальная схема одного из способов осуществления интерференц. контраста показана на рис. 6. Конденсор *1* и объектив *4* снабжены двоякопреломляющими пластинками (помечены на рис. диагональными стрелками), первая

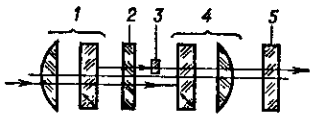


Рис. 6. Метод интерференционного контраста: *1* — конденсор; *2* — среда, в которой находится объект *3*; *4* — объектив; *5* — компенсатор.

из к-рых расщепляет исходный световой луч на два луча, а вторая воссоединяет их. Один из лучей, проходя через объект *3*, запаздывает по фазе (приобретает разность хода по сравнению со вторым лучом, проходящим только через среду *2*); величина этого запаздывания измеряется компенсатором *5*. Метод интерференц. контраста в нек-рых отношениях сходен с методом фазового контраста: оба они основаны на интерференции лучей, прошедших через микрочастицу и миновавших её. Отличие интерференц. метода от метода фазового контраста заключается гл. обр. в возможности, используя компенсаторы, с высокой точностью (до $\lambda/300$) измерять разности хода, вносимые микрообъектом. На основании этих измерений можно производить количеств. расчёты, напр. общей массы и концентрации сухого вещества в клетках биол. препаратов. В интерференц. микроскопах также отсутствуют ореолы, сопровождающие фазово-контрастное изображение; такие микроскопы позволяют выявить участки объекта как с малыми, так и большими градиентами показателя преломления или толщины (рис. 1, *в*). Однако эти микроскопы существенно сложнее фазово-контрастных в производстве и эксплуатации.

Принцип интерференц. М. применим как к проходящему, так и к отражённому свету. На рис. 7 показана схема микроинтерферометра Линника, предназначенного для изучения непрозрачных объектов. Свет от источника *1*, пройдя коллиматор *2*, разделяется пластинкой *3* на два пучка равной интенсивности. Пучок сравнения фокусируется объективом *6* на эталонном зеркале *7*, а идентичный объектив *8* фокусирует второй пучок на поверхности исследуемого объекта *9*. После отражения от зеркала и образца пучки возвращаются обратно по тем же путям, соединяются на пластинке *3* и интерферируют в фокальной плоскости линзы *4*, сопряжённой с плоскостью объекта. Изображение предмета и интерференц. картина расматриваются через окуляр *5*. Форма интерференц. полос, наблюдаемых на изображении поверхности, повторяет профиль этой поверхности, что даёт возможность исследовать её шероховатости,

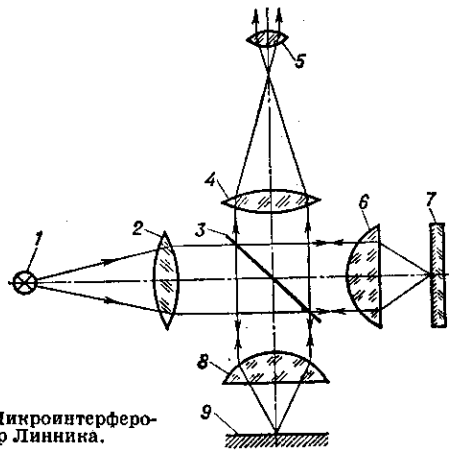


Рис. 7. Микроинтерферометр Линника.

определять толщину плёнок, глубину канавок с погрешностью 0,01—0,02 мкм. Высота неровности определяется по ф-ле $R = \lambda a/2b$, где λ — длина волны света, b — ширина полос, a — величина их искривления при пересечении измеряемой поверхности.

В методе дифференциального интерференц. контраста (ДИК) обе волны проходят через один и тот же объект с небольшим боковым смещением. Наиб. распространение получил вариант ДИК по Номарскому, в к-ром разделение и сведение пучков производятся в поляризов. свете с помощью спец. двоякопреломляющих призм, установленных соответственно перед конденсором и после объектива. Величина разведения пучков выбирается близкой к разрешающей способности микроскопа, чтобы не было заметно двоение изображения. Изображение в ДИК отражает градиент разности оптич. пути в объекте в направлении раздвоения. Получаемое цветное изображение рельефно; в нём, так же как и в предыдущем случае, отсутствуют ореолы. Благодаря тому, что оба интерферирующих пучка проходят через одни и те же оптич. элементы, устройства, реализующие ДИК, просты и удобны в обращении.

Поляризационная М. используется для исследования анизотропных объектов в поляризов. свете (проходящем и отражённом). У прозрачных объектов во мн. случаях наблюдают интерференц. явления (см. *Интерференция поляризованных лучей*), к-рые изучаются либо в параллельных лучах (ортоскопия), либо в сходящихся лучах (коноскопия). При ортоскопич. ходе лучей

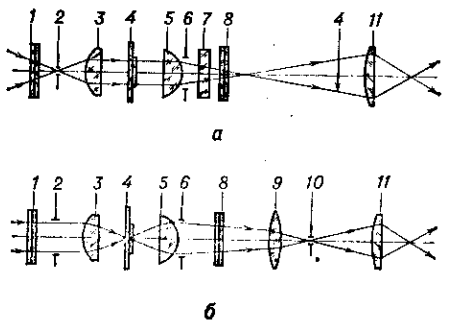


Рис. 8. Принципиальная оптическая схема поляризационного микроскопа: *а* — для ортоскопического наблюдения; *б* — для коноскопического наблюдения; *1* — поляризатор; *2*, *6* — диафрагмы; *3* — конденсор; *4* — препарат; *5* — объектив; *7* — компенсатор; *8* — анализатор; *9* — линза Бертрана; *10* — фокальная плоскость окуляра; *11* — окуляр.

(рис. 8, *а*) в фокальную плоскость окуляра *11* проецируется изображение *4'* препарата *4*. Наблюдаемая при этом интерференция поляризов. лучей локализована в плоскости препарата. Пучок лучей, прошедших через поляризатор *1*, ограничивается апертурной диафрагмой *2* конденсора *3*; с помощью поворотного анализатора *8* и компенсаторов разл. типов *7* производится измерение величины двойного лучепреломления, углов поворота плоскости поляризации, определение углов погасания и др. характеристик. При коноскопич. ходе лучей (рис. 8, *б*) апертурная диафрагма *2* открывается, а наблюдение интерференц. картины, локализованной в бесконечности, производится с помощью линзы Бертрана *9*, к-рая проецирует выходной зрачок *6* в фокальную плоскость *10* окуляра. Получаемые при этом изображения дают возможность определить знак двойного лучепреломления, кол-во осей объекта, их ориентацию и величину угла между осями.

У непрозрачных объектов в поляризов. свете изучают двуотражение и др. свойства. Наиб. распространение поляризац. М. получила в минералогии, петрографии и кристаллографии, но применяется также для изучения биол. объектов (рис. 1, *е*), в металлографии и т. д.

Люминесцентная (флуоресцентная) М. использует явление фотолюминесценции (см. *Люминесценция*), свойственное либо природе самого микрообъекта (в большинстве случаев биологического), либо полученное им после окраски спец. красителями — флуорохромами (вторичная люминесценция). При этом наблюдается цветная контрастная картина свечения, позволяющая выявить морфологич. и хим. особенности объектов (рис. 1, *д*). В люминесцентной М. обычно используется флуоресценция, имеющая короткое время затухания. Схема люминесцентного микроскопа отличается от схемы обычного микроскопа наличием двух светофильтров: в осветит. системе и после объектива. Первый выделяет возбуждающее излучение, а второй пропускает только свет флуоресценции.

Ультрафиолетовая и инфракрасная М. позволяют проводить исследования за пределами видимой области спектра. Для визуализации изображения используются электронно-оптич. преобразователи, телевизионные системы, фотогр. устройства и др. УФ-М. (250—400 нм) применяется гл. обр. при исследовании неокрашенных биол. клеток и тканей, к-рые обладают избират. поглощением в УФ-области (рис. 1, *ж*). ИК-М. (0,75—1,2 мкм) позволяет изучать внутр. структуру объектов, непрозрачных в видимом свете: нек-рых видов стёкол, кристаллов, минералов.

Стереоскопическая М. позволяет видеть предмет объёмным за счёт рассматривания его каждым глазом под разными углами. В стереомикроскопах по схеме Грену (рис. 9) для этой цели служат две самостоят. оптич. системы, образующие между собой угол 15°, что соответствует расстоянию конвергенции 250 мм. В однообъективных стереомикроскопах разные углы зрения для глаз образуются за счёт использования периферич. зон выходного зрачка. В приборах этого типа с помощью дополнит. оптич. системы возможно получение ступенчатого или плавного изменения увеличения без замены объектива и окуляров. Типичный диапазон увеличений в стереомикроскопах от 4 до 100 крат при рабочем расстоянии ок. 100 мм.

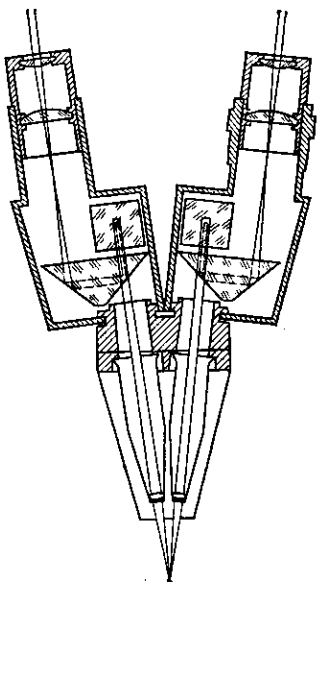


Рис. 9. Принципиальная схема стереомикроскопа по схеме Грену.

Контактная М. предназначена для прижизненного исследования органов на клеточном уровне. Для этой цели разработаны спец. объективы с нулевым рабочим расстоянием. Они приводятся в контакт с исследуемой тканью, устраняют её микрорельеф и останавливают естеств. пульсации. Наблюдение проводится в свете флуоресценции или тёмном поле при освещении препарата через объектив.

Телевизионная М. позволяет наблюдать микрообъекты на телеэкране. Микроскопы этого типа могут быть построены на основе схемы с передающей трубкой либо схемы с бегущим лучом. В телевизионных микроскопах с передающей трубкой (рис. 10, *а*) препарат *3* освещается источником света *1* через конденсор *2*. Микрообъектив *4* и окуляр *5* создают действит. изображение препарата на фотослое передающей трубки *6*, откуда изображение в виде электрич. сигналов передаётся через электронную систему *7* на кинескоп *8*, где преобразуется в видимое изображение. Если препарат освещать последовательно светом трёх длин волн или изображение одновременно проецировать на три передающие трубки через блок цветоделения, то, передав сигналы с трубок на трёхцветный кинескоп, можно получить на экране цветное изображение микрообъекта. В телевизионном микроскопе с бегущим лучом (рис. 10, *б*) используется оптич. сканирование препарата движущимся лучом света. В этом случае микроскоп, состоящий из объектива *3* и окуляра *2*, работает в обратном ходе лучей и проецирует на препарат *4* сильно уменьшенное изображение растра катодно-лучевой трубки *1*, служащей источником света (источником света может быть и лазер с быстродействующим сканирующим устройством). Приёмником света является фотоумножитель *6*, установленный под конденсором *5*. При такой схеме точки препарата освещаются последовательно по мере движения луча, а интенсивность прошедшего света пропорциональна пропусканию той точки препарата, где находится бегущий луч. Выходной сигнал с фотоумножителя, пропорциональный интенсивности прошедшего света, пройдя через электронную систему *7*, управляет током электронного луча кинескопа *8*. В результате на экране кинескопа воспроизводится изображение препарата. Схемы с бегущим лучом дают возможность наблюдать в течение длит. времени живые клетки в УФ-лучах, поскольку на облучение каждой точки препарата затрачивается малая доля времени всего кадра.

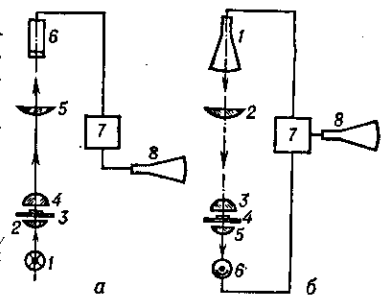


Рис. 10. Блок-схема телевизионного микроскопа: *а* — с передающей трубкой; *б* — с бегущим лучом.

Телевизионные микроскопы позволяют чисто электронным путём менять масштаб, контраст и яркость изображения. Достоинством телевизионной М. является возможность дистанционно наблюдать объекты (напр., радиоактивные).

Конфокальная М. реализует растровый способ построения изображения (см. *Растровые оптические системы*). При этом каждая точка объекта последовательно освещается малым (дифракционно ограниченным) источником излучения, а сигнал от неё детектируется с помощью точечного приёмника излучения. Это позволяет увеличить разрешающую способность в 1,4 раза и

получать тонкие высококонтрастные оптич. срезы объекта, на основе к-рых можно восстанавливать его объёмную структуру. Микроскопы этого типа могут быть построены на основе схемы с лазерным сканированием и диафрагмой, установленной перед ФЭУ (конфокальный лазерный сканирующий микроскоп), либо схемы с диском, в к-ром имеются наборы сопряжённых диафрагм, расположенных в осветительной и окулярной частях прибора (конфокальный микроскоп с тандемным сканированием).

Аналитическая М. включает в себя разл. методы качеств. и количеств. определения состава вещества в отд. микроструктурах размером от долей мкм до долей мм на основании исследования их оптич. характеристик (см. *Спектральный анализ*). Среди методов количеств. анализа под микроскопом наиб. распространение получила цитофотометрия, позволяющая по поглощению определить концентрацию или кол-во внутриклеточных веществ до 10^{-12}–10^{-14} г.

Лит. см. при ст. *Микроскоп.* *Г. В. Папаян.*

МИКРОСКОПИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ — совокупность методов визуализации микроструктуры и формы малых объектов с помощью УЗ- и гиперзвуковых волн. Она включает в себя также методы измерения локальных характеристик упругих и вязких свойств объекта и их распределений по его поверхности или внутри объёма. М. а. основана на том, что УЗ-волны, прошедшие, отражённые или рассеянные отд. участками объекта, имеют разл. характеристики (амплитуду, фазу и др.) в зависимости от локальных вязкоупругих свойств образца. Эти различия позволяют методами *визуализации звуковых полей* получать акустич. изображения на экране дисплея. В зависимости от способа преобразования акустич. полей в видимое изображение различают сканирующую лазерную М. а. и сканирующую растровую М. а.

С к а н и р у ю щ а я л а з е р н а я М. а. представляет собой разновидность *голографии акустической*, предназначенную для визуализации малых объектов. При облучении плоской УЗ-волной объекта, помещённого в жидкость, фронт волны после прохождения образца искажается из-за неоднородных фазовых задержек, а амплитуда изменяется в соответствии с неоднородностью коэф. отражения и поглощения в объекте. Прошедшая волна падает на свободную поверхность жидкости и создаёт на ней поверхностный рельеф, соответствующий акустич. изображению объекта. Рельеф считывается световым лучом и воспроизводится на экране дисплея. Этот метод реализуется в лазерном акустич. микроскопе (рис. 1), где УЗ-пучок, излучаемый преобразователем *1*, через звукопровод *2* падает на объект *3*, помещённый в иммерсионную жидкость *4*, и после прохождения объекта создаёт на границе жидкости рельеф. На поверхность жидкости нанесена полупрозрачная плёнка, к-рая деформируется вместе с поверхностью. Луч лазера *5* с помощью сканирующего устройства *6* и зеркала *7* перемещается по поверхности плёнки, частично отражаясь от неё. Угол отражения α меняется от точки к точке в соответствии с рельефом, создаваемым акустич. волной. Отражённый луч, пройдя зеркало *7* и линзу *8*, падает на оптич. нож *9*, преобразующий угл. модуляцию в амплитудную, и регистрируется фотоприёмником *10*. Видимое акустич. изображение возникает на экране дисплея *11*, развёртка к-рого синхронизирована с движением лазерного луча, а яркость управляется сигналом с фотоприёмника. Для сравнения одновременно на другом дисплее *13* получается оптич. изображение объекта за счёт регистрации фотоприёмником *12* прошедшего лазерного луча.

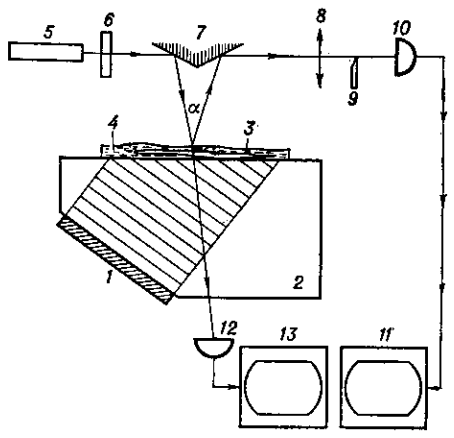


Рис. 1. Принципиальная схема сканирующего лазерного акустического микроскопа.

Используемый в сканирующей лазерной М. а. способ визуализации не позволяет получать высокие разрешения. Лазерные акустич. микроскопы работают на частотах вплоть до неск. сотен МГц и дают разрешение до 10 мкм. Одно из достоинств лазерного акустич. микроскопа — возможность одновременно получать оптич. и акустич. изображения и сравнивать их. Для количеств. измерений в лазерной сканирующей М. а. используются те же методы, что и в обычной акустич. голографии, напр. метод интерферограмм.

В с к а н и р у ю щ е й р а с т р о в о й М. а. сфокусированный УЗ-пучок перемещается по объекту, изображение к-рого воссоздаётся по точкам в виде растра. Фокусиров. волна, падая на образец, частично отражается от объекта, частично поглощается и рассеивается в нём, а частично проходит через него. Принимая ту или иную часть излучения, можно судить об акустич. свойствах образца в области, размеры к-рой определяются размерами фокального пятна. В акустич. микроскопе (рис. 2) пучок плоских УЗ-волн, излучаемых пьезоэлектрич. преобразователем *1*, фокусируется акустич. линзой *2*, к-рая представляет собой сферич. углубление на границе раздела звукопровода *3* и иммерсионной жидкости *4*. Образец *5* помещается вблизи фокальной плоскости линзы и перемещается параллельно ей по двум осям с помощью механич. сканирующего устройства *6*. УЗ-излучение после взаимодействия с объектом собирается приёмной акустич. линзой *7* на приёмном пьезоэлектрич. преобразователе *8*. Электрич. сигнал с преобразователя управляет яркостью электронного луча, развёртка к-рого синхронизована с движением образца при его сканировании. В результате на экране дисплея *9* возникает акустич. изображение, к-рое определяется распределением по образцу его физ. свойств (упругости, плотности, вязкости, толщины, анизотропии и др.).

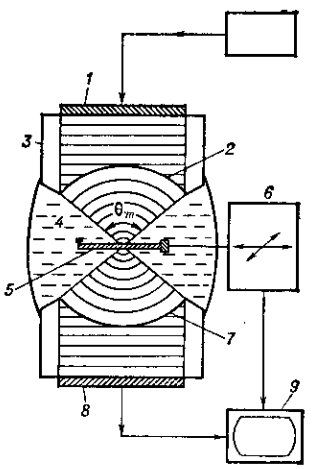


Рис. 2. Принципиальная схема сканирующего акустического микроскопа для режима «на прохождение».

В зависимости от того, какая часть излучения после взаимодействия с объектом регистрируется, различают акустич. микроскопы «на отражение», «на прохождение», «тёмного поля». Выходной сигнал формируется лишь теми лучами, к-рые проходят через фокус приёмной линзы *7* в иммерсионной жидкости (реальный или мнимый) и соответственно после преломления на её

поверхности падают на преобразователь по нормали. Поэтому для получения изображения в прошедших лучах используется т. н. конфокальная система — пара акустич. линз, фокусы к-рых совмещены, как показано на рис. 2. В режиме «на отражение» одна и та же линза используется как для получения фокусир. пучка, так и для приёма УЗ-волн. Акустич. изображение в режиме «тёмного поля» создаётся лучами, рассеянными объектом; для его получения приёмную линзу в конфокальной системе отклоняют от акустич. оси системы так, чтобы она собирала рассеянные лучи. Ещё один режим работы акустич. микроскопа — нелинейный — можно осуществить, если принимать акустич. излучение не на осн. частоте возбуждаемого звукового пучка, а на её гармониках.

Звукопроводы акустич. линз изготовляются из материалов с высокой скоростью продольных акустич. волн (сапфир Al_2O_3, кварц и др.), в качестве иммерсионных жидкостей используются вода, жидкий гелий, жидкие металлы (ртуть, галлий и др.), нек-рые органич. жидкости. Показатели преломления n на границах раздела таких сред достигают значит. величины; так, для системы вода — сапфир $n = 7{,}4$. Для того чтобы уменьшить потери на поглощение звука в иммерсионной жидкости и улучшить разрешение, используются линзы с малыми радиусами кривизны (вплоть до сотен и десят-

распределение на поверхности образца коэф. отражения, интегрального по углу падения. Из-за большой разницы *волновых сопротивлений* образца *I* и иммерсионной жидкости *IV* коэф. отражения близок к единице

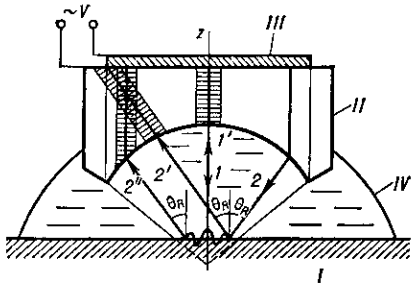


Рис. 3. Ход лучей в сканирующем акустическом микроскопе «на отражение». Поверхность объекта *I* смещена из фокальной плоскости микроскопа в сторону линзы *II*. *1′* и *1* — падающий и отражённый параксиальные лучи; *2* — луч, падающий на поверхность объекта под рэлеевским углом θ_R; *2′* — луч, зеркально отражённый под углом θ_R; *2″* — луч, переизлучённый под углом θ_R в иммерсионную жидкость *IV* в результате образования вытекающей рэлеевской волны. Сигнал на преобразователе создаётся лучами *1′* и *2″*.

даже при значит. изменениях упругих свойств образца, и контраст акустич. изображений слабый. Для улучшения контраста исследуемую поверхность смещают из фокальной плоскости по направлению к линзе. При её смещении выходное электрич. напряжение *V* на пре-

Благодаря этому с помощью отражательной М. а. можно изучать многослойные плёнки и др. слоистые системы, визуализировать подповерхностные дефекты и микротрещины и др. Визуализация внутр. структуры образца на больших глубинах затруднена эффектами отражения и преломления на его границе. Вследствие отражения лишь малая часть падающего излучения проходит внутрь образца, а структура прошедшего пучка оказывается искажённой эффектами преломления: в образце возникает неск. сходящихся пучков, образованных упругими волнами разл. поляризаций (в изотропном образце—продольными и поперечными волнами), причём эти пучки имеют значит. аберрации за счёт изменения хода лучей при преломлении. Однако использование в качестве иммерсии жидкостей с большими волновыми сопротивлениями и скоростями звука (напр., жидкого галлия) позволяет уменьшить потери на отражение и аберрации и получить акустич. изображения внутр. структур образца как в продольных, так и в поперечных лучах.

Для визуализации тонких плоских образцов (плёнок, пластинок, срезов биол. тканей и др.) используется М. а. «на прохождение». Толщины образцов в этом случае ограничены величиной межлинзового расстояния в конфокальной системе, поглощением и аберрациями фокусиров. УЗ-пучка в образце и обычно не превышают неск. десятков длин волн на рабочей частоте микроскопа. Контраст акустич. изображений для объектов с акустич. характеристиками, близкими к характеристикам иммерсии (напр., биол. объекты в воде), создаётся не только локальными вариациями поглощения и рассеяния в образце, но и неоднородным распределением скорости звука по образцу, поскольку лучи в сходящемся пучке, идущие под разл. углами к оси пучка, проходят в образце разные пути и приходят на приёмный преобразователь с разл. фазами. Поэтому сигнал на выходе оказывается зависящим от локальной скорости звука в образце.

М. а. позволяет непосредственно наблюдать микроструктуру объекта, распределение его упругих и вязких свойств. М. а. используется для получения изображений оптически непрозрачных объектов или, наоборот, прозрачных объектов с незначит. оптич. контрастом. Во мн. случаях получение акустич. изображений, в отличие от оптических, не требует спец. методов приготовления образцов [для биол. объектов — фиксации и окрашивания (рис. 5), для минералов и сплавов — травления (рис. 6) и др.] и позволяет непосредственно наблюдать динамику физ., физ.-хим. и биол. процессов в образцах. М. а. применяется в материаловедении для изучения структуры минералов, сплавов и кристаллов, а также плёнок и разл. покрытий; для неразрушающего

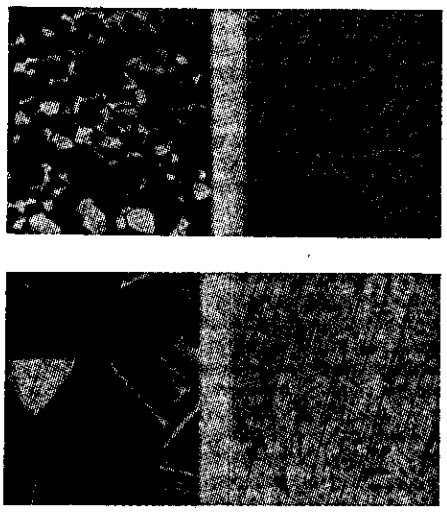


Рис. 6. Акустические (слева) и оптические (справа) изображения образцов: *а* — керамики (увеличение 350×); *б* — аустенита (увеличение 250×).

контроля изделий микроэлектроники; в биологии и медицине — для прижизненного изучения тканей и клеток и др.

М. а. используется также для количеств. измерений локальных модулей упругости материалов. Методом $V(z)$-характеристик в акустич. микроскопах «на отражение» измеряется локальная скорость рэлеевской волны в изотропных твёрдых телах. Измерения $V(z)$-характеристик с помощью цилиндрич. акустич. линзы позволяют определять скорости распространения поверхностных волн по разл. направлениям в анизотропных материалах и тем самым характеризовать локальную анизотропию этих материалов.

Лит.: Березина С. И., Лямов В. Е., Солодов И. Ю., Акустическая микроскопия, «Вестник МГУ. Сер. Физика, Астрономия», 1977, т. 18, № 1, с. 3; Кесслер Л. У., Юхас Д. Э., Акустическая микроскопия, «ТИИЭР», 1979, т. 67, № 4, с. 96; Кувейт К. Ф., Алталар А., Викрамасингхе Х. К., Акустическая микроскопия с механическим сканированием. Обзор, там же, № 8, с. 5; Lemons R. A., Quate C. F., Acoustic microscopy, в кн.: Physical acoustics, v. 14, ed. by W. P. Mason, R. N. Thurston, [s. l.], 1979.

В. М. Левин.

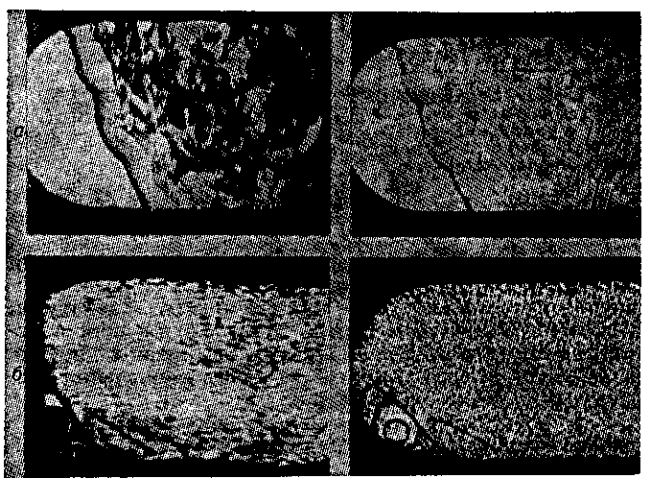


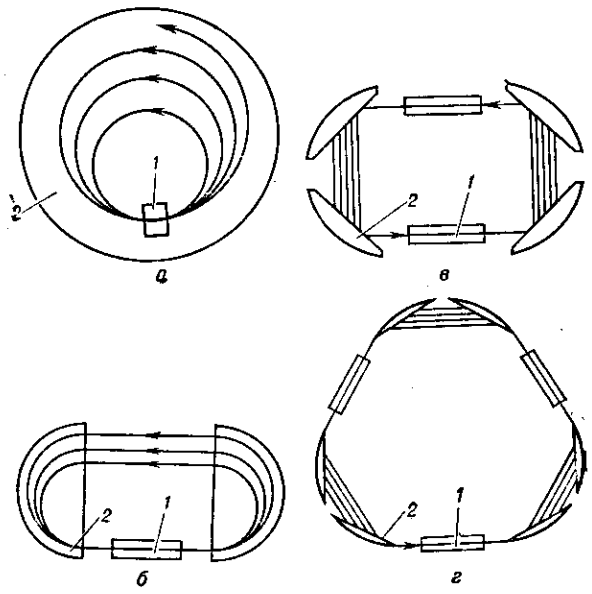
Рис. 5. Акустические (слева) и оптические (справа) изображения биологических образцов: поперечный срез дермы человека (*а*) и срез печени мыши (*б*).

МИКРОТРО́Н (от греч. mikrós — малый и ...трон) — циклич. резонансный ускоритель электронов с постоянным во времени ведущим магн. полем и пост. частотой ускоряющего СВЧ-поля. В классич. М. траектории ускоренных электронов составлены из ряда возрастающих по радиусу окружностей, соприкасающихся в общей точке, в к-рой расположена ускоряющая структура.

Принцип действия М. предложен в 1944 В. И. Векслером одновременно с описанием открытого им явления *автофазировки* частиц в резонансных ускорителях. Условие синхронизма для движущихся по разным орбитам электронов в М. состоит в том, что длина последоват. орбит отличается на целое число длин волн λ ускоряющего СВЧ-поля; поэтому М. часто наз. ускорителем с переменной кратностью.

В классич. М. (рис., *а*) электроны ускоряются в СВЧ-резонаторе, расположенном между полюсами пост. электромагнита (магн. диполя). Ввиду малой величины области фазовой устойчивости (~32°) ускоренный пучок в М. имеет небольшой энергетич. разброс. Поперечная устойчивость движения частиц обеспечивается совместным действием ведущего магн. поля и ускоряющего СВЧ-поля резонатора.

Предельные значения энергии для классич. М. определяются точностью, с к-рой удаётся воспроизвести магн. поле, и составляют ~30 МэВ при токах до 100 мА в импульсе. Коэф. заполнения пучком (отношение длительности импульса к интервалу между импульсами) определяется возможностями используемых СВЧ-генераторов и обычно лежит в пределах 10^{-3}—10^{-4}. Благодаря простоте конструкции и эксплуатации, а также хорошим качествам ускоренного пучка (высокая монохроматичность, малый поперечный *эмиттанс*) классич. М. широко применяются в ядерной физике, медицине, дефектоскопии, радиац. физике, а также в качестве инжекторов релятивистских электронов для *синхротронов*.



Схематическое изображение электронных рециркуляторов, основанных на микротронном принципе ускорения: *а* — классический микротрон; *б* — разрезной микротрон; *в* — двухсторонний микротрон, или квадрутрон; *г* — гексатрон; *1* — ускоряющий элемент; *2* — магнитный диполь.

С кон. 70-х гг., в осн. в связи с актуальностью проблемы создания интенсивных электронных пучков высоких энергий непрерывного действия, начали применяться М. т. н. политронного типа, в к-рых для формирования замкнутых орбит и обеспечения условия синхронизма используется неск. поворотных магн. диполей и ускоряющих СВЧ-структур, в т. ч. сверхпроводящих.

Простейший ускоритель этого типа — разрезной М., или М.-рейстрек (рис., *б*), состоит из ускоряющей СВЧ-структуры и двух 180°-х зеркально-симметричных магн. диполей. В свободных от магн. полей участках орбит размещаются ускоряющие, фокусирующие, корректирующие и диагностич. элементы ускорителя. Разрезные М. с импульсными пучками получили распространение в качестве инжекторов электронов для накопит. колец. Предельные энергии, достижимые в таких разрезных М., лежат в интервале 800—1000 МэВ. В политронах высших порядков—квадрутроне, или двухстороннем М. (рис., *в*), гексатроне (рис., *г*), октутроне и т. д.— используется по неск. элементов периодичности, каждый из к-рых включает ускоряющую СВЧ-структуру и два зеркально-симметричных участка магн. поля сегментного типа, обеспечивающих (совместно с фокусирующими элементами) ахроматический (т. е. не зависящий от энергии) перенос пучка между ускоряющими структурами.

Ускорители политронного типа дают значит. выигрыш в весе и стоимости магн. диполей, а также выгодно отличаются от обычных М. шириной области фазовой стабильности. На основе использования политронов проектируются каскадные ускорит. комплексы для получения непрерывных электронных пучков с энергиями до 4—5 ГэВ и ср. токами до 300 мкА. Рост фазового объёма пучка из-за квантовых флуктуаций *синхротронного излучения* электронов является осн. фактором, ограничивающим достижимые в политронах энергии.

Лит.: Капица С. П., Мелехин В. Н., Микротрон, М., 1969; Rand R. E., Recirculating electron accelerators, P.— [a. o.], 1984.

К. А. Беловинцев.

МИКРОФО́Н (от греч. mikrós — малый и phonḗ — звук) — приёмник звука, представляющий собой *электроакустический преобразователь*, предназначенный для преобразования звуковых колебаний в воздушной среде в электрич. сигналы. В комплект М., как правило, входят помимо собственно преобразователя и другие необходимые для его практич. применения элементы: согласующие трансформаторы, предварит. усилители и др.

М., как всякий приёмник звука, характеризуется чувствительностью, диапазоном воспроизводимых частот (т. е. частотной характеристикой чувствительности), направленностью, динамич. диапазоном. Верхней границей последнего является т. н. предельный уровень звукового давления, при к-ром коэф. гармонич. искажений сигнала на выходе М. достигает 0,5—1%; ниж. граница динамич. диапазона, т. н. эквивалентный уровень звукового давления, представляет собой уровень звукового давления, при к-ром на выходе М. обеспечивается напряжение, равное напряжению шума, обусловленного собств. молекулярными шумами преобразователя, тепловыми шумами резистивных элементов, шумами предварит. усилителя и т. п. Практически во всех преобразователях М. имеется подвижный элемент (диафрагма, мембрана), способный колебаться под воздействием звукового давления и осуществляющий т. о. акусто-механич. преобразование.

В зависимости от того, каким образом формируется результирующая сила F, воздействующая на подвижную систему, все М. подразделяются на приёмники давления, градиента давления и комбиниров. приёмники. В приёмниках давления звуковое поле действует на подвижную систему с одной стороны; результирующая сила F в этом случае не зависит от направления прихода звуковой волны и М., при условии, что его размеры малы по сравнению с длиной волны, не обладает направленностью.

У градиентных приёмников подвижная система подвергается с обеих сторон воздействию звукового поля и результирующая сила определяется разностью Δp звуковых давлений на двух акустич. входах системы, находящихся на расстоянии d друг от друга: $F = d|\mathrm{grad}\, p|\cos\Theta$, где Θ — угол падения звуковой волны относительно акустич. оси преобразователя. Направленность такого приёмника описывается ф-цией $\cos\Theta$, причём макс. выходной сигнал имеет место при осевом падении звуковой волны, т. е. при $\Theta = 0$ и $\Theta = 180°$, а при $\Theta = 90°$ выходной сигнал равен нулю.

Объединив приёмник градиента давления с приёмником давления либо электрически, либо путём построения соответствующей механо-акустич. системы, получают комбиниров. приёмник, позволяющий реализовать в зависимости от соотношения чувствительностей исходных приёмников разнообразные диаграммы направленности. Чаще всего используются комбиниров. приёмники с диаграммами направленности в виде кардиоиды, суперкардиоиды и гиперкардиоиды. Для создания остронаправленных М. применяют акустич. зеркала или конструкции типа акустич. антенны бегущей волны.

По энергетич. характеристикам все М. можно разделить на две группы: М., энергия выходного сигнала к-рых обеспечивается источником питания, и М., энер-

гия выходного сигнала к-рых обусловлена лишь преобразованием энергии звукового поля.

М., относящиеся к первой группе, являются необратимыми преобразователями; их достоинство — большая мощность выходного сигнала, позволяющая обходиться в ряде случаев без дополнит. усилителей. Типичным представителем М. первой группы служит угольный М., используемый в телефонии. Принцип его действия основан на зависимости электрич. сопротивления между частицами угольного порошка от давления, с к-рым действует на порошок диафрагма М., колеблющаяся под воздействием звукового поля. В такт с колебаниями диафрагмы изменяется ток в цепи М., подключённого к источнику питания. Выходной переменный сигнал может быть выделен с помощью трансформатора, первичная обмотка к-рого включена в цепь М. Угольные М. выполняются лишь как приёмники давления. Диапазон воспроизводимых угольными М. частот невелик — от сотен Гц до неск. кГц, однако он достаточен для обеспечения разборчивости речи. Чувствительность их составляет 200—400 мВ/Па при токе питания 10—100 мА, динамич. диапазон не превышает 30 дБ. Коэф. гармонич. искажений может достигать 10—20%.

М. второй группы могут иметь значительно более высокие эл.-акустич. параметры. По принципам механоэлектрич. преобразования они подразделяются на эл.-динамические, эл.-статические и пьезоэлектрические. Наиб. широкое применение в звукотехнике нашли эл.-динамич. М.— катушечные и ленточные. У катушечного эл.-динамич. М. (рис. 1) пост. магнит *1* создаёт в кольцевом зазоре *2* радиальное магн. поле, в к-ром находится звуковая катушка *3* с лёгкой диафрагмой *4* (подвижная система), закреплённой на магн. системе с помощью гофриров. воротника *5*. При колебаниях диафрагмы под действием звуковых волн меняется магн. поток, пронизывающий катушку, и на её зажимах индуцируется эдс.

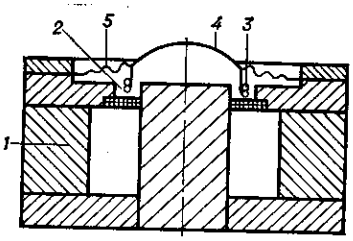


Рис. 1. Устройство электродинамического катушечного микрофона.

Эл.-динамич. катушечные М. выпускаются в осн. как приёмники давления и комбиниров. приёмники. Их частотный диапазон охватывает область от 20 Гц до 20 кГц, чувствительность составляет 1—3 мВ/Па. Благодаря высоким эл.-акустич. параметрам, простоте конструкции и надёжности в эксплуатации катушечные эл.-динамич. М. применяются в бытовой технике, системах звукоусиления и профессиональной звукозаписи.

Более ограниченное применение находят ленточные М., у к-рых подвижной системой служит тонкая ленточка из гофриров. металлич. фольги, закреплённая между полюсами пост. магнита и являющаяся одновременно подвижным проводником. В связи с малой длиной ленточки чувствительность М. составляет всего 10—20 мкВ/Па; для её повышения приходится предусматривать встроенный повышающий трансформатор, увеличивающий размеры и массу ленточного М. Ленточные М. чаще всего выполняются как градиентные приёмники. Они отличаются гладкими частотными характеристиками чувствительности во всём слышимом диапазоне частот.

Среди используемых М. наиб. высокими эл.-акустич. параметрами обладают конденсаторные М., построенные на базе эл.-статич. преобразователей (рис. 2). Подвижная система такого преобразователя представляет собой тонкую мембрану *1*, являющуюся одновремен. одной из обкладок плоского конденсатора. Второй обкладкой конденсатора служит массивный неподвижный электрод *2* с отверстиями, к-рые делаются в нём для обеспечения необходимых диссипативных свойств воздушного зазора между электродами. С помощью источника пост. напряжения U_0 в рабочем зазоре конденсатора создаётся электрич. поле. При колебаниях мембраны под воздействием звуковых волн ёмкость конденсатора меняется и через сопротивление нагрузки R протекает разрядно-зарядный ток i, создающий на сопротивлении R напряжение сигнала U, повторяющего по форме акустич. сигнал. Если мембрана преобразователя выполняется из электретного материала или такой материал наносится на неподвижный электрод, то необходимость в источнике поляризующего напряжения исключается, поскольку электрет создаёт в зазоре преобразователя требуемую напряжённость поля.

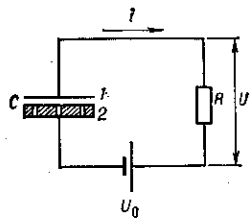


Рис. 2. Схема включения электростатического преобразователя.

Конденсаторные М. выполняются как приёмники давления, градиента давления и комбиниров. приёмники. Благодаря ничтожной массе мембраны, к-рая изготовляется из металлич. фольги или металлизиров. полимерных плёнок толщиной 3—10 мкм, частотный диапазон конденсаторных М. часто простирается от единиц Гц до 150 кГц и выше. Чувствительность их в области звуковых частот составляет ~10 мВ/Па; динамич. диапазон собственно преобразователей конденсаторных М. достигает 130—140 дБ. Из-за высокого внутр. сопротивления эл.-статич. преобразователи нельзя непосредственно подключать к длинной линии. Предварит. усилитель с большим входным сопротивлением должен располагаться непосредственно в корпусе М.

Конденсаторные М. являются осн. видом измерит. звукоприёмников для воздушной среды; они находят широкое применение и в звукотехнике. В лаб. практике, а также в дешёвых системах оповещения используются пьезоэлектрич. М., в основе к-рых находится *пьезоэлектрический преобразователь* с пьезоэлементом либо биморфного типа, совершающим изгибные колебания под действием звукового давления, либо в виде пьезокерамич. сферы или цилиндра. Пьезоэлектрич. измерит. М. выполняют в виде приёмников давления, градиентных и комбинированных. Весьма перспективными как для измерит. целей, так и для звукотехники представляются пьезоэлектрич. М. на основе пьезополимерных преобразователей, отличающиеся малым весом и (потенциально) широким частотным диапазоном.

Лит.: Фурдуев В. В., Акустические основы вещания, М., 1960; Римский-Корсаков А. В., Электроакустика, М., 1973; Lerch R., Electroacoustical properties of piezopolymer microphones, «J. Opt. Soc. Amer.», 1981, v. 69, № 6, p. 1809; Колесников А. Е., Акустические измерения, Л., 1983.

В. М. Горелик.

МИКРОЭЛЕКТРО́НИКА — область электроники, охватывающая проблемы создания электронных устройств в микроминиатюрном интегральном исполнении. Осн. практич. продукция М. — *интегральные схемы* (ИС), к-рые служат элементами ЭВМ (и техн. средств искусств. интеллекта), автоматизации, систем управления и связи.

В ИС нелинейные твердотельные приборы, детали структуры к-рых имеют микронные размеры (микроприборы), и линии связи между ними формируются в едином технол. процессе на общей пластине — подложке (интегральная технология). Важнейшие приборы, входящие в состав ИС: *транзисторы* (биполярные, полевые), их комплементарные пары (*n-p-n* — — *p-n-p*; *n*-канальные и *p*-канальные); энергозависимые транзисторы (напр., с плавающим затвором); *диоды твердотельные* (на *p* — *n*-переходах, диоды Шоттки); *приборы с зарядовой связью* (передача заряда в цепях из тысяч МДП-элементов, см. *МДП-структура*), на *цилиндрических магнитных доменах* (ЦМД), на доменных стенках и линиях. Разрабатываются новые

типы транзисторов: с баллистич. пролётом электронов (без рассеяния на дефектах и фононах), с двумерным электронным газом, с проницаемой базой (внутри базы расположена металлич. решётка, играющая роль сетки) и др.

Внутр. линии связи ИС (электрич., оптич., в т. ч. волоконные, магн., акустические) обеспечивают обмен сигналами и согласованное протекание множества процессов, локализованных в объёме кристалла. Т. о., наряду с интеграцией элементов в М. достигается интеграция нелинейных физ. явлений. Системы микроприборов и связей между ними образуют единое устройство — информац. автомат, к-рый выполняет функции хранения, обработки и обмена данными с внеш. миром (человеком, др. автоматами, техн. объектами, включая роботов и исполнит. механизмы), моделирование физ. и др. процессов, вывод сигналов, управляющих разл. устройствами.

Степень интеграции N — число транзисторов или их функциональных групп (т. н. логич. «вентилей», ячеек памяти и др.) в одной ИС — показатель её сложности. С возникновением М. (50—60-е гг. 20 в.) N непрерывно растёт: $N \approx 2^{0,5\tau}$ (для крупносерийных логич. ИС) и $N \sim 2^{\tau}$ (для лучших образцов схем памяти), где τ — «возраст» М. (с 1960). Тридцатидвухразрядные микропроцессоры, т. н. транспьютеры, и др. суперкристаллы имеют $N \geqslant 10^5$ и реализуют центр. часть ЭВМ с производительностью $\sim 10^7$ операций в 1 с, устройства самодиагностики и даже «саморемонта». Ультрабольшие ИС памяти имеют ёмкость до 2^{24} бит (16 мегабит).

Уровень миниатюризации. Мин. размер l_0 «деталей» внутр. геометрии ИС (ширина проводников, длина канала полевого транзистора и т. п.) — осн. показатель уровня миниатюризации. Уменьшение l_0, связанное с возможностями *микролитографии*, на к-рой основано формирование внутр. геометрии ИС, происходит со ср. скоростью, определяемой соотношением $l_0 = (50—20)\cdot 2^{-0,3\tau}$. В пром. ИС $l_0 = 1,5—2,5$ мкм, в лучших ИС $l_0 = 0,8—1,0$ мкм (1987). С уменьшением l_0 увеличивается быстродействие и снижается энергопотребление элементов, но усложняются физ. процессы, их теоретич. анализ, проектирование и оптимизация. В нач. период развития М. (при $l_0 \geqslant 10$ мкм) нелинейные электронные процессы локализовались в активных областях отд. транзисторов (напр., в базе биполярных транзисторов). Оптимизация при этом была основана на одномерных моделях (приближение бесконечных плоских p — n-переходов), и проектирование ИС «наследовало» осн. принципы проектирования электронных схем на дискретных приборах. При $10 \geqslant l_0 \geqslant 5$ мкм нелинейные явления внутри транзисторов и активные связи между ними («паразитные» транзисторы) осложнили применение этой модели, а при $5 \geqslant l_0 \geqslant 1$ мкм «лавинное» нарастание этих явлений, влияние сильного электрич. поля и *горячих электронов* потребовали перехода к нелинейным двумерным, а затем трёхмерным моделям, аналитически не разрешимым и требующим расчёта на ЭВМ. Нелинейным становится и поведение внутр. связей. Абс. величина тока снижается $\sim l_0$, а сечений линий $\sim l_c^2$, плотность тока возрастает, и разогрев проводников в сочетании с сильным электрич. полем и высокой плотностью тока вызывает перенос ионов и атомов прямым дрейфом или электронным ветром. При $l_0 = 0,1—0,2$ мкм достигается оптимум, ниже к-рого быстродействие перестаёт возрастать, а энергопотребление транзисторов перестаёт снижаться. Их др. характеристики также ухудшаются. Кроме того, начинают развиваться нежелательные коллективные электронные процессы. Т. о., $l_0 = 0,1$ мкм — нижний физ. предел М., основанный на классич. принципах синтеза схем. Теоретич. предел быстродействия $\sim 10^{-12}$ с (системные ограничения обусловлены процессами внутрисхемной передачи сигналов, задержки сигналов, согласованием линии связи и их помехозащищённостью и др.).

Технология микроэлектроники и системы автоматизированного проектирования (САПР). Технол. ограничения в М. определяются возможностями планарной технологии — послойного синтеза структуры твердотельного устройства с помощью многократно повторяющихся (до 10—16 раз; с развитием М. это число возрастает) групп операций, причём каждая группа формирует на поверхности подложки двумерный рисунок и преобразует его в объёмную внутр. геометрию ИС, а погрешность совмещения каждого последующего рисунка с предыдущими $\ll l_0$. При проектировании конечная структура представляется в виде совокупности плоских картин (напр., в виде шаблонов). Это осуществляется с помощью САПР. Спец. компьютерные программы САПР основаны на функциональном и электрич. моделировании ИС и содержат «библиотеки стандартных элементов», из к-рых формируется ИС, оптимизируются геометрия её внутр. связей, проверка её устойчивости к помехам и т. д. Наиб. совершенные САПР обеспечивают также оптимизацию внутр. структуры новых поколений ИС. САПР новых поколений ИС основаны на наиб. мощных ЭВМ предыдущих поколений. Принцип послойного синтеза определяет границы М., в частности степень связности рисунка ИС при данном N. Системные ограничения планарных структур (быстродействие и мощность, степень связности и степень интеграции и т. д.) связаны предельными соотношениями. Теоретич. предел $N \sim 10^{10}$ для ИС на целой полупроводниковой пластине с диам. 200—250 мм.

Физ. принципы действия ИС и технология их синтеза взаимно согласованы. Когда геом. размер твёрдого тела (хотя бы в одном измерении) становится достаточно малым, скорости протекания технол. процессов (диффузия, структурная перестройка, рост, травление и др.) перестают лимитировать их применение. Поэтому в технологии М. используются разнообразные явления, включая диффузию и фазовые переходы в твёрдом теле, гетерогенные реакции, воздействие частиц высоких энергий, сфокусированных электронных и ионных пучков и др. Используются также процессы, селективные по отношению к разл. структурным и хим. состояниям кристалла. Требования к чистоте веществ в М. нередко превышают разрешающую способность методов их анализа.

Функциональная микроэлектроника. Ограничения, вызванные нарастающей плотностью и сложностью внутр. связей, стимулируют развитие т. н. функциональной М. — создание структур, функциональные свойства к-рых определяются коллективными электронными процессами и не могут быть реализованы путём коммутации отд. его областей; обработка информации осуществляется не схемотехн. путём, а динамич. распределением зарядов и полей — эл.-магн., тепловых, упругих. При этом используются оптич. явления (см. *Оптоэлектроника*), взаимодействие электронов с акустич. волнами (см. *Акустоэлектроника*). В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости особое значение приобретают криоэлектронные приборы. Разрабатываются полностью оптические («фотонные») вычислит. машины. Функциональная М. позволяет достичь предельно высокой производительности и мин. энергопотребления. Однако для каждого класса задач требуется создание спец. структур или сложная настройка. Кроме того, «несхемотехн.» решения характеризуются меньшей точностью и устойчивостью вычислений и моделирования.

При достаточно высоком уровне развития технологии становится возможным создание гибридных устройств, объединяющих цифровые схемотехнические и функциональные процессоры, автоматически распределяющих между ними информац. потоки на каждом этапе решений задач. Существуют устройства, интегрирующие в едином твёрдом теле электронные и неэлектронные (в т. ч. синтезаторы речи) микромеханич. элементы (датчики, анализаторы, исполнительные микроме-

ханизмы, микродвигатели и т. п.). Т. о., принципы М. распространяются на всю сферу устройств, функциональное назначение к-рых допускает миниатюризацию хотя бы в одном из трёх пространственных измерений.

Предполагается, что одна из новых ветвей развития М. пойдёт в направлении копирования процессов в живой клетке, ей присвоены термины «молекулярная электроника» или «биоэлектроника». Достигнутый уровень развития М. сделал возможным постановку исследований и разработку систем искусств. интеллекта.

Деградация микроэлектронных устройств. С термодинамич. точки зрения ИС — неравновесная система, закрытая для массообмена со средой, но открытая энергетически в процессе своего функционирования (см. *Открытая система*). Энергетич. обмен со средой ускоряет процесс релаксации системы к равновесному состоянию. Этот процесс наз. деградацией. Многообразие механизмов деградации породило новую область М., исследующую надёжность микроэлектронных устройств. Осн. особенность механизмов деградации в М. состоит в том, что они протекают при высоких плотностях тока (св. 10^6 А/см^2), высоких напряжённостях электрич. поля (св. 10^6 В/см) и поверхностных плотностях мощности (10^5 Вт/см^2). В таких условиях становятся неустойчивыми не только распределения тока и поля, но и атомная структура кристалла. Некрые механизмы деградации могут быть использованы, напр. разрушение или перестройка внутрисхемных связей и переброс «пакетов» носителей зарядов в глубокие ловушки.

Роль микроэлектроники в науке и технике. М. образует фундамент совр. средств автоматизации, связи, информац.-вычислит. техники. Парк последней в мире к сер. 80-х гг. достиг ок. 10^8 ЭВМ с производительностью от 10^5 до 10^8, а в отд. ЭВМ до 10^{10} операций в 1с. Для физики особенно важны 3 класса проблем, решаемых с помощью ЭВМ: 1) автоматизация эксперимента, включая его планирование, управление, анализ и обработку результатов (в осн. с помощью профессиональных персональных ЭВМ); 2) численное решение на супер-ЭВМ сложных задач, не разрешимых аналитически (квантовомеханических, задачи Изинга с учётом границ кристалла и т. д.); 3) моделирование многочастичных систем и сплошных сред на многопроцессорных ЭВМ (до $6{,}5\cdot10^4$ процессоров; проектируются — до 10^6); при этом организация внутр. информац. обмена топологически подобна организации физ. связей в моделируемых объектах.

М. стала источником новых идей и методов в физике твёрдого тела и материаловедении. В связи с задачами М. созданы, напр., устройства с управляемыми электронными и ионными пучками диаметром в неск. атомов, *ионные источники* (от протонов до тяжёлых ионов) широкого диапазона энергий (с диаметром пучка, близким к размерам отд. ионов), аппаратура для выращивания монокристаллов и многослойных структур, где толщина, состав и строение каждого слоя контролируются с точностью до параметра решётки (см. *Гетероструктура*, *Эпитаксия*), и т. д. Созданы новые *пьезоэлектрические материалы*, феррогранаты, материалы с высокой чувствительностью к действию света, рентг. излучения, электронных и ионных пучков и т. д. Одно из достижений микроэлектронного материаловедения — *сверхрешётки* на основе множества чередующихся сверхтонких слоёв полупроводников типа A^{III} — B^{V}.

Лит.: Новиков В. В., Теоретические основы микроэлектроники, М., 1972; Секен К., Томсет М., Приборы с переносом заряда, пер. с англ., М., 1978; Чистяков Ю. Д., Райнова Ю. П., Физико-химические основы технологии микроэлектроники, М., 1979; Мейндл Дж., Элементы микроэлектронных схем, пер. с англ., «УФН», 1979, т. 127, с. 297.

В. Ф. Дорфман.

МИКТОМАГНЕТИЗМ (магнетизм кластерных стёкол) — совокупность магн. свойств нек-рых неупорядоченных твёрдых растворов (в определ. концентрац. интервалах), обусловленная наличием случайных конкурирующих (знакопеременных) *обменных взаимодействий* между локализованными магн. моментами и неоднородностью распределения концентрации компонентов раствора (различиями в ближнем порядке атомов). Типичными представителями миктомагнетиков (ММ) являются концентриров. растворы 3*d*-переходных элементов (Cr, Mn, Fe, Co) в матрицах благородных металлов (Ag, Au) и меди, содержащих включения хим. *кластеров* этих же магн. атомов.

ММ присущи след. магн. свойства: а) появление при нек-рой темп-ре T_f (т. н. температуре замораживания) излома на кривой зависимости динамич. магн. восприимчивости от темп-ры (рис. 1) или статич. восприимчивости в предельно малых магн. полях, причём положение T_f для динамич. восприимчивости зависит от частоты приложенного перем. магн. поля. Существование различающихся по размеру магн. кластеров приводит к «размытию» темп-ры T_f; б) отсутствие у всей системы дальнего ферромагн. порядка ниже T_f (при охлаждении от высоких темп-р в отсутствие внеш. магн. поля) и др. типов дальнего магн. порядка — антиферромагн., геликоидального и т. д.; в) плавная температурная зависимость теплоёмкости вблизи T_f; г) влияние термомагн. обработки, т. е. зависимость магн. свойств от взаимного порядка включения внеш. магн. поля и изменения темп-ры. Это проявляется, напр., в отсутствие спонтанной намагниченности в случае охлаждения образца от высоких темп-р (когда все магн. моменты ориентированы хаотично) до темп-р ниже T_f в нулевом магн. поле (кривая *O* на рис. 2) и возникновении остаточной однонаправленной намагниченности в случае охлаждения образца в конечном магн. поле (кривая *10* на рис. 2), в зависимости величины остаточной намагниченности от времени и т. д.; д) сильная зависимость магн. свойств от режима металлургич. обработки образца (прокатка, отжиг и т. п.).

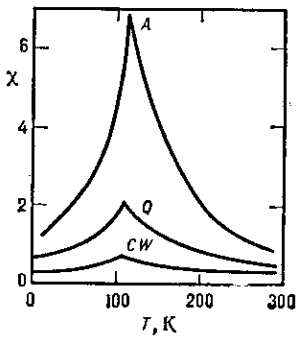


Рис. 1. Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости сплава $Cu_{75}Mn_{25}$ (в произвольных единицах), измеренная в переменном поле с частотой 200 Гц и среднеквадратичным значением напряжённости 2,3 Э, для состаренного при длительном низкотемпературном отжиге (*A*), закалённого (*Q*) и пластически деформированного (*CW*) образцов [5].

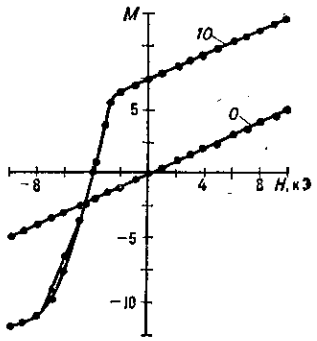


Рис. 2. Зависимость намагниченности *M* от магнитного поля для миктомагнитного сплава Cu—Mn (24,1 атомных % Mn) после охлаждения от высоких температур до 1,8 К в нулевом магнитном поле (*O*) и во внешнем магнитном поле 10 кЭ (*10*) [1].

Сочетание таких черт, как наличие остаточной намагниченности ниже T_f после выключения внеш. магн. поля (что типично для ферромагнетиков) и появление излома в магн. восприимчивости при определ. условиях (что типично для антиферромагнетиков), послужило основанием для введения термина «миктомагнетизм», означающего смешанный магнетизм.

При низких темп-рах и отсутствии внеш. магн. поля магн. структура ММ представляет собой матрицу слу-

чайно расположенных по образцу и хаотически «замороженных» в разл. направлениях локализованных атомных магн. моментов (спиновое стекло), в к-рой размещены случайно ориентированные магн. кластеры с ферро- или антиферромагнитным порядком (рис. 3). Хаотич. «замораживание» спинов в матрице возникает из-за того, что любой выделенный магн. момент взаимодей-

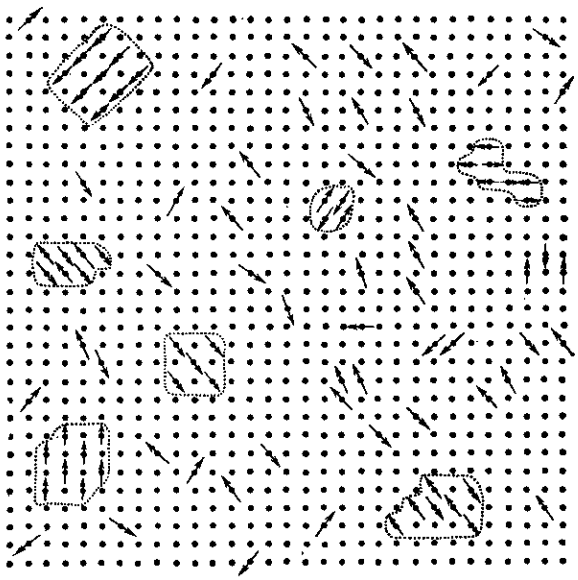


Рис. 3. Магнитная структура миктомагнетика при 10 атомных % магнитных атомов (примерная схема, кластеры выделены пунктирными линиями) [4].

ствует с остальными магн. моментами с помощью дальнодействующего знакопеременного обмена и результатирующее внутр. поле для данного спина будет случайным по величине и направлению. Однако отличие ММ от разбавленных *спиновых стёкол* при достаточно низких темп-рах состоит в том, что элементарными носителями магнетизма в ММ выступают не только магн. моменты индивидуальных атомов, но и магн. моменты кластеров как целых образований, потому что локализов. магн. моменты атомов внутри кластеров жёстко связаны между собой сильным близкодействующим обменным взаимодействием.

Существование ферромагн. кластеров в ММ влияет на их магн. свойства как выше T_f, так и ниже T_f. Выше T_f характеристики магн. восприимчивости оказываются близкими к случаю *суперпарамагнетизма*, причём из анализа данных следует, что магн. моменты отд. кластеров составляют от 20 до 20 000μ_B (магнетонов Бора) в зависимости от состава сплава и его получения. Т. к. значение магн. момента кластера входит квадратично в выражение для магн. восприимчивости, то длит. низкотемпературный отжиг, усиливая ближний атомный порядок и увеличивая размеры кластеров, ведёт к значит. увеличению восприимчивости вблизи T_f (кривая A на рис. 1), тогда как пластич. деформация, уменьшая ближний атомный порядок, снижает восприимчивость (кривая CW на рис. 1). Аналогичные ходящимся в «замороженном» состоянии при низких темп-рах.

Лит.: 1) Kouvel J. S., The ferromagnetic — antiferromagnetic properties of copper-manganese and silver- manganese alloys, «Phys. and Chem. Solids», 1961, v. 21, № 1/2, p. 57; 2) Beck P. A., Some recent results on magnetism in alloys, «Metall. Trans.», 1971, v. 2, № 8, p. 2015; 3) Beck P. A., Comments on mictomagnetism, «J. Less-Common. Met.», 1972, v. 28, № 1, p. 193; 4) Mydosh J. A., Spin glasses and mictomagnets, в кн.: Magnetism and magnetic materials. 1974, N. Y., 1975, p. 131; 5) Tustison R. W., Effect of plastic deformation of mictomagnetism in $C_{75}Mn_{25}$, «Solid State Communs», 1976, v. 19, № 11, p. 1075; 6) Beck P. A., Properties of mictomagnets (spin glasses), «Progr. Mater. Sci.», 1978, v. 23, № 1, p. 1; 7) Fischer K. H., Spin glasses (2), «Phys. Stat. Sol. (B)», 1985, v. 130, № 1, p. 13.

М. В. Медведев.

МИЛЛЕРОВСКИЕ ИНДЕКСЫ — см. в ст. *Индексы кристаллографические.*

МИЛЛИ... (от лат. mille — тысяча) — приставка к наименованию единицы измерения для образования наименования *дольной единицы*, составляющей одну тысячную от исходной единицы. Обозначения: м, *m*. Напр., 1 мА (миллиампер) = 10^{-3} А.

МИЛЛИМЕ́ТР РТУ́ТНОГО СТОЛБА́ (мм рт. ст., mm Hg) — внесистемная единица давления: 1 мм рт.ст.= = 133,332 Па = 1,35952·10^{-3} кгс/см^2.

МИЛЛИМЕТРО́ВЫЕ ВО́ЛНЫ — радиоволны в диапазоне частот от 30 до 300 ГГц (длины волн — 1—10 мм). Области практич. использования М. в. определяются особенностями их распространения и взаимодействия с веществом. В атмосфере Земли М. в. поглощаются молекулами газов, обладающими электрич. и (или) магн. дипольными моментами. В ниж. слоях атмосферы линии молекулярного поглощения соответствуют длинам волн 5 мм (O_2), 2,53 мм (O_2), 1,64 мм (H_2O). «Окна прозрачности» атмосферы соответствуют длинам волн 8 мм, 3,3 мм, 2 мм, в этих диапазонах можно использовать М. в. для наземной радиосвязи. Ослабление М. в. в гидрометеорах (дождь, облака, туман, град, снег) имеет нерезонансный характер, и величина ослабления определяется параметрами гидрометеоров, их темп-рой, интенсивностью и т. д. В диапазоне М. в. находятся интенсивные спектральные линии мн. газов, их исследование методами *микроволновой спектроскопии* позволяет получить сведения о структуре молекул, кинетике и др. Освоение для радиосвязи диапазона М. в. связано с разработкой техники генерации и приёма этих радиоволн, с созданием нового класса мощных генераторов: мазеров на циклотронном резонансе, гиротронов. М. в. используют в космич. линиях связи и в линиях связи «Земля — космос», при дистанц. зондировании атмосферы и гидрометеоров с поверхности Земли, с научно-исследоват. судов в открытом океане, с самолётов и ИСЗ, в радиоастрономии, в миллиметровой спектроскопии, для диагностики и нагрева плазмы.

Лит. см. при ст. *Распространение радиоволн.*

А. П. Наумов.

МИНИТРО́Н (от лат. minimus — наименьший и ...трон) — вакуумный электронный прибор для генерирования СВЧ-колебаний, представляющий собой сверхминиатюрную разновидность отражательного *клистрона*.

М. имеет накаливаемый катод, миниатюрный объёмный резонатор с обладающим большой ёмкостью узким зазором, ограниченным сетками, и отражат. электрод. Большая ёмкость позволила сократить линейные размеры резонатора, к-рые у М. на порядок меньше длины волны генерируемых колебаний. Расположение катода

применяется в осн. в аппаратуре радиосвязи, в измерит. радиолокац. и др. устройствах в качестве задающих генераторов и гетеродинов.

Лит.: Голант М. Б., Бобровский Ю. Л., Минитроны, М., 1983.

М. Б. Голант.

МИНКО́ВСКОГО ПРОСТРА́НСТВО-ВРЕ́МЯ (Минковского пространство) — четырёхмерное пространство, точки к-рого с координатами x^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) сопоставляются с событиями специальной *относительности теории*. Введено в физику Г. Минковским (H. Minkowski) в 1908 с целью геом. интерпретации релятивистской теории.

Каждое событие характеризуется тремя пространственными координатами $x^i = (x^1, x^2, x^3) = (x, y, z)$ и моментом времени t, при этом удобно выбрать временну́ю координату в виде $x^0 = ct$. В М. п.-в. вводится псевдоевклидова метрика, определяющая квадрат *интервала* — «расстояния» между бесконечно близкими событиями с координатами x^μ и $x^\mu + dx^\mu$, след. образом:

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = (x^0)^2 - \mathbf{x}^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (1)$$

где $\eta_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, имеющий, как видно, отличные от нуля компоненты $\eta_{\mu\nu} = \mathrm{diag}\ (1, -1, -1, -1)$. Адекватность геом. структуры М. п.-в. принципам спец. теории относительности обусловлена тем, что *Лоренца преобразования*, с помощью к-рых осуществляется переход от одной инерц. системы отсчёта (и. с. о.) к другой, оставляют метрич. тензор $\eta_{\mu\nu}$ форминвариантным. Поэтому, если ур-ния физ. теории (релятивистской механики, релятивистской гидродинамики, электродинамики и др.) записаны в виде соотношений, связывающих векторы и тензоры (или спиноры), заданные в М. п.-в., то их вид будет одинаковым во всех и. с. о. Тем самым осн. принцип спец. теории относительности будет выполняться автоматически. Фактически метрика М. п.-в. инвариантна относительно более широкой группы преобразований координат—группы Пуанкаре, включающей сдвиги начала отсчёта пространств. координат и времени, повороты пространств. осей и преобразования Лоренца:

$$x^\mu \to x'^\mu = L^\mu_\nu x^\nu + a^\mu, \quad (2)$$

где $a^\mu = \mathrm{const}$, а матрица L^μ_ν удовлетворяет соотношениям

$$L^\lambda_\mu L^\tau_\nu \eta_{\lambda\tau} = \eta_{\mu\nu}, \quad L^\lambda_\mu L^\tau_\nu \eta^{\mu\nu} = \eta^{\lambda\tau}, \quad (3)$$

причём контравариантный метрич. тензор $\eta^{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ (как обычно, по повторяющемуся индексу производится суммирование).

Объединение пространства и времени в единое четырёхмерное многообразие отражает факт неабсолютности масштабов времени и пространственных расстояний, к-рые оказываются зависящими от выбора и. с. о. Напротив, одинаковой во всех и. с. о. является скорость света c, понимаемая как универс. скорость распространения фундам. физ. взаимодействий. Промежуток времени и пространственное расстояние между двумя событиями зависят от того, в какой и. с. о. эти величины измеряются; абс. значение имеет лишь интервал между событиями, вычисляемый по ф-ле (1). Инвариантным относительно преобразований (2) (исключая отражения осей) является также элемент четырёхмерного объёма $d\Omega = d^4x = dx^0d^3x = dx^0dxdydz = cdtdV$, в то время как величины dt и элемент пространственного объёма dV по отдельности не инвариантны.

Метрика М. п.-в., в отличие от евклидовой, не является положительно определённой, поэтому квадрат интервала (1) может быть положительным, нулевым или отрицательным. Поскольку величина ds^2 инвариантна относительно преобразований (2), это свойство не зависит от выбора и. с. о. и характеризует физически различные взаимоотношения между событиями. Если $ds^2 > 0$, интервал наз. времениподобным, при этом найдётся и. с. о., в к-рой эти события происходят в одной пространственной точке. Такую и. с. о. можно связать с движущейся частицей, имеющей конечную массу, тогда ds можно истолковать как (умноженный на c) промежуток *собственного времени* (т. е. измеренного по часам, движущимся вместе с частицей). Если $ds^2 < 0$, то интервал наз. пространственноподобным; в этом случае, напротив, не существует и. с. о., в к-рой события происходят в одной пространственной точке, но существует и. с. о., в к-рой эти события одновременны. Ясно, что такие события не могут быть причинно связанными друг с другом. Временна́я последовательность двух событий, разделённых пространственноподобным интервалом, неабсолютна; существует и. с. о., в к-рой первое событие предшествует второму, и другая и. с. о., в к-рой второе предшествует первому.

Нарушение при преобразованиях Лоренца временно́й последовательности событий, разделённых пространственноподобным интервалом, в совокупности с принципами квантовой теории приводит к важному следствию — необходимости существования *античастиц*. Рассмотрим два события: P_1, состоящее в испускании нейтроном π^--мезона с образованием протона, $\mathrm{n} \to \mathrm{p} + \pi^-$, и P_2, состоящее в поглощении π^--мезона др. протоном p' с образованием нейтрона n', $\mathrm{p}' + \pi^- \to \mathrm{n}'$. Вследствие *неопределённостей соотношения* имеется отличная от нуля вероятность второго события (с участием той же частицы π^-), даже если интервал s_{12} между этими событиями пространственноподобен, при условии, что $|s_{12}| \lesssim \lambda$, где λ — *комптоновская длина волны* π^--мезона. Но тогда найдётся такая и. с. о., в к-рой поглощение π^- протоном наблюдалось бы до его испускания. Разрешение парадокса в квантовой теории состоит в том, что событие P_2 можно понимать не как поглощение π^- протоном, а как испускание протоном частицы той же массы, но с противоположным знаком заряда, т. е. её античастицы — π^+-мезона: $\mathrm{p}' \to \mathrm{n}' + \pi^+$. Аналогично событие P_1 будет состоять в поглощении π^+ нейтроном с образованием протона: $\mathrm{n} + \pi^+ \to \mathrm{p}$.

Нулевое значение интервала, $ds^2 = 0$ (изотропный интервал), соответствует событиям, лежащим на *мировых линиях* безмассовых частиц, напр. фотонов, движущихся со скоростью c. Инвариантность равенства $ds = 0$ по отношению к выбору и. с. о. и выражает собой факт постоянства скорости света во всех и. с. о.

Если выбрать начало четырёхмерной системы координат в М. п.-в. в точке, отвечающей нек-рому заданному событию O, то мировые линии световых лучей, исходящих из O, будут образовывать гиперповерхность

$$c^2t^2 = x^2 + y^2 + z^2, \quad (4)$$

наз. *световым конусом*. Все события, лежащие внутри светового конуса (т. е. в области $c^2t^2 > x^2 + y^2 + z^2$) при $t > 0$, происходят в абс. будущем по отношению к O, в частности мировые линии частиц, движущихся со скоростью $v < c$, проходящие через O, в последующие моменты времени остаются внутри этой области. Аналогично события, лежащие внутри светового конуса при $t < 0$, абсолютно предшествуют O. Область М. п.-в., лежащая вне светового конуса (т. е. при $c^2t^2 < x^2 + y^2 + z^2$), соответствует событиям, к-рые не могут находиться в причинной связи с O, это абсолютно удалённая область. Трёхмерная гиперповерхность, проходящая через O и лежащая целиком вне светового конуса, будет пространственноподобной, в простейшем случае — это гиперплоскость, ортогональная оси времени, представляющая собой трёхмерное пространство в выбранной системе координат.

Векторы в М. п.-в. (4-векторы) при преобразованиях координат из группы Пуанкаре преобразуются по ф-ле

$$B^\mu \to B'^\mu = L^\mu_\nu B^\nu, \quad (5)$$

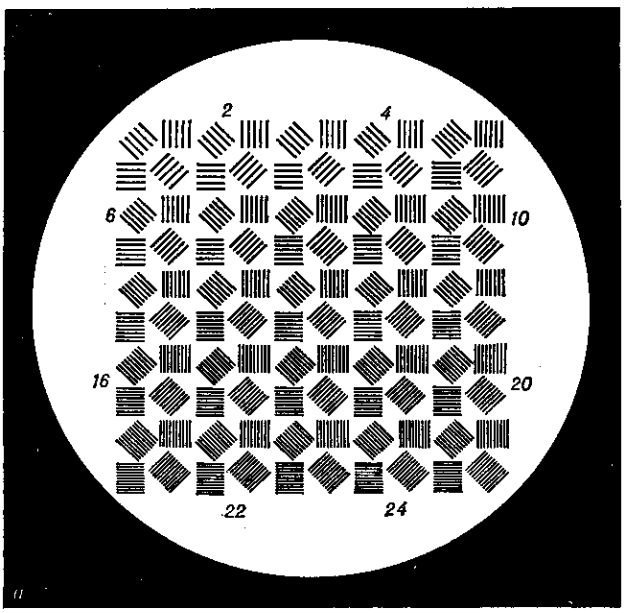
а поднятие и опускание индексов осуществляется с помощью метрич. тензора $\eta_{\mu\nu}$. Примерами 4-векторов могут служить 4-скорость частицы ненулевой массы, $u^\mu = dx^\mu/ds = (1-v^2)^{-1/2}\,(1,\ v_x,\ v_y,\ v_z)$, 4-потенциал эл.-магн. поля $A^\mu = (c\varphi,\ \boldsymbol{A})$, где φ — скалярный, $\boldsymbol{A}$ — векторный потенциалы. Аналогично вводятся тензоры более высокого ранга, как многоиндексные величины, испытывающие преобразования (5) по каждому из индексов, напр. тензор эл.-магн. поля $F_{\mu\nu} = \partial A_\nu/\partial x^\mu - \partial A_\mu/\partial x^\nu$.

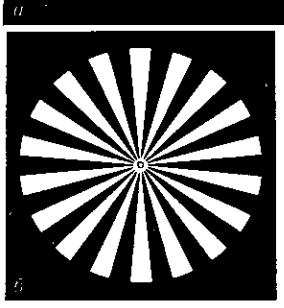
Преобразования координат более общего вида, чем (2), уже не будут оставлять метрич. тензор форминвариантным, это произойдёт, напр., при переходе к неинерц. системе отсчёта. Разумеется, введение в М. п.-в. криволинейных координат не изменяет плоского характера геометрии М. п.-в. (в противоположность искривлённому пространству-времени при наличии гравитац. полей). Это выражается в равенстве нулю во всех точках пространства-времени *кривизны тензора* $R_{\mu\nu\lambda\tau}$ для метрики $g_{\mu\nu}$, получаемой из $\eta_{\mu\nu}$ произвольным преобразованием координат. Напротив, при наличии гравитац. поля $R_{\mu\nu\lambda\tau}$ нельзя обратить в нуль сразу во всём пространстве-времени, однако в малой пространственно-временно́й области можно выбрать координаты так, что метрич. тензор $g_{\mu\nu}$ будет отличаться от метрики Минковского лишь на величины второго порядка малости (переход в свободно падающую систему отсчёта). Т. о., искривлённое пространство-время общей теории относительности в достаточно малых областях по-прежнему описывается геометрией М. п.-в.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Минковский Г., Пространство и время, в кн.: Принцип относительности, М., 1973; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1, М., 1977.

Д. В. Гальцов.

МИ́РА (франц. mire, от mirer — рассматривать на свет, прицеливаться, метить) — испытательная прозрачная или непрозрачная пластинка, на к-рую нанесён стандартный рисунок; служит для количественного определения предела разрешения оптич. приборов в угл. секундах φ, в мм δ или в числе штрихов N на мм. Рисунки для М. могут иметь разные конфигурации и характеризоваться разл. контрастностью образующих их элементов. Часто такими элементами служат тёмные штрихи на светлом фоне (штриховая М.) или чередующиеся тёмные и светлые сектора (радиальная М.). Штриховая М. (рис., *а*) состоит из 25 элементов, каждый из к-рых включает четыре группы полос, наклонённых друг к другу под углом 45° (нек-рые элементы помечены цифрами). Внутри каждого элемента ширина и длина полос одинаковы, но ширина полос от одного элемента к другому убывает по закону геом. прогрессии со знаменателем $2^{-1/12}$. Ширина полосы a в мм определяется по ф-ле $a = \varphi f'/412530$, где f' — фокусное расстояние в мм того объектива, в фокальной плоскости к-рого устанавливается М. Кроме того, ширина полосы $a = 0{,}5\delta$ или $a = 0{,}5N$. Обычно набор штриховых М. имеет от 1,56 до 200 штрихов на 1 мм. Наблюдая изображение М., создаваемое оптич. прибором, определяют, на каком элементе изображения отд. штрихов перестают различаться (сливаются), что непосредственно даёт предельное разрешение прибора в числе штрихов N на 1 мм.





Радиальная М. (рис., *б*) представляет собой пластинку, на к-рую нанесён рисунок в виде чередующихся тёмных и светлых секторов. Общее число тёмных и светлых секторов обычно составляет 36, 48, 60, 72, 90, 120 или 180. За величину предела разрешения принимается расстояние между серединами одноимённых, ещё различаемых штрихов на концентрич. окружности. Если диаметр такой окружности D, а число одноимённых (светлых или тёмных) секторов m, то разрешимое расстояние δ определяется ф-лой $\delta = \pi D/m$; в угл. мере предел разрешения определяется по ур-нию $\mathrm{tg}\varphi = \delta/f'$; в штрихах на 1 мм $N = 1/\delta$.

Обычно М. применяются для определения разрешающей способности разл. объективов (фотогр., проекционных и т. п.) и зрительных труб, а также для испытания разл. оптич. приборов.

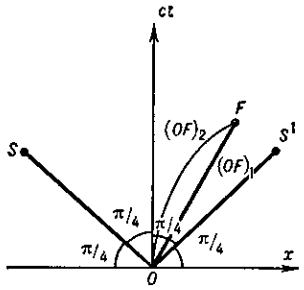
МИРОВА́Я ЛИ́НИЯ — кривая в пространстве-времени (п.-в.), изображающая движение классич. (неквантовой) точечной частицы (т. е. непрерывную последовательность событий, отвечающих положению частицы в пространстве в каждый момент времени), а также распространение световых лучей. (В более широком смысле под М. л. иногда понимают произвольную кривую в п.-в.) В механике спец. теории относительности рассматриваются М. л. в *Минковского пространстве-времени* (в плоском п.-в.), в общей теории относительности — в псевдоримановом пространстве (в искривлённом п.-в.).

М. л. частицы с отличной от нуля массой времениподобна (см. *Времениподобный вектор*), такая кривая в случае п.-в. Минковского целиком лежит внутри *светового конуса* с вершиной в любой точке на ней. Это отражает тот факт, что частица ненулевой массы всегда движется со скоростью, меньшей скорости света c. Ур-ние М. л. принято записывать в параметрич. виде: $x^\mu = x^\mu(\lambda)$, $\mu = 0, 1, 2, 3$, где λ — вещественный параметр, x^μ — пространственно-временны́е координаты событий ($x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$). В качестве параметра λ на времениподобной М. л. удобно выбрать *интервал* s, т. е. «расстояние» в п.-в., $x^\mu = x^\mu(s)$. Касат. вектор к М. л. $u^\mu = dx^\mu/ds$ (4-скорость) будет в этом случае времениподобным вектором единичной длины: $(u)^2 = u^\mu u_\mu = (u^0)^2 - (u^1)^2 - (u^2)^2 - (u^3)^2 = 1$, где опускание индекса осуществляется с помощью метрич. тензора п.-в. Минковского $\eta_{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1)$. Это свойство времениподобной М. л. имеет место и в псевдоримановом п.-в. общей теории относительности.

Частицы нулевой массы (напр., фотоны) в любой системе отсчёта движутся со скоростью света c. Поэтому М. л. таких частиц будут изображаться изотропными кривыми в п.-в., интервал между любыми двумя точками на к-рых (понимаемый как интеграл от ds) равен нулю. В п.-в. Минковского М. л. безмассовых частиц, пересекающих начало четырёхмерной системы координат, образуют световой конус, разделяющий п.-в.

на области абс. будущего, абс. прошлого и абс. удалённого по отношению к событию, изображаемому точкой в вершине конуса.

М. л. свободных частиц (как массивных, так и безмассовых) в п.-в. Минковского изображаются прямыми, напр. для массивной частицы $x^\mu = u^\mu s$, где u^μ — постоянная 4-скорость. Частицы, движущиеся под действием внеш. сил, будут изображаться искривлёнными М. л. (рис.). Прямая, соединяющая две точки, разделённые времениподобным интервалом в п.-в. Минковского, имеет макс. длину по сравнению с искривлёнными М. л. Действительно, выбирая инерц. систему отсчёта, в к-рой частица, описываемая данной прямой, покоится, найдём, что длина отрезка прямой равна (умноженному на c) промежутку времени частицы, измеряемому по неподвижным часам, к-рый всегда больше промежутка времени, измеренного по движущимся часам.



Мировые линии в пространстве-времени Минковского, описывающие одномерное движение вдоль оси x. $(OF)_1$ и $(OF)_2$ — отрезки мировой линии массивной частицы, движущейся свободно (индекс 1) и под действием сил (индекс 2); прямая мировой линии $(OF)_1$ отвечает максимальному значению «длины» $\int_O^F ds$ в пространстве Минковского между точками O и F; OS и OS' — отрезки мировых линий безмассовых частиц (световых лучей); совокупность таких мировых линий для движения в трёх пространственных измерениях образует световой конус.

В общей теории относительности М. л. свободных частиц изображаются *геодезическими линиями* в искривлённом п.-в., описывающем данное гравитац. поле. В псевдоримановом пространстве (сигнатуры — 2) времениподобные геодезические также являются кривыми макс. длины и, как и прямые в п.-в. Минковского, характеризуются тем, что касат. вектор к ним переносится параллельно вдоль М. л. Для безмассовых частиц М. л. являются изотропными геодезическими в рассматриваемом искривлённом п.-в. Изучение положения изотропных геодезических в искривлённом п.-в. важно для понимания его причинной структуры, оно лежит также в основе алгебраич. классификации полей тяготения по А. З. Петрову (см. *Тяготение*). М. л. частиц, испытывающих, помимо гравитационных, воздействие сил иной природы, изображаются кривыми в псевдоримановом пространстве общей теории относительности, отличными от геодезич. линий.

Лит. см. при ст. *Относительности теория*, *Тяготение*.

Д. В. Гальцов.

МЛЕ́ЧНЫЙ ПУТЬ — 1) Галактика. 2) Светлая полоса на ночном небе — проекция на небесную сферу удалённых (от Солнца) звёзд Галактики, близких к её плоскости. Повыш. яркость этой полосы обусловлена повыш. концентрацией звёзд в плоскости Галактики.

МНИ́МОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ — оптич. изображение предмета, создаваемое расходящимся пучком лучей, прошедшим оптич. систему, если мысленно продолжить их в обратном направлении до пересечения. М. и., в отличие от действительного, нельзя получить на экране или фотоплёнке. Для того чтобы расходящийся пучок световых лучей превратить в сходящийся, нужно на их пути поместить собирающую оптич. систему. В частности, такой системой является глаз человека, изображение в этом случае получается на сетчатке. Простейший пример М. и.— изображение предмета в плоском зеркале. Подробнее см. *Изображение оптическое*.

МНОГОДОЛИ́ННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — полупроводники с гл. экстремумом энергетич. зоны (дном зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ или вершиной валентной зоны $\mathscr{E}_v$), расположенным в точке импульсного пространства с $\mathbf{k} \neq 0$ (см. *Зонная теория*). В этом случае существует не один, а неск. эквивалентных экстремумов, причём изоэнергетич. поверхности, построенные вблизи них,— эллипсоиды, переходящие друг в друга при преобразованиях симметрии *Бриллюэна зоны*. Окрестности эквивалентных экстремумов с эллипсоидальными изоэнергетич. поверхностями получили назв. д о л и н. Энергетич. спектр такого полупроводника наз. м н о г о д о л и н н ы м. Эллипсоидам соответствует анизотропный закон дисперсии носителей заряда $\mathscr{E}(p)$, записанный в осях эллипсоида:

$$\mathscr{E}^\alpha(p) = \frac{1}{2}\left(\frac{p^2_{x\alpha}}{m_x} + \frac{p^2_{y\alpha}}{m_y} + \frac{p^2_{z\alpha}}{m_z}\right), \qquad (1)$$

где квазиимпульс $p = \hbar k$ отсчитывается от экстремума α-й долины, а $m^{-1}_{x,y,z}$ — гл. значения тензора обратной *эффективной массы* в долине. Если экстремумы расположены на осях симметрии 3-го и 4-го порядков зоны Бриллюэна, то две из трёх масс совпадают. При этом изоэнергетич. поверхности — эллипсоиды вращения с осями вращения, совпадающими с осями симметрии кристалла (рис. 1). Общая изоэнергетич. поверхность $\mathscr{E}(p) = \text{const}$ — совокупность эллипсоидов.

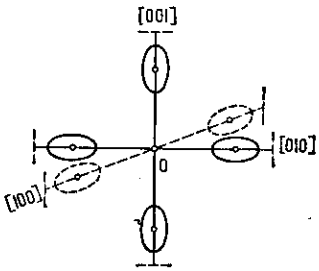


Рис. 1. Изоэнергетические поверхности электронов в зоне Бриллюэна для Si; пунктир — граница зоны Бриллюэна.

В состоянии термодинамич. равновесия носители заряда распределены поровну между долинами; поэтому в М. п. неск. (по числу долин) типов носителей. Они имеют одинаковые минимумы (или максимумы) энергии и в этом смысле эквивалентны. Однако эфф. массы и, следовательно, подвижности при данном направлении движения носителей различны для разных долин [1].

Анизотропия подвижности не нарушает симметрии равновесных электрич., магн., эл.-механич. и др. свойств кристалла, т. к. они определяются суммарным вкладом всех эквивалентных долин. Напр., в кристаллах кубич. сингонии электропроводность и постоянная Холла в слабых полях изотропны.

Анизотропные свойства носителей в долинах проявляются при исследовании *циклотронного резонанса*, частота к-рого $\omega_c = eH/cm_e$, где H — напряжённость магн. поля, e — заряд электрона, m_e — циклотронная эфф. масса, определяемая в случае эллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей соотношением

$$\left(\frac{1}{m_e}\right)^2 = \frac{\cos^2\theta}{m_\perp^2} + \frac{\sin^2\theta}{m_\perp m_\parallel}, \qquad (2)$$

где $m_\parallel$ — продольная эфф. масса (вдоль оси эллипсоида), $m_\perp$ — поперечная масса, θ — угол между осью и $\boldsymbol{H}$. Т. к. угол θ для разл. долин разный, то ω_c в разных долинах также различны.

Др. способ идентификации анизотропии носителей в долинах даёт анизотропия *магнетосопротивления*. В случае изотропного закона дисперсии носителей поперечное магнетосопротивление изотропно, а продольное отсутствует. В М. п. они оба отличны от 0 и анизотропны, причём характер анизотропии зависит от расположения долин в зоне Бриллюэна.

Междолинное перераспределение носителей. Эквивалентность долин может быть нарушена внеш. воздействием, напр. одностороннее сжатие кристалла вызывает разл. энергетич. смещение эквивалентных максимумов. В результате энергия носителей в одних долинах увеличивается, в других уменьшается. При этом равновесное заполнение долин становится неодинако-

вым, и при относительно малой деформации можно достичь (при низких темп-рах) заполнения долин только одного типа за счёт полного опустошения остальных [2].

Перераспределение носителей между долинами можно получить в сильном электрич. поле, направленном под разл. углами к осям долин. При этом носители из разных долин «нагреваются» полем по-разному (см. *Горячие электроны*) и с разл. скоростью покидают «свои» долины, переходя в «чужие». Возникающее перезаселение долин приводит к большим нелинейным восприимчивостям М. п. в сравнительно слабых электрич. полях. С этим связаны такие эффекты, как анизотропия электропроводности в «греющих» электрич. полях (см. *Сасаки — Шибуйя эффект*), нечётное по H магнитосопротивление (в т. ч. линейное) и чётный по H *Холла эффект*. С междолинным перераспределением носителей связаны также специфические для М. п. механизмы *акустоэлектрического эффекта*, поглощения звука, электрич. шумов, а также размерные эффекты [3]. Условия междолинного перераспределения, ответственного за большую величину этих эффектов: а) редкие переходы носителей из одной долины в другую по сравнению с внутридолинными переходами; б) слабый энергообмен между носителями из разных долин (по сравнению с их энергообменом с фононами), достигаемый при малой концентрации носителей [4].

М. п. с эквивалентными долинами. К ним относятся три важнейших полупроводника с решёткой алмаза: алмаз, Ge, Si n-типа. В Ge наинизшие минимумы зоны проводимости находятся на краю зоны Бриллюэна в L-точках (в точках пересечения осей [111] с границей зоны Бриллюэна, рис. 2); в окрестностях этих точек образуется 4 долины (L-долины), причём в пределах зоны Бриллюэна каждая изоэнергетич. поверхность состоит из 8 полуэллипсоидов вращения. В долинах вдоль осей [111] $m_{\parallel}$ в 19 раз превышает $m_{\perp}$. В алмазе и Si наинизшие экстремумы зоны проводимости располагаются на осях типа [100] (Δ-осях) сравнительно близко к границе зоны Бриллюэна, но не на ней, наинизшими являются 6 долин, попарно расположенных на осях [100], [010] и [001]. Носители в соосной паре долин ничем не отличаются друг от друга, такая пара долин может рассматриваться как одна с удвоенной плотностью состояний, а рассеяние носителей между долинами пары — как внутридолинное рассеяние.

К М. п. относятся также кристаллы с решёткой сфалерита: электронные BN, GaP, AlSb. Наинизшие минимумы зоны расположены на Δ-осях [100], однако на границе (или почти на границе) зоны Бриллюэна (X-долины). При расположении минимумов почти на краю зоны (GaP) 2 эллипсоидальные изоэнергетич. поверхности при незначит. возрастании энергии носителей сливаются в одну неэллипсоидальную (рис. 3). Многодолинную структуру имеют также PbS, PbSe, PbTe, где электронные и дырочные долины расположены друг под другом в L-точках, и все *полуметаллы*.

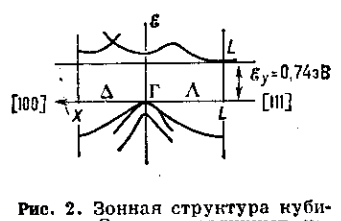


Рис. 2. Зонная структура кубического Ge для различных направлений симметрии.

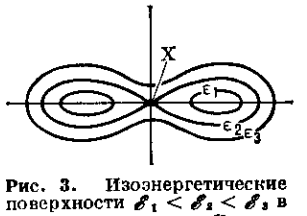


Рис. 3. Изоэнергетические поверхности $\mathscr{E}_1 < \mathscr{E}_2 < \mathscr{E}_3$ в окрестности точки X зоны Бриллюэна.

Неэквивалентные долины. Термин «М. п.» применяют также к электронным полупроводникам с дном зоны проводимости $\mathscr{E}_c$ при $k = 0$ (в центре зоны Бриллюэна Г) в случае, когда в сравнительно малом энергетич. удалении от $\mathscr{E}_c$ есть более высокие минимумы $\mathscr{E}(p)$ (М. п. с неэквивалентными долинами). К таким полупроводникам относятся GaSb, InP и др. При термодинамич. равновесии все электроны располагаются вблизи дна зоны проводимости (в изотропной Г-долине). При разогреве носителей электрич. полем происходит междолинное перезаселение с неравновесным заполнением более высоких долин, где электроны «тяжелее» и, следовательно, *плотность состояний* больше, чем в Г-долине. Следствием такого перезаселения является (в частности) *Ганна эффект*, в основе к-рого лежит N-образный вид статической вольтамперной характеристики (ВАХ) М. п. с неэквивалентными долинами. Падающая ветвь ВАХ обусловлена «потяжелением» электронов и уменьшением их подвижности из-за ухода в верхние долины.

Аналог эффекта Ганна наблюдается также и в М. п. с эквивалентными долинами, где ВАХ при токе в направлении, совпадающем с направлением большой эфф. массы одной из долин ([100] в n-Si и [111] в n-Ge), также имеет падающий участок из-за ухода электронов в эту долину из др. долин, т. к. в них электроны сильнее разогреваются (эффект Рывкина — Кастальского).

Лит.: 1) Цидильковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; 2) Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; 3) Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я., Анизотропные размерные эффекты в полупроводниках и полуметаллах, «УФН», 1976, т. 119, с. 3; 4) Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984; см. также лит. при ст. *Полупроводники*. *З. С. Грибников.*

МНОГОЗАРЯДНЫЕ ИОНЫ (высокоионизованные атомы) — положительно заряженные ионы с большой кратностью ионизации. М. и. участвуют в процессах, протекающих в высокотемпературной лабораторной и астрофиз. плазме.

Специфич. особенности М. и., отличные от свойств нейтральных атомов с таким же числом электронов, объясняются их сильным кулоновским полем. К таким особенностям относятся конечная величина сечений возбуждения М. и. электронами при пороговых значениях энергии (ср. с *возбуждением атома и молекулы*), наличие резонансных пиков на кривой зависимости эфф. сечений от энергии, восстановление правильного порядка заполнения электронных оболочек (у нейтральных многоэлектронных атомов он нарушается; см. *Атом*), наличие линий-сателлитов в спектрах испускания (см. ниже) и т. д.

Спектроскопич. символ иона z ($z = Z - N + 1$, где Z — заряд ядра иона, N — число электронов в нём) определяет масштаб величин его радиац. и столкновит. характеристик. Так, расстояние между уровнями энергии и *ионизационный потенциал* $\sim z^2$, длины волн спектральных линий $\sim z^{-2}$, потенциал электростатич. взаимодействия электронов с ядром $\sim z$, потенциал *спин-орбитального взаимодействия* $\sim z^4$, радиус иона $r_0 \sim z^{-1}$, *лэмбовский сдвиг* $\sim z^4$, вероятность электрич. дипольного перехода $\sim z^4$.

Эфф. сечения столкновит. процессов также зависят от z. Эти процессы можно характеризовать масштабным фактором z^{α}, причём для процессов возбуждения и ионизации электронами $\alpha = -4$, для фотоионизации $\alpha = -2$, перезарядки при столкновениях с нейтральными атомами $\alpha = 1$, ионизации нейтральных атомов $\alpha = 2$ и т. д. Т. о., эфф. сечения элементарных процессов с участием М. и. сильно зависят от партнёра по столкновениям и параметра z.

С ростом z существенно возрастает влияние релятивистских и радиац. эффектов на характеристики М. и., а тип связи угловых и спиновых моментов электронов отличается от LS-связи (см. *Связь векторная*): происходит непрерывный переход от LS-связи к jj-связи. Если спин-орбитальное и эл.-статич. взаимодействия одного порядка величины, то имеет место промежуточный тип связи.

В результате появления релятивистских эффектов меняются *отбора правила*, разрешаются переходы, зап-

рещённые для нейтральных атомов, и при определ. условиях интенсивность запрещённых линий в спектрах М. и. становится значительной. Так, в плотной плазме интеркомбинац. линия $2^3P_1 - 1^1S_0$ (см. *Интеркомбинационные квантовые переходы*) в спектрах гелиеподобных ионов с $z > 10$ имеет сравнимую с резонансной линией $2^1P_1 = 1^1S_0$ интенсивность. В нейтральных атомах HeI магн. дипольный переход $2^3S_1 - 1^1S_0$ запрещён правилами отбора, в то же время в спектрах испускания плазмы низкой плотности соответствующая линия, принадлежащая гелиеподобным М. и., отчётливо регистрируется и используется для диагностики плазмы. Спектры М. и. изоэлектронного ряда сходны со спектрами нейтральных атомов, имеющих то же число электронов, они лишь смещаются в КВ-область (длина волны $\lambda \sim z^{-2}$). Так, длины волн резонансных линий атомов H и He составляют 1216 и 593 Å, а соответствующие линии в спектрах водородоподобных ([H]) и гелиеподобных ([He]) ионов железа — 1,78 и 1,85 Å. В спектрах М. и. появляются, кроме того, дополнит. линии, отсутствующие в спектрах нейтральных атомов; их наз. с а т е л л и т а м и. Одна из причин их появления — влияние процесса *диэлектронной рекомбинации* М. и. при их взаимодействии с электронами плазмы. Такой процесс происходит в два этапа: сначала М. и. захватывают электрон, образуя автоионизац. состояние, энергия к-рого лежит выше границы ионизации образующегося иона; при этом в ионе одноврем. возбуждается ещё один или более электронов. Автоионизац. состояние затем может распадаться по двум каналам: автоионизационному—с испусканием электрона или радиационному — с испусканием кванта и переходом в «стабильное» (лежащее ниже границы ионизации) состояние. Для М. и. характерен радиац. канал распада с испусканием фотона $\hbar\omega$. В результате таких переходов в спектре М. и. появляется линия-сателлит на частоте ω, соответствующей переходу в ионе, кратность к-рого на единицу меньше. Так, сателлитами резонансной линии $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ гелиеподобных ионов являются линии, соответствующие переходам между конфигурациями $1s2p^2 - 1s^22p$ в [Li] ионах. Ионы в дважды (или многократно) возбуждённых состояниях могут образоваться также при др. элементарных процессах.

Наиб. полно исследованы спектры [He] ионов и их сателлиты, т. е. спектры [Li] ионов. Эти ионы достаточно просты для исчерпывающего теоретич. анализа и информативны для определения параметров лаб. и астрофиз. плазм. Обозначения, принятые для спектральных линий [He] и [Li] ионов, приведены в табл. 1. Присутствие одного или неск. дополнит. электронов незначительно изменяет длины волн сателлитов по сравнению с осн. линией. Напр., для резонансной линии (w) гелиеподобного иона FeXXV $\lambda = 1{,}8504$ Å, а для её d- и q-сателлитов, т. е. ионов Fe XXIV, $\lambda = 1{,}8628$ и 1,8610 Å соответственно.

С ростом z возрастает интенсивность сателлитов, она пропорциональна коэф. ветвления $A/(A + W)$, где A и W — вероятности радиац. и автоионизац. распадов автоионизац. состояний. Вероятность W слабо зависит от z, в то время как A резко возрастает с ростом z (для электрич. дипольных переходов $A \sim z^4$), поэтому при больших z распад автоионизац. состояний происходит гл. обр. по радиац. каналу, т. е. с образованием линий-сателлитов. Сателлиты, как правило, имеют малую ширину (по отношению к расстоянию между ними) и при достаточном спектральном разрешении хорошо регистрируются. Т. о., в спектрах излучения М. и. сосредоточено большое число спектральных линий сравнимой интенсивности: линий, принадлежащих иону данной кратности (в т. ч. запрещённых, компонент тонкой структуры), а также сателлитов, испускаемых ионами меньших кратностей. Каждый ограниченный спектральный интервал содержит богатую информацию о строении иона, а также о параметрах плазмы, в к-рой он существует.

Табл. 1.

Электронная конфигурация	Мультиплет	$J - J'$*	Обозначение
$1s2p^2 - 1s^22p$	$^2P - {}^2P_0$	$^3/_2 - {}^3/_2$	a
		$^3/_2 - {}^1/_2$	b
		$^1/_2 - {}^3/_2$	c
		$^1/_2 - {}^1/_2$	d
	$^4P - {}^2P_0$	$^5/_2 - {}^3/_2$	e
		$^3/_2 - {}^5/_2$	f
		$^3/_2 - {}^1/_2$	g
		$^1/_2 - {}^3/_2$	h
		$^1/_2 - {}^1/_2$	i
	$^2D - {}^2P_0$	$^5/_2 - {}^3/_2$	j
		$^3/_2 - {}^1/_2$	k
		$^3/_2 - {}^3/_2$	l
	$^2S - {}^2P_0$	$^1/_2 - {}^3/_2$	m
		$^1/_2 - {}^1/_2$	n
$1s2s^2 - 1s^22p$	$^2S - {}^2P_0$	$^1/_2 - {}^3/_2$	o
		$^1/_2 - {}^1/_2$	p
$1s2p2s - 1s^22s$	$(^1P)^2P_0 - {}^2S$	$^3/_2 - {}^1/_2$	q
		$^1/_2 - {}^1/_2$	r
	$(^3P)^2P_0 - {}^2S$	$^3/_2 - {}^1/_2$	s
		$^1/_2 - {}^1/_2$	t
	$^4P_0 - {}^2S$	$^3/_2 - {}^1/_2$	u
		$^1/_2 - {}^1/_2$	v
$1s2p - 1s^2$	$^1P_0 - {}^1S$	1 — 0	w
	$^3P_0 - {}^1S$	2 — 0	x
		1 — 0	y
$1s2s - 1s^2$	$^3S - {}^1S$	1 — 0	z

* J и J' — квантовые числа полного момента начального и конечного состояний.

Спектры М. и. наблюдаются в спектрах короны Солнца и звёзд; к лаб. источникам М. и. относятся: лазерная плазма, вакуумная искра, *плазменный фокус*, плазма *токамака*, *стелларатора*, пинч-источники, магн. ловушки, ускорители и т. д. Широкое распространение получили компактные *ECR*-источники М. и., основан-

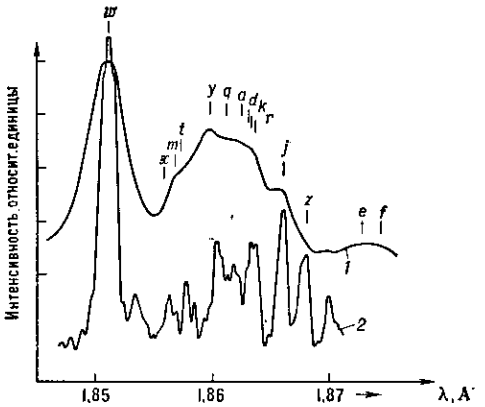


Рис. 1. Спектр вакуумной искры (*1*) и солнечной вспышки (*2*) (линии ионов Fe XXIV—XXV).

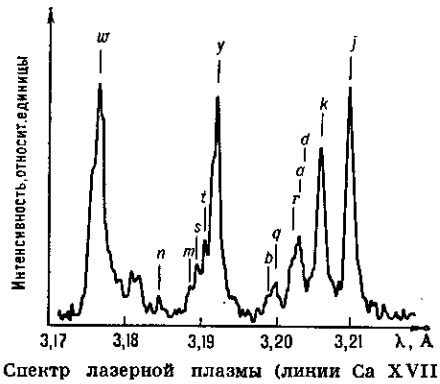


Рис. 2. Спектр лазерной плазмы (линии Ca XVIII—XIX),

ные на эффекте электронно-циклотронного резонанса. Ионами с макс. кратностью ионизации является [H] и [He] ионы урана (U^{91+} и U^{90+}), полученные на ускорителе ионов в Радиационной лаборатории им. Э. Лоуренса

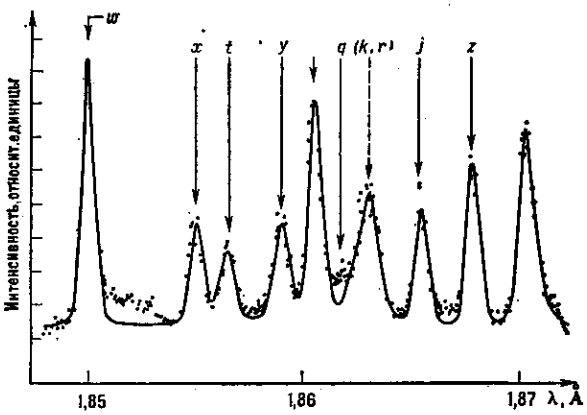


Рис. 3. Спектр плазмы токамака (линии Fe XXIV—XXV).

(1985, Беркли, США); для ионов U^{90+} измерен лэмбовский сдвиг уровня $n = 2$, к-рый равен 69,1±8,0 эВ, что хорошо согласуется с расчётными данными (75 эВ).

Первые эксперим. исследования спектров М. и. и их сателлитов были выполнены в 1920—40-х гг., интенсивные исследования начаты в 60—70-х гг. внеатмосферным изучением короны Солнца методами *рентгеновской спектроскопии*. Точность измерения λ в спектрах лаб. и астрофиз. источников сравнима с точностью теоретич. расчётов, $\Delta\lambda/\lambda$ составляет 10^{-4}—10^{-5} для диапазона $\lambda = 1$—10Å. На рис. 1—3 приведены рентг. спектры для разл. источников М. и. Экспериментально, как правило, измеряются разности между длинами волн линий данной и резонансной, к-рая обычно согласуется с расчётной. Появились первые эксперим. измерения (1986) абс. длин волны переходов в [H] и [He] ионах. Эти результаты являются наиб. точными и подтверждают надёжность теоретич. расчётов. В табл. 2 приведены значения длин волн λ для резонансных переходов $2^1P_1 - 1^1S_0$ в [He] ионах, полученные в вакуумной искре и теоретически рассчитанные.

Табл. 2.

Ион	λ(Å) эксперимент	λ(Å) расчёт
Ca^{18+}	3,1771(15)	3,17713
V^{21+}	2,38175(25)	2,38193
Cr^{22+}	2,1818(2)	2,18201
Fe^{24+}	1,8503(1)	1,85038
Co^{25+}	1,7111(15)	1,71198
Ni^{26+}	1,58837(1)	1,58839
Cu^{27+}	1,47758(7)	1,47757
Zn^{28+}	1,37798(1)	1,37782
Ga^{29+}	1,28782(1)	1,28771
Sr^{36+}	0,84534(35)	0,84517
Y^{37+}	0,80116(15)	0,80812
Mo^{40+}	0,6867(2)	0,68658

Спектральные характеристики М. и. рассчитываются методом самосогласов. поля (*Хартри — Фока метод*) с учётом корреляц. и релятивистских эффектов и методом теории возмущений по параметру $1/z$ на базисе водородоподобных радиальных волновых функций. На основе этих методов созданы комплексы универсальных автоматизиров. программ для ЭВМ, к-рые позволяют производить расчёт спектров М. и., проводить диагностику высокотемпературной плазмы, изучать происходящие в ней элементарные процессы.

Мн. элементарные процессы с участием М. и. (возбуждение, ионизация, перезарядка, диэлектронная рекомбинация и т. д.) представляют интерес для лазерной физики, физики плазмы, пучково-плёночной спектроскопии, физики атомных столкновений, рентг. астрономии и астрофизики и т. д.

Лит.: Мандельштам С. Л., Коротковолновое излучение Солнца, в сб.: Успехи Советского Союза в исследовании космического пространства, М., 1978; Novel sources of higly stripped ions, «Proc. of Int. Conf. Phys. of Highly Ionised Atoms», Oxf., 2—5 July 1984 (North-Holland), Amst., 1985, p. 516; Пресняков Л. П., Шевелько В. П., Яиев Р. К., Элементарные процессы с участием многозарядных ионов, М., 1986; Вайнштейн Л. А., Шевелько В. П., Структура и характеристики ионов в горячей плазме, М., 1986; Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов, М., 1988.

В. П. Шевелько.

МНОГОЗНАЧНАЯ ФУНКЦИЯ — ф-ция, сопоставляющая независимому переменному не одно, а неск. значений. М. ф. естеств. образом возникают в теории *аналитических функций*, когда *аналитическое продолжение* ф-ции, заданной в окрестности нек-рой точки z вдоль замкнутого контура, приводит к ф-ции с др. значениями в окрестности той же точки. Такая ситуация возникает, в частности, когда рассматриваемая аналитич. ф-ция имеет внутри данного контура точку ветвления. Считая точку z до обхода контура и ту же точку z после его обхода разными точками, рассматривают соответствующую неоднолистную область, в к-рой данная аналитич. ф-ция уже однозначна. Макс. неоднолистная область, в к-рой заданная ф-ция аналитична, наз. *римановой поверхностью* этой ф-ции.

Напр., ф-ция $f(z) = \sqrt[n]{z}$, $n = 2, 3, \ldots$, имеет в точке $z = 0$ точку ветвления порядка n. При однократном обходе этой точки против часовой стрелки она умножается на $\exp(2\pi i/n)$. При n-кратном обходе её первонач. значение восстанавливается. Ф-ция $f(z) = \ln z$ имеет в точке $z = 0$ точку ветвления бесконечного порядка. При однократном обходе этой точки против часовой стрелки $f(z)$ изменяется на $2\pi i$.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.* *Б. И. Завьялов.*

МНОГОКВАРКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ — гипотетич. локализов. состояния в адронных системах, содержащих более трёх валентных *кварков* или более одной кварк-антикварковой пары. Как и обычные *резонансы*, они считаются «бесцветными», т. е. инвариантными относительно цветовых *калибровочных преобразований*. К М. с. относят: а) 4-кварковые состояния из 2 кварк-антикварковых пар, цветовые связи к-рых схематически изображены на рис. 1 [чёрные кружки — кварковые состояния, светлые — антикварковые, волнистые линии — цветовые связи, тройной вершине отвечает абсолютно антисимметричный тензор $\Sigma_{\alpha\beta\gamma}(\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3$ — цветовые индексы)]; б) 5-кварковые состояния из 4 кварков и антикварка (рис. 2); в) многобарионные состояния типа изображённого на рис. 3 6-кваркового состояния, имеющего, согласно модели кваркового мешка (см. *Кварковые модели*), наим. массу.

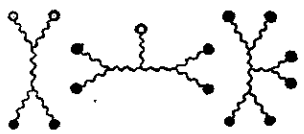


Рис. 1. **Рис. 2.** **Рис. 3.**

М. с. могут иметь экзотич. квантовые числа, невозможные для 3-кварковых и кварк-антикварковых систем (барионов и мезонов), напр. изотопич. спин 2 или $^5/_2$ в случаях а) и б), барионное число 2 в случае в). Поскольку высокоэнергетич. процессы с обменом экзотич. квантовыми числами подавлены (см. *Редже полюсов метод*), масса таких М. с. должна быть достаточно большой. Убедит. эксперим. доказательств существования М. с. нет, имеются лишь косвенные свидетельства в их пользу. В первую очередь это *кумулятивные процессы* на ядрах, свидетельствующие о наличии многобарионных состояний. Имеются также указания на наличие в π^+p-системе резонанса с изотопич. спином $^5/_2$ и ряд других.

А. В. Ефремов.

МНОГООБРАЗИЕ — *множество*, точки к-рого задаются набором чисел (координат), причём при переходе от точки к точке координаты меняются непрерывно. Локально, т. е. в нек-рой окрестности каждой точки, М. устроено так же, как *евклидово пространство* $\mathbb{R}^n$ (элементы к-рого представляют собой наборы n вещественных чисел $\{x^1, \ldots, x^n\}$). М. являются конфигурац. и фазовые пространства *динамических систем*. Напр., положение твёрдого тела, закреплённого в одной точке, задаётся углами Эйлера θ, φ, ψ, так что его конфигу-

рац. пространство является 3-мерным М. [оно совпадает с группой 3-мерных вращений $SO(3)$]. М. являются также непрерывные группы и однородные пространства (см. *Группа*). Понятие М. возникло в результате обобщения понятия поверхности; применяется в разл. областях теоретич. физики (аналитич. механика, теория тяготения, квантовая теория поля, теория калибровочных полей и др.). Часто в физике используют М. с дополнительными математическими структурами, например М. со *связностью*.

Наличие координат позволяет распространить на произвольное дифференцируемое М. мн. методы матем. анализа, развитые первоначально для 3-мерного евклидова пространства $\mathbb{R}^3$ (см. *Векторный анализ*), а затем перенесённые в n-мерное евклидово пространство $\mathbb{R}^n$. Гл. трудностью является то, что в М., как правило, нет выделенной системы координат (подобной декартовой системе координат в $\mathbb{R}^n$). Поэтому приходится рассматривать все возможные системы координат и строить теорию так, чтобы можно было переходить от одной системы координат к другой. Напр., в теории тяготения, где предполагается, что пространство-время является римановым М. (см. *Риманово пространство*), требование, чтобы ур-ния не зависели от выбора системы координат, является одним из важных принципов (принцип общей ковариантности).

В дифференц. геометрии (т. н. матем. анализ на М.) всё большее распространение получают бескоординатные методы, в к-рых координаты явно не фигурируют (по крайней мере при нек-рых общих доказательствах и рассуждениях). Это удобно и важно с точки зрения физ. приложений, т. к. позволяет отвлечься от несуществ. деталей (связанных с выбором конкретной системы координат) и сделать явным инвариантный характер используемых матем. объектов (отсутствие зависимости от системы координат). В 3-мерном анализе аналогом такого подхода является использование вектора $\boldsymbol{a}$ вместо его компонент a_i, $i = 1, 2, 3$ (к-рые меняются при изменении системы отсчёта). Разумеется, в бескоординатном подходе неявно всегда присутствуют координаты, т. к. они необходимы для определения всех осн. понятий.

В физ. приложениях М. часто возникают как подмножества в евклидовом пространстве, заданные с помощью ур-ний. Напр., двумерная сфера S^2 определяется как поверхность в $\mathbb{R}^3$, выражаемая ур-нием $x^2 + y^2 + z^2 = 1$; n-мерная сфера S^n определяется как множество точек в $\mathbb{R}^{n+1}$, выделяемых ур-нием $\sum_{i=1}^{n+1} (x^i)^2 = 1$ (здесь x^i — декартовы координаты в $\mathbb{R}^{n+1}$); независимые ур-ния $\Phi_k(x^1, \ldots, x^n) = 0$, $k = 1, \ldots, m$, выделяют в $\mathbb{R}^n$ М. размерности $n - m$.

Системы координат. Каждая система координат на многообразии M определяется в нек-рой области $U \subset M$ и сопоставляет каждой точке этой области, $x \in U$, набор вещественных чисел $\{x^1, \ldots, x^n\}$ (координат этой точки). При этом область U (к о о р д и н а т н а я о к р е с т н о с т ь) взаимно однозначно отображается на некоторую область евклидова пространства $\mathbb{R}^n$. Именно возможность такого отображения позволяет перенести в М. аналитич. методы, развитые первоначально на $\mathbb{R}^n$. Напр., на сфере S^2 пара чисел $\{x, y\}$ может служить координатами точек верх. полусферы ($z > 0$) или ниж. полусферы ($z < 0$). Однако её нельзя рассматривать как систему координат на всей сфере, т. к. иначе двум разным точкам сопоставлялся бы один и тот же набор координат. Сферич. координаты $\{\theta, \varphi\}$ определяют ф-лами $x = \sin\theta\cos\varphi$, $y = \sin\theta\sin\varphi$, $z = \cos\theta$ на всей сфере S^2, за исключением её полюсов (точек $x = y = 0$, $z = \pm 1$). Числа $\xi = 2x/(1-z)$, $\eta = 2y/(1-z)$ (получающиеся при т. н. стереографич. проекции сферы S^2 на плоскость) могут служить координатами на всей сфере, за исключением её северного полюса (точки $x = y = 0$, $z = 1$).

Двумерная сфера S^2 — пример М., на к-ром не только не существует выделенной системы координат, но к-рое вообще нельзя покрыть единой системой координат. Причина в том, что сфера радикально отличается от плоскости $\mathbb{R}^2$ своими топологич. свойствами, т. е. не может быть непрерывным образом деформирована в плоскость (см. *Топология*). Чтобы иметь координаты в окрестности каждой точки сферы, необходимо рассмотреть более одной системы координат. В общем случае в М. вводят целое семейство систем координат так, чтобы области их определения (координатные окрестности) в совокупности покрывали всё М. Каждую систему координат из этого семейства наз. к а р т о й, а всё семейство — а т л а с о м. Для согласования карт друг с другом используют ф-ции перехода между ними. Если области определения U, U' двух карт имеют общие точки, то каждой такой точке $x \in U \cap U'$ сопоставляют два разл. набора координат $\{x^1, \ldots, x^n\}$ и $\{x'^1, \ldots, x'^n\}$. Тем самым определяются ф-ции перехода $x'^i = f^i(x^1, \ldots, x^n)$, к-рые должны быть непрерывными. То же самое делают для каждой пары карт из атласа. М. наз. д и ф ф е р е н ц и р у е м ы м (класса C^∞), если все возникающие при этом ф-ции перехода бесконечно дифференцируемы. Иногда требуют лишь дифференцируемости до порядка p (М. класса C^p).

Напр., стандартная структура М. на сфере S^2 (согласованная со структурой объемлющего евклидова пространства $\mathbb{R}^3$) задаётся атласом из 3 карт: сферич. координатами $\{\theta, \varphi\}$ вне полюсов, координатами $\{x, y\}$ в верх. полусфере и координатами $\{x, y\}$ в ниж. полусфере. При этом сфера оказывается (бесконечно) дифференцируемым М. Структуру М. на S^2 можно определить эквивалентным атласом из 2 карт: $\{x, y\}$ в верх. полусфере и стереографич. координаты $\{\xi, \eta\}$ на всей сфере, за исключением северного полюса. Эквивалентность 2 атласов означает, что ф-ции перехода между любыми 2 картами обоих атласов дифференцируемы.

Дифференцируемые отображения. Наличие координат позволяет определить понятие дифференцируемой ф-ции на М., опираясь на известное понятие дифференцируемой ф-ции числовых переменных. Если ф-ция $x \to \varphi(x)$ задана в каждой точке $x \in M$, то в координатной окрестности $U \subset M$ её можно записать как ф-цию координат точки $\varphi(x^1, \ldots, x^n)$. Если использование каждой карты, входящей в атлас, приводит при этом к дифференцируемой ф-ции числовых переменных, то исходная ф-ция на М. наз. дифференцируемой.

В приложениях часто рассматривают не только числовые ф-ции на М., но и о т о б р а ж е н и я одного М. на другое, $\alpha : M \to N$. При этом многообразия M и N могут иметь любые размерности. Напр., параметризованную кривую на М. можно считать отображением $t \to x(t)$ вещественной прямой $\mathbb{R}$ (область изменения параметра) в данное М. Др. примером могут служить взаимно однозначные отображения М. на себя, $\alpha : M \to M$, к-рые обычно наз. п р е о б р а з о в а н и я м и М. Важную роль в физике играют преобразования симметрии.

Выбирая в многообразиях M и N системы координат $\{x^1, \ldots, x^m\}$ и $\{y^1, \ldots, y^n\}$, можно по отображению $\alpha : M \to N$ построить набор ф-ций числовых переменных: $y^i = \alpha^i(x^1, \ldots, x^m)$, $i = 1, \ldots, n$. Если при любом выборе карт в M и N эти ф-ции оказываются дифференцируемыми, то отображение α наз. д и ф ф е р е н ц и р у е м ы м. Дифференцируемое отображение наз. д и ф ф е о м о р ф и з м о м, если оно взаимно однозначно и обратное к нему также дифференцируемо. Важную роль играют диффеоморфизмы М. на себя, называемые также д и ф ф е р е н ц и р у е м ы м и п р е о б р а з о в а н и я м и. В физ. приложениях возникают группы диффеоморфизмов (преобразований), сохраняющих ту или иную дополнит. матем. структуру на М.

Напр., преобразования, сохраняющие метрику риманова пространства, образуют группу его изометрий,

или движений. В частности, преобразования, сохраняющие метрику n-мерного евклидова пространства, наз. ортогональными и образуют группу $O(n)$. Дифференцируемое преобразование *симплектического многообразия*, сохраняющее *симплектическую структуру*, наз. симплектич. диффеоморфизмом. Если симплектич. структуру интерпретировать как гамильтонову структуру на фазовом пространстве, то симплектич. диффеоморфизм наз. каноническим преобразованием (см. *Гамильтонов формализм*).

Дифференцируемое преобразование $\alpha : M \to M$ порождает некоторое преобразование α^* пространства всех дифференцируемых ф-ций на M. Ф-ции φ сопоставляется при этом новая ф-ция $\alpha^*\varphi$, значения к-рой находят по ф-ле $(\alpha^*\varphi)(x) = \varphi(\alpha^{-1}(x))$. В дальнейшем под отображениями всегда будут иметься в виду дифференцируемые отображения.

Векторные поля. Важную роль в матем. анализе играет операция дифференцирования. В евклидовом пространстве из-за существования выделенных декартовых координат достаточно удобным является дифференцирование по координатам. В произвольном М., где все координаты равноправны, вводят понятие инвариантного (не зависящего от выбора координат) дифференцирования. В результате возникают понятия касат. вектора и векторного поля, а также дифференцирования вдоль касат. вектора и вдоль векторного поля.

Если имеется 2-мерная поверхность в 3-мерном евклидовом пространстве, то в каждой точке можно провести к этой поверхности касат. вектор, а все векторы, касающиеся поверхности в данной точке, образуют касат. плоскость. В теории М. понятие касат. вектора и касат. пространства необходимо определить внутр. образом, не обращаясь к вложению М. в евклидово пространство. Для этого вектор, касающийся М. в нек-рой точке, интерпретируют как задающий нек-рое направление в этой точке и скорость движения по этому направлению. Направление и скорость движения вдоль него можно охарактеризовать при помощи параметризов. кривой, целиком лежащей в М. и проходящей через данную точку. Это и служит основой для определения касат. вектора в произвольном М.

Пусть на многообразии M задана гладкая кривая $t \to x(t)$, проходящая через точку $x \in M$, т. е. удовлетворяющая условию $x(0) = x$. Вводя в окрестности точки x систему координат, получим описание кривой при помощи числовых ф-ций $x^i(t)$, $i = 1, \ldots, n$. Такая кривая определяет в точке x к а с а т е л ь н ы й в е к т о р X, а числа $X^i = dx^i(t)/dt|_{t=0}$ являются компонентами этого вектора по отношению к данной системе координат. Разумеется, другая кривая, $t \to \tilde{x}(t)$, проходящая через точку x и касающаяся первой кривой в этой точке (т. е. такая, что $d\tilde{x}^i(t)/dt|_{t=0} = dx^i(t)/dt|_{t=0}$), определяет тот же самый касат. вектор. Поэтому вектор X соответствует целому пучку касающихся друг друга кривых. Все касат. векторы в данной точке $x \in M$ образуют *векторное пространство* размерности n, называемое к а с а т е л ь н ы м п р о с т р а н с т в о м и обозначаемое T_x. Касат. вектор является геом. объектом, т. е. он не зависит от системы координат; его компоненты при переходе от одной координатной системы к другой преобразуются по закону

$$X'^i = \sum_j X^j \partial x'^i / \partial x^j.$$

Объединение всех касат. пространств к М. образует новое М., наз. касат. *расслоением* над первонач. М.

Касат. вектор $X \in T_x$ позволяет сопоставить каждой (дифференцируемой) ф-ции φ на M число $X\varphi = d\varphi(x(t))|dt|_{t=0}$, называемое производной ф-ции вдоль данного вектора. Через компоненты вектора эта производная выражается в виде $X\varphi = \sum_i X^i \partial\varphi/\partial x^i|_x$. При переходе к др. системе координат это выражение остаётся неизменным, в чём проявляется инвариантный характер понятия касат. вектора и дифференцирования вдоль него. При дифференцировании произведения двух ф-ций выполняется правило Лейбница:

$$X(\varphi\psi) = (X\varphi)\psi(x) + (X\psi)\varphi(x).$$

Если в каждой точке $x \in M$ задан касат. вектор $X(x) \in T_x$, то говорят, что на M задано в е к т о р н о е п о л е X. Если компоненты этого поля $X^i(x)$ являются гладкими ф-циями в любой карте из атласа, то векторное поле наз. д и ф ф е р е н ц и р у е м ы м. Векторное поле X сопоставляет каждой ф-ции φ на M новую ф-цию $X\varphi$ со значениями $(X\varphi)(x) = X(x)\varphi$. Она наз. результатом дифференцирования ф-ции φ вдоль векторного поля X. Т. о., чтобы продифференцировать ф-цию вдоль векторного поля, нужно продифференцировать её вдоль каждого вектора $X(x)$, $x \in M$, и полученные числа считать значениями новой ф-ции. При этом дифференцируемая ф-ция переводится гладким векторным полем в дифференцируемую, причём выполняется правило Лейбница

$$X(\varphi\psi) = \varphi(X\psi) + \psi(X\varphi).$$

Векторное поле X как инвариантный (не зависящий от выбора координат) объект часто отождествляют с оператором дифференцирования вдоль этого поля. В нек-рой координатной окрестности U этот оператор представляют в виде $X|_U = \sum_i X^i \partial/\partial x^i$. При переходе к др. системе координат получается др. выражение $X_{U'} = \sum_i X'^i \partial/\partial x'^i$. Однако на пересечении координатных окрестностей, $U \cap U'$, эти выражения совпадают благодаря закону преобразования компонент векторного поля $\sum_i X'^i \partial/\partial x'^i = \sum_i X^i \partial\partial/\partial x^i$. Такое совпадение является отражением геом. (инвариантного) характера векторного поля и соответствующего дифференциального оператора.

Дифференциальные операторы, соответствующие двум векторным полям X и Y, можно прокоммутировать, полученный оператор $[X, Y] = XY - YX$ снова является дифференциальным, т. е. соответствует нек-рому векторному полю. Это векторное поле наз. к о м м у т а т о р о м исходных векторных полей, его компоненты в нек-рой системе координат равны

$$[X,Y]^i = \sum_j (X^j \partial Y^i/\partial x^j - Y^j \partial X^i/\partial x^j).$$

Все (дифференцируемые) векторные поля образуют *Ли алгебру* относительно операции коммутирования.

Группы преобразований. Векторное поле X задаёт в каждой точке М. направление и скорость движения в этом направлении. Если двигаться в заданных направлениях с заданными скоростями, то все точки М. будут постепенно перемещаться, т. е. определяется семейство преобразований М., зависящее от параметра, α_t, причём $\alpha_t\alpha_{t'} = \alpha_{t+t'}$, т. е. это семейство представляет собой однопараметрич. группу преобразований. В общем случае векторное поле определяет однопараметрич. группу преобразований лишь локально, т. е. в нек-рой окрестности каждой точки и для нек-рого интервала изменения параметра. Если группа определена глобально (на всём многообразии и для всех значений параметра), векторное поле наз. п о л н ы м. На компактных М. все гладкие векторные поля являются полными.

Обратно, если задана однопараметрич. группа преобразований $t \to \alpha_t$, то определяется векторное поле $X = d\alpha_t/dt|_{t=0}$. Дифференцирование вдоль такого поля описывается ф-лой

$$X(x)\varphi = d\varphi(\alpha_t(x))/dt|_{t=0}.$$

Связь между векторным полем и группой преобразований можно выразить в виде $\alpha_t^* = \exp(-tX)$, где X —

дифференц. оператор, а экспонента определена разложением в ряд. В этой ф-ле оператор X выступает как генератор однопараметрич. группы преобразований.

Группа преобразований α_t определяет для каждой точки $x \in M$ кривую $t \to x(t) = \alpha_t(x)$, к-рая проходит через эту точку и имеет в этой точке касат. вектор $X(x)$. Т. о., на М. определяется семейство кривых, касательных к векторному полю X. В координатной окрестности U эти кривые являются решениями системы дифференц. ур-ний

$$dx^i(t)/dt = X^i(x^1(t),\ldots,x^n(t)).$$

Если φ — ф-ция на M, то на кривой $t \to x(t)$ она превращается в ф-цию одного параметра, $t \to \varphi(x(t))$. Зависимость от этого параметра описывается тогда дифференц. ур-нием $d\varphi/dt = X\varphi$. Т. о., векторные поля позволяют инвариантным образом записывать дифференц. ур-ния на М.

Напр., фазовое пространство *гамильтоновой системы* с n степенями свободы представляет собой $2n$-мерное М., в окрестности каждой точки к-рого можно ввести канонич. координаты $\{p_1, \ldots, p_n, q^1, \ldots, q^n\}$ (обобщённые импульсы и обобщённые координаты). Разл. канонич. координаты связаны канонич. преобразованиями. Динамика системы задаётся ф-цией Гамильтона H, определённой на фазовом пространстве. Векторное поле в этом пространстве, к-рое в канонич. координатах имеет вид

$$I = \sum_i \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial q^i} - \frac{\partial H}{\partial q^i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right),$$

наз. гамильтоновым полем.

В каждой точке это поле касательно к интегральной кривой ур-ний Гамильтона, а соответствующая этому полю однопараметрич. группа преобразований фазового пространства, α_t, описывает эволюцию системы с течением времени. Если φ — ф-ция на фазовом пространстве, то её изменение с течением времени описывается ур-нием $d\varphi/dt = I\varphi$. Это ур-ние можно записать при помощи *Пуассона скобок*:

$$d\varphi/dt + \{H,\varphi\} = 0.$$

Преобразование М. α естеств. образом определяет не только преобразование α^* ф-ций на этом М., но и преобразование α' векторных полей. Если векторное поле X соответствует однопараметрич. группе преобразований $t \to \alpha_t$, то новое поле $\alpha' X$ определяется группой $t \to \alpha\alpha_t\alpha^{-1}$. Можно определить это поле и непосредственно, $\alpha' X = \alpha^* \cdot X \cdot (\alpha^*)^{-1}$, где векторные поля справа и слева следует понимать как дифференц. операторы в пространстве ф-ций.

Если векторное поле X порождено группой преобразований α_t, то коммутатор двух векторных полей можно выразить через эту группу:

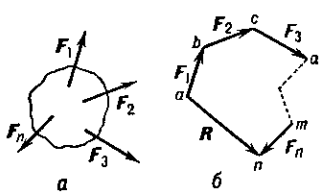
$$[X,Y] = -\frac{d}{dt}\alpha_t' Y\Big|_{t=0}.$$

Напр., пусть G — группа Ли (см. *Группа*) и R_g, L_g — операторы (преобразования) правого и левого сдвигов на ней, $R_g(g') = g'g$, $L_g(g') = gg'$. Тогда каждой однопараметрич. подгруппе $t \to g(t)$ в группе G соответствует однопараметрич. группа преобразований группы G, понимаемой как М., $t \to R_{g(t)}$. Эта группа в свою очередь порождает векторное поле $X = dR_{g(t)}/dt|_{t=0}$, инвариантное относительно левого сдвига (левоинвариантное), $L_g' X = X$. Все такие поля образуют алгебру Ли, изоморфную алгебре Ли группы G. Другую реализацию алгебры Ли группы G образуют все правоинвариантные векторные поля, порождаемые группами преобразований $t \to L_{g(t)}$.

Лит.: Номидзу К., Группы Ли и дифференциальная геометрия, пер. с англ., М., 1960; Бишоп Р., Криттенден Р., Геометрия многообразий, пер. с англ., М., 1967; Арнольд В. И., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1979; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Шутц Б., Геометрические методы математической физики, пер. с англ., М., 1984; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 2, М., 1984.

М. В. Менский.

МНОГОУГО́ЛЬНИК СИЛ — ломаная линия, к-рая строится для определения гл. вектора (геом. суммы) данной системы сил. При построении М. с. для системы сил $\boldsymbol{F}_1$, $\boldsymbol{F}_2$, ..., $\boldsymbol{F}_n$ (рис.) от произвольной точки a откладывают в выбранном масштабе вектор $\boldsymbol{ab}$, изображающий силу $\boldsymbol{F}_1$, от его конца откладывают вектор $\boldsymbol{bc}$, изображающий силу $\boldsymbol{F}_2$, и т. д. и от конца m предпоследней силы откладывают вектор $\boldsymbol{mn}$, изображающий силу $\boldsymbol{F}_n$ (рис., *б*). Фигура $abc\ldots mn$ наз. М. с. Вектор $\boldsymbol{an}$, соединяющий в М. с. начало первой силы с концом последней, изображает геом. сумму $\boldsymbol{R}$ данной системы сил. Если точка n совпадает с a, М. с. наз. замкнутым; в этом случае $R = 0$. Правило М. с. может быть получено последоват. применением правила параллелограмма сил. Построением М. с. можно пользоваться при графич. решении задач статики для системы сил, расположенных в одной плоскости.



а *б*

МНОГОФА́ЗНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ — течение смеси, в к-рой могут присутствовать газообразная, жидкая и твёрдая фазы неск. веществ. М. т., как правило, является *неравновесным течением*. К М. т. относят течение смеси газа с каплями и твёрдыми частицами одного или неск. веществ, смеси жидкости с твёрдыми частицами и газовыми пузырями, смеси жидкостей с каплями жидкости и газовыми пузырями др. состава, смеси газов, жидкостей и твёрдых частиц; течения композиц. материалов, водонасыщенных грунтов и т. п.

М. т.— течение гетерогенных смесей в отличие от течения однородных по фазовому состоянию гомогенных смесей. Частный случай М. т.— *двухфазное течение*, в к-ром присутствуют только две фазы вещества. Жидкие и твёрдые частицы, газовые пузыри в М. т. могут различаться не только физ. свойствами входящих в них молекул, но и скоростями, темп-рой и плотностью. При М. т. происходят фазовые превращения: конденсация и испарение, плавление, кристаллизация, сублимация.

М. т. по сравнению с гомогенным течением существенно сложнее. Так, при взаимодействии твёрдых или жидких частиц с газом возможно их ускорение или замедление, нагрев или охлаждение, что приводит к аэродинамич. дроблению, испарению, слиянию (коагуляции) жидких частиц, что в свою очередь оказывает воздействие на параметры газовой фазы. Эти же эффекты могут приводить к сепарации частиц разл. размеров, к повышенной концентрации их в разных областях течения и, наоборот, к полному отсутствию в других. Твёрдые частицы при взаимодействии могут упруго и неупруго сталкиваться, дробиться и т. д. В потоках газа с твёрдыми и жидкими частицами, а также в парожидкостных потоках, движущихся в каналах, трубах и соплах реактивных двигателей и аэродинамич. труб, при М. т. возможны образование плёнок на стенках, срыв и осаждение капель и частиц на них, теплообмен между паром, каплями и плёнкой. Твёрдые или жидкие частицы могут попадать на стенки, осаждаться на них либо отражаться и вновь попадать в поток. При взаимодействии частиц со стенками возможны динамич. и тепловые разрушения последних (эрозия).

Т. о., при М. т. происходит чрезвычайно сложное взаимодействие фаз, сопровождающееся различными физ.-хим. процессами, изменяющими состав, газодинамич. и термодинамич. параметры каждой из фаз, их массовую долю и размеры включений (жидких либо твёрдых частиц, пузырьков). При взаимодействии фаз происходит обмен массой, импульсом и энергией. При М. т. процессы диффузии, вязкого взаимодействия, тур-

булентности, распространения звука, излучения, ударные волны существенно иные, чем при течении гомогенных смесей.

При матем. описании многофазной сплошной среды используют законы сохранения массы, импульса и энергии для каждой из фаз и смеси в целом, записанные в интегральной или дифференц. формах, применяя при этом понятие о многоскоростном континууме с взаимопроникающим движением составляющих. Многоскоростной континуум представляет собой совокупность N континуумов, каждый из к-рых относится к своей составляющей смеси и заполняет один и тот же объём, занятый смесью. Для каждого из этих составляющих континуумов в каждом потоке определяются плотность, скорость, а также и др. параметры. Тогда в каждой точке объёма, занятого смесью, будет определено N плотностей, темп-р и скоростей. Так, при течении газа с жидкими или твёрдыми частицами группы частиц разл. размеров с разными физ. свойствами образуют многоскоростной континуум в соответствии с числом таких групп.

Для полного описания движения многофазной среды необходимы ещё термич. и калорич. ур-ния состояния, позволяющие выразить тензор напряжения и внутр. энергию через остальные параметры смеси и нек-рые физ.-хим. константы. При решении конкретных задач следует использовать также соотношения, определяющие параметры массового, силового и энергетич. взаимодействия между фазами. К числу таких соотношений относят, напр., соотношения, позволяющие определять скорость возникновения жидкой фазы при конденсации, сопротивление частиц при их обтекании, законы слияния и дробления жидких частиц, скорость кристаллизации и т. д.

М. т. имеют место в метеорологич. процессах, авиации, технол. процессах, энергетике и т. д.

Лит.: Крайко А. Н. и др., Механика многофазных сред, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика, т. 6, М., 1972.

У. Г. Пирумов.

МНОГОФОТО́ННАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ атома (молекулы) — образование иона в результате поглощения в одном элементарном акте одновременно неск. фотонов. М. и. является частным случаем более общего процесса *многофотонного поглощения*, включающего ещё и многофотонное возбуждение атома, и многофотонную диссоциацию молекул. М. и. происходит при энергии фотона $\hbar\omega < V_и$ ($V_и$ — *ионизационный потенциал*), когда процесс однофотонной ионизации (фотоионизации) невозможен, но суммарная энергия поглощённых m фотонов $m\hbar\omega \geqslant V_и$. Целая часть величины $\left\langle \frac{V_и}{\hbar\omega} + 1 \right\rangle$ наз. степенью многофотонности (степенью нелинейности) процесса М. и. Многофотонная ионизация является одним из предельных случаев единого процесса перехода электрона из связанного состояния в атоме в свободное под действием переменного электрич. поля при $\hbar\omega < V_и$ (др. предельный случай — *туннельный эффект*). Переход электрона в свободное состояние при поглощении m фотонов происходит не по реальным связанным возбуждённым состояниям — уровням энергии $\mathscr{E}_i$ в спектре атома (такие переходы невозможны ни при какой энергии фотонов ввиду ангармоничности атомного спектра), а с нарушением закона сохранения энергии в соответствии с *неопределённости соотношением* $\Delta\mathscr{E}\Delta\tau \gtrsim h$.

Вероятность w одноврем. поглощения атомом m фотонов при М. и. связана с интенсивностью излучения I степенным соотношением $w = \alpha_m I^m = \alpha_m E^{2m}$, т. е. резко зависит от напряжённости электрич. поля E световой волны. Т. о., М. и.— нелинейная (по интенсивности излучения) ионизация. Сечение М. и. α_m определяется свойствами конкретного ионизуемого атома (молекулы), частотой и поляризацией ионизующего излучения. Для расчётов величин α_m используют нестационарную *возмущений теорию*. Типичный вид зависимости $\alpha_m(\omega)$ приведён на рис. 1. Резонансные максимумы обусловлены реализацией промежуточных резонансов между частотой излучения (энергией фотона $\hbar\omega$) и энергией переходов из основного в возбуждённые состояния в спектре атома (молекулы). В слабом поле ионизующего излучения резонансные частоты определяются спектром атома. В сильном поле энергии переходов изменяются из-за динамич. поляризуемости атома (*Штарка эффект* в переменном поле). Для большинства частот излучения, когда промежуточные резонансы не возникают, процесс М. и. наз. прямым (рис. 2, справа); при наличии промежуточного резонанса с нек-рым возбуждённым состоянием $\mathscr{E}_р$ — р е з о н а н с н ы м (рис. 2, слева). Вероятность прямого процесса М. и. описывается приведённым выше степенным соотношением; вероятность резонансного процесса определяется свойствами резонансного состояния.

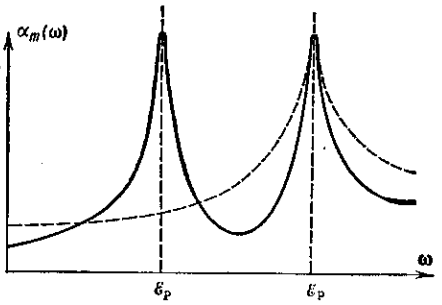


Рис. 1. Зависимость сечения многофотонной ионизации α_m от частоты излучения ω; сплошная линия — для линейно поляризованного излучения, штриховая линия — для циркулярно поляризованного излучения.

М. и. не имеет порога по интенсивности излучения, однако для реализации достаточно большой вероятности М. и. необходима очень большая интенсивность излучения, достижимая лишь при использовании *лазеров*. Процесс М. и. большинства атомов, а также мн. молекул детально изучен экспериментально. Методом нестационарной теории возмущений выполнено большое число расчётов сечений М. и. Результаты расчётов удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов.

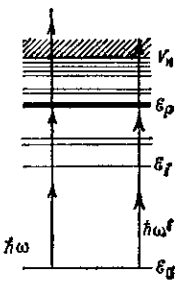


Рис. 2. Схема процесса многофотонной ионизации: справа — прямой процесс; слева — резонансный.

М. и. характерна для взаимодействия интенсивного лазерного излучения с разреженными газами; в плотных газах при давлениях от неск. торр и выше происходит лавинная ионизация (см. *Лавина электронная*).

Большая вероятность М. и. при больших интенсивностях излучения приводит к отсутствию красной границы ($\omega = U_и/h$) при взаимодействии излучения (в частности, света) с газами, т. е. к отсутствию области прозрачности за счёт появления многофотонного поглощения излучения.

Резонансный процесс М. и. лежит в основе метода многофотонной резонансной спектроскопии, к-рый характеризуется высокой селективностью по частоте и большой эффективностью регистрации.

Процесс М. и. в твёрдых телах наз. *многофотонным фотоэффектом*.

Лит.: Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Атом в сильном световом поле, 2 изд., М., 1984; Рапопорт Л. П., Зон Б. А., Манаков Н. Л., Теория многофотонных процессов в атомах, М., 1978; Делоне Н. Б., Взаимодействие лазерного излучения с веществом, М., 1989.

Н. Б. Делоне.

МНОГОФОТО́ННОЕ ПОГЛОЩЕ́НИЕ — процесс взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, при к-ром в одном элементарном акте поглощается несколько (m) фотонов; в среде при этом совершается многофотонный (m-фотонный) квантовый переход из нач. состояния $|1\rangle$ с энергией $\mathscr{E}_1$ в состояние $|2\rangle$ с энергией $\mathscr{E}_2$ (рис. 1). Проявляется М. п. в ослаблении падающих

потоков излучения и в соответствующем возбуждении облучаемого вещества. Процесс, обратный М. п.,— многофотонное индуциров. испускание под действием того же излучения, сопровождающееся квантовым переходом в атоме вещества из возбуждённого состояния $|2\rangle$ в нижнее $|1\rangle$.

Состояние $|2\rangle$ может относиться как к дискретному, так и к непрерывному спектру. Если $|2\rangle$ принадлежит ионизац. континууму атома или молекулы, то результатом М. п. является *многофотонная ионизация*; если же $|2\rangle$ относится к непрерывному спектру колебат.

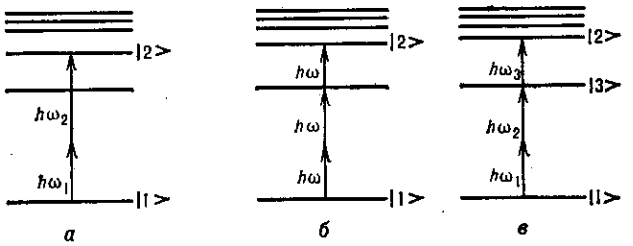


Рис. 1. Примеры процессов многофотонного поглощения: *а* — двухфотонное поглощение; *б* — вырожденное по частоте трёхфотонное поглощение; *в* — трёхфотонное поглощение при наличии промежуточного двухфотонного резонанса.

состояний молекулы, то следствием М. п. является *инфракрасная многофотонная диссоциация*.

Для описания процессов М. п. используют квантовомеханическую *возмущений теорию*. Если падающее излучение содержит монохроматич. компоненты на частотах $\omega_1, \omega_2, \ldots, \omega_m$ с интенсивностями $I_1, I_2, \ldots, I_m$ соответственно, то для вероятности m-фотонного перехода из состояния $|1\rangle$ в состояние $|2\rangle$ теория возмущений даёт:

$$W_{12}^{(m)}(\omega_1,\omega_2,\ldots,\omega_m) \propto \left| Q_{12}^{(m)} \right|^2 I_1 I_2 \ldots I_m g(\Delta). \qquad (1)$$

Здесь $\Delta = \omega_{21} - \sum_{i=1}^{m} \omega_i$ — разность собств. частоты $\omega_{21} = (\mathscr{E}_2 = \mathscr{E}_1)/\hbar$ и суммы частот поглощаемых фотонов; ф-ция $g(\Delta)$ отражает резонансный характер М. п. Для переходов между дискретными уровнями часто применима аппроксимация: $g(\Delta) = \gamma_{21}/(\Delta^2 + \gamma_{21}^2)$, где γ_{21} — однородная полуширина перехода. Т. н. составной матричный элемент $Q_{12}^{(m)}$ в теории многофотонных процессов аналогичен матричным элементам переходов для однофотонного поглощения и испускания. Наиб. простой вид $Q_{12}^{(m)}$ принимает для низшего из процессов М. п.— двухфотонного поглощения ($m = 2$); в электродипольном приближении

$$Q_{12}^{(2)} = \frac{1}{\hbar} \sum_n \left[\frac{(d_{1n} \cdot e_1)(d_{n2} \cdot e_2)}{\omega_{n1} - \omega_1} + \frac{(d_{1n} \cdot e_2)(d_{n2} \cdot e_1)}{\omega_{n1} - \omega_2} \right], \qquad (2)$$

где d_{ij} — матричные элементы оператора дипольного момента, e_i — орт-вектор поляризации полей на частотах ω_i. Суммирование в (2) производится по всем промежуточным состояниям n.

Ф-лы типа (1) и (2) для двухфотонного поглощения были получены М. Гёпперт-Майер (M. Goeppert-Mayer) ещё в 1931, однако экспериментально этот эффект был обнаружен только после создания лазеров, т. к. интенсивности обычных источников излучения недостаточны для его регистрации.

Из (1), (2) следуют осн. особенности М. п. 1) Правила отбора для М. п. определяются составным матричным элементом $Q_{12}^{(m)}$ и отличаются от таковых для однофотонного поглощения. Так, в дипольном приближении двухфотонные переходы разрешены между состояниями одинаковой чётности, тогда как однофотонные — между состояниями разной чётности (см. *Отбора правила*).

Для атомов с одним валентным электроном правила отбора по орбитальному (L) и магнитному (M) квантовым числам имеют вид:

$$\Delta L = -m, \; -m+2, \; \ldots, \; m-2, \; m;$$
$$\Delta M = q_1 + q_2 + \ldots + q_m,$$

где $q_i = 0, \pm 1$ для линейной (0) π, правой (+) и левой (—) круговой $\sigma^{\pm}$ поляризации излучения. Благодаря иным правилам отбора спектры М. п. содержат новую информацию о веществе, отсутствующую в спектрах однофотонного поглощения (рис. 2).

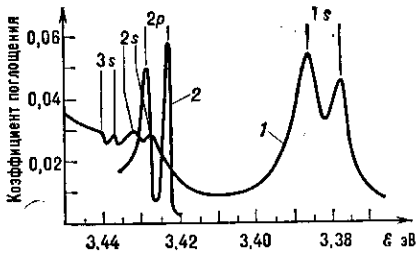


Рис. 2. Спектры однофотонного (кривая *1*) и двухфотонного (*2*) поглощений в ZnO. Согласно правилам отбора, в однофотонном спектре возникают только *s*-экситонные линии, в двухфотонном — только *p*-экситонные линии.

2) Мощность, поглощаемая на частоте ω_i единицей объёма, равна $P_i = \hbar\omega_i W_{12}^{(m)}(N_1 - N_2)$ ($N_{1,2}$ — плотность числа частиц в ниж. и верх. состояниях) и является нелинейной ф-цией интенсивности падающего излучения. В частности, если имеет место m-фотонное поглощение из одного монохроматич. пучка с интенсивностью I и изменением населённостей N_i можно пренебречь, то $P \propto I^m$.

3) М. п. существенно зависит от поляризации излучения. Эта зависимость полностью определяется составным матричным элементом $Q_{12}^{(m)}$ и имеет место даже в изотропных средах и в средах с кубич. симметрией (индуциров. анизотропия).

4) Скорость М. п. резко возрастает, если хотя бы одна из частот излучения приближается к резонансу с переходом в промежуточное состояние или осуществляется промежуточный многофотонный резонанс.

5) В газовых средах, когда существ. вклад в уширение линий даёт *Доплера эффект*, М. п. зависит от взаимной ориентации волновых векторов $\mathbf{k}_i$ падающего излучения. Атом (или молекула), движущийся со скоростью $\boldsymbol{v}$, воспринимает частоту падающей световой волны, изменённую за счёт линейного эффекта Доплера на величину $-\mathbf{k}_i\boldsymbol{v}$. Суммарный доплеровский сдвиг для всех волн, участвующих в М. п., равен $-\sum_{i=1}^{m}\mathbf{k}_i\boldsymbol{v}$, т. е. пропорционален длине суммарного волнового вектора падающих волн $\sum_{i=1}^{m}\mathbf{k}_i$. Очевидно, что соответствующим подбором направлений распространения световых потоков можно существенно уменьшить влияние эффекта Доплера либо полностью его исключить, если $\sum_{i=1}^{m}\mathbf{k}_i = 0$. Для двухфотонного поглощения это достигается в случае встречных световых потоков с одинаковой частотой и используется в *нелинейной спектроскопии* сверхвысокого разрешения атомов и молекул.

Эффекты распространения монохроматич. эл.-магн. волн в условиях М. п. удобно описывать с помощью тензора *нелинейной восприимчивости* $\hat{\chi}^{(2m-1)}(\omega_1, \omega_2 \ldots, \omega_m)$ (ранг тензора — $2m$; см. *Нелинейная оптика*). Мнимая часть этого тензора $\mathrm{Im}\hat{\chi}^{(2m-1)}$ ответственна за затухание волн в условиях m-фотонного поглощения; соответственно $\mathrm{Re}\chi^{(2m-1)}$ характеризует нелинейное изменение показателей преломления под действием падающих полей.

Распространение излучения в условиях М. п. описывается системой нелинейных уравнений для амплитуд (или интенсивностей) отд. потоков. Если на входе в среду интенсивность одного из потоков I_{m0} мала по сравнению с интенсивностью остальных, то затухание его на расстоянии z даётся ф-лой:

$$I_m = I_{m0}\exp(-\varkappa_m I_1 I_2 \dots I_{m-1} z),$$

т. е. имеет вид, аналогичный закону Бугера для однофотонного поглощения. Здесь $\varkappa_m$ — коэф., пропорциональный $\mathrm{Im}\hat{\chi}^{(2m-1)}$ на частоте ω_m. При вырожденном по частоте двухфотонном поглощении из одного монохроматич. пучка ($2\omega = \omega_{21}$) затухание носит гиперболич. характер:

$$I = \frac{I_0}{1 + \varkappa_2 I_0 z}, \quad \varkappa_2 = \frac{8\pi^2\omega}{cn}\mathrm{Im}\chi^{(3)}(\omega)$$

(n — показатель преломления).

Как видно из приведённых ф-л, М. п. увеличивается с ростом интенсивности падающего излучения. Этим объясняется т. н. эффект затемнения: вещества, прозрачные для слабых потоков излучения данной частоты, при увеличении интенсивности могут оказаться сильно поглощающими за счёт возрастания М. п. Дальнейшее увеличение интенсивности может вызвать просветление вещества, связанное с насыщением многофотонного перехода (см. *Насыщения эффект*, *Просветления эффект*).

Наиб. низкие интенсивности требуются для наблюдения двухфотонного поглощения ($m = 2$). Напр., для межзонных переходов в полупроводниках и диэлектриках $\varkappa_2 \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ см/Вт, т. е. заметное ослабление пучка за счёт двухфотонного поглощения достигается при интенсивностях $\sim 10^6 \div 10^8$ Вт/см^2. Однако, если регистрировать М. п. косвенными методами, напр. по измерению интенсивности люминесценции, возбуждаемой многофотонным поглощением, то в ряде случаев достаточными оказываются интенсивности падающего излучения $\sim 1 \div 10^2$ Вт/см^2.

Для регистрации М. п. используются также фотоионизация атомов и молекул с уже возбуждённого уровня, эффект многофотонной фотопроводимости и ряд др. методов.

В поле коротких импульсов, длительность к-рых меньше времени релаксации квантового перехода между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, при М. п. возможно проявление нестационарных когерентных эффектов, таких, как *затухание свободной поляризации*, *оптическая нутация*, *самоиндуцированная прозрачность*.

Процессы М. п. очень важны в квантовой электронике, нелинейной оптике, фотохимии и т. д. Они используются для оптич. накачки лазерных сред, измерения длительности коротких световых импульсов, управления параметрами лазерного излучения, селективного воздействия на атомы и молекулы при лазерном разделении изотопов. На основе М. п. разработан целый ряд методов нелинейной спектроскопии, к-рые широко применяют для исследования квантовых переходов в атомах и молекулах, энергетич. спектра возбуждений в полупроводниках и т. д.

Лит.: Göppert-Mayer M., Über Elementarakte für mehrpolige Influenz-und Kondensatormaschinen, «Ann. Phys.», 1931, Bd 9, S. 273; Kaiser W., Garrett C., Two-photon excitation in CaF_2: Eu^{2+}, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 229; Dinges R. и др., Two-photon magnetoabsorption in ZnO^+, «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 922; Бредихин В. И., Галанин М. Д., Генкин В. Н., Двухфотонное поглощение и спектроскопия, «УФН», 1973, т. 110, с. 3; Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Летохов В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983; Шен И. Р., Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989.

К. Н. Драбович.

МНОГОФОТО́ННЫЕ ПРОЦЕ́ССЫ — процессы взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, при к-рых в одном элементарном акте происходит поглощение или испускание (или и то и другое) неск. фотонов. При этом в веществе совершается многофотонный переход между квантовыми состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, причём разность энергий конечного $|2\rangle$ ($\mathscr{E}_2$) и начального $|1\rangle$($\mathscr{E}_1$) состояний равна разности энергий поглощённых и испущенных фотонов.

В рамках квантовомеханич. теории возмущений многофотонный переход из нач. состояния $|1\rangle$ в конечное $|2\rangle$ трактуется как результат последовательности однофотонных квантовых переходов через промежуточные *виртуальные состояния* (см. *Возмущений теория*). При М. п. населённость промежуточных уровней энергии не меняется, в отличие от ступенчатых (каскадных) процессов, при к-рых переход в состояние $|2\rangle$ совершается в результате двух или более элементарных актов взаимодействия.

Возможность тех или иных М. п. определяется *отбора правилами* для соответствующих многофотонных переходов. Эти правила существенно отличаются от таковых для однофотонных процессов поглощения и испускания. Напр., однофотонные электрич. дипольные переходы между состояниями с одинаковой чётностью запрещены правилами отбора, в то же время такой запрет по чётности отсутствует для многофотонных переходов между этими состояниями с участием чётного числа фотонов.

М. п. составляют физ. основу широкого круга разнообразных эффектов, проявляющихся в изменении характеристик эл.-магн. излучения, а также свойств и состояния вещества. К ним относятся *многофотонное поглощение* и испускание, *многофотонная ионизация* атомов и молекул, *многофотонный фотоэффект*, широкий класс процессов рассеяния света и т. п. Каждый фотон, возникающий при М. п., может испускаться либо спонтанно, либо под действием внеш. излучения. В соответствии с этим М. п. делятся на спонтанные и вынужденные (индуцированные), такие, как спонтанное и *вынужденное рассеяние света*, спонтанное и вынужденное многофотонное излучение (см. также *Комбинационное рассеяние света*, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*).

М. п., при к-рых конечное квантовое состояние $|2\rangle$ соответствующего многофотонного перехода совпадает с исходным $|1\rangle$, наз. когерентными, т. к. в этом случае фазы взаимодействующих волн оказываются жёстко связанными между собой. К когерентным М. п. относятся генерация гармоник, процессы сложения и вычитания частот оптич. излучения, параметрич. генерация и усиление и т. п. (см. *Нелинейная оптика*).

Количеств. характеристикой m-фотонного процесса может служить вероятность соответствующего m-фотонного перехода W_m. Для вынужденных М. п. в поле монохроматич. потоков излучения с частотами ω_1, ω_2, ..., ω_m вероятность W_m можно представить в виде: $W_m = A_m n_1 n_2 \dots n_m$, где n_1, n_2, ..., n_m — плотности числа фотонов с соответствующими энергиями $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$, ..., $\hbar\omega_m$. Т. о., скорость вынужденных М. п. является нелинейной ф-цией интенсивности падающего поля. Константа A_m зависит от вида энергетич. спектра поглощения вещества, типа М. п., частоты и поляризации падающего излучения. Если, напр., к.-л. из частот возбуждающего излучения или их комбинация оказывается близкой к частоте перехода из начального в промежуточное квантовое состояние, то величина A_m, а следовательно, и вероятность W_m резонансным образом возрастают. При этом резко возрастает и скорость соответствующих ступенчатых процессов. Т. о., наличие промежуточных резонансов ведёт к одноврем. проявлению многофотонных и ступенчатых процессов. Такая ситуация имеет место, напр., в случае резонансной флуоресценции, резонансного комбинац. рассеяния, резонансной многофотонной ионизации и т. д.

Довольно часто встречаются ситуации, когда между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ возникают неск. каналов перехода. Напр., если в спектре действующего излучения содер-

жатся компоненты с такими частотами, что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_4 - \omega_3 = \omega_{21} = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/\hbar$, то возбуждение уровня $|2\rangle$ происходит как за счёт двухфотонного поглощения квантов с частотами ω_1 и ω_2, так и за счёт комбинац. взаимодействия излучений на частотах ω_3 и ω_4. Аналогично, при генерации третьей гармоники в условиях трёхфотонного резонанса ($\omega_3 = 3\omega_1 = \omega_{21}$) наряду с трёхфотонным поглощением излучения с частотой ω_1 присутствует также однофотонное поглощение квантов гармоники (ω_3), возбуждающее уровень $|2\rangle$. В этих и подобных случаях полная вероятность перехода между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ W_{12} определяется суммой амплитуд вероятностей перехода по каждому из каналов $f_{12}^{(i)}$, т. е. $W_{12} = |\sum_i f_{12}^{(i)}|^2$ и, следовательно, зависит от соотношения фаз между этими каналами. При этом возможно интерференционное усиление или ослабление (вплоть до полного подавления) всех одновременно действующих М. п. на этом переходе, а также сопутствующих им процессов, стартующих с уровня $|2\rangle$ (см. *Просветления эффект*).

Отношение вероятности М. п. с участием m фотонов к вероятности М. п. с участием $(m-1)$ фотонов W_{m-1} при отсутствии промежуточных резонансов по порядку величины равно $(E/E_{ат})^2$, где E — амплитуда напряжённости электрич. поля излучения, $E_{ат}$ — ср. напряжённость внутриатомного электрич. поля ($E_{ат} \approx 10^8 - 10^9$ В/см). При $E \ll E_{ат}$ с увеличением числа фотонов, участвующих в элементарном акте, вероятность М. п. резко снижается. Поэтому до появления лазеров кроме однофотонных наблюдались лишь двухфотонные процессы при рассеянии света: рассеяние Мандельштама — Бриллюэна, комбинационное рассеяние света и т. п. Высокие интенсивности излучения, получаемые с помощью лазеров, позволяют наблюдать М. п. вплоть до $m \geqslant 10$.

При больших интенсивностях излучения М. п., возможные в данном веществе, в значит. мере определяют оптич. свойства этого вещества. Так, при достаточно высокой интенсивности падающего лазерного излучения прозрачные вещества могут стать непрозрачными за счёт процессов многофотонного поглощения. М. п. составляют физ. основу широкого круга нелинейных оптич. явлений. На их наблюдении часто базируется большинство методов *нелинейной спектроскопии*.

Лит.: Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Многофотонные процессы, «УФН», 1965, т. 85, в. 1; Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Апанасевич П. А., Основы теории взаимодействия света с веществом, Минск, 1977; Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Атом в сильном световом поле, 2 изд., М., 1984; Драбович К. Н. и др., Интерференционные эффекты в нелинейных резонансных процессах, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1989, т. 53, в. 4, с. 782.

К. Н. Драбович.

МНОГОФОТО́ННЫЙ ФОТОЭФФЕ́КТ — термин, объединяющий ряд *фотоэлектрических явлений*, при к-рых изменение электропроводности, возникновение эдс или эмиссия электронов происходят вследствие поглощения электроном вещества (т. е. в связанном состоянии) двух или более фотонов в одном элементарном акте. Практически все разновидности *фотоэффекта* (внутренний, вентильный, внешний) имеют свой «многофотонный вариант», отличающийся тем, что электроны вещества приобретают необходимую энергию в процессе *многофотонного поглощения*, в то время как при «обычном» фотоэффекте требуемое возбуждение электронов достигается за счёт однофотонного поглощения. Это обстоятельство обусловливает гл. особенности М. ф.: 1) М. ф. наблюдается при достаточно высоких интенсивностях I падающего излучения, достижимых лишь с помощью лазеров; 2) величина фотоотклика вещества (фотоэдс, фототок) при М. ф. пропорциональна I^m, где m — порядок фотоэффекта, т. е. число фотонов, поглощаемых в одном акте; 3) зависимость М. ф. от частоты излучения отражает спектральные характеристики многофотонного поглощения.

Наиб. часто термин «М. ф.» употребляется по отношению к многофотонному внеш. фотоэффекту — многофотонной ионизации атомов и молекул в газах и многофотонной эмиссии электронов из конденсиров. сред. В этом случае энергия m поглощаемых фотонов ($m\hbar\omega$) затрачивается на преодоление энергии связи электрона в атоме или *работы выхода* электрона из вещества в вакуум или др. вещество.

В результате М. ф. при высоких интенсивностях излучения исчезает т. н. красная граница фотоэффекта: если энергии одного фотона $\hbar\omega$ недостаточно для преодоления работы выхода A, то эмиссия электронов может происходить за счёт m-фотонного поглощения.

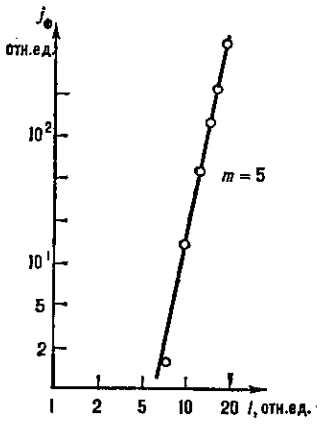


Рис. 1. Пятифотонная фотоэмиссия из золота под действием пикосекундных импульсов неодимового лазера.

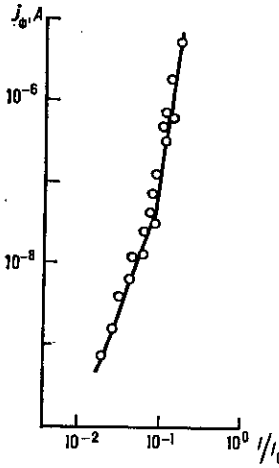


Рис. 2. Фототок под действием наносекундных импульсов рубинового лазера (катод из золота), $I_0 = 14$ МВт/см².

Фототок j_Φ при m-фотонной эмиссии электронов $j_\Phi = \eta_m I^m$ (рис. 1), где η_m — константа, определяемая структурой вещества, частотой и поляризацией излучения. Соответственно квантовый выход М. ф. пропорционален I^{m-1}, т. е. в отличие от однофотонной эмиссии зависит от интенсивности света.

Для поверхностного М. ф. в металлах характерна также более резкая поляризац. зависимость фототока: $j_\Phi \sim \sin^{2m}\theta \sin^{2m}\varphi$, где θ — угол падения, φ — угол между вектором напряжённости электрич. поля световой волны и плоскостью падения (см. *Металлооптика*).

Так как М. ф. может быть только при высоких интенсивностях падающего излучения, то его наблюдение в «чистом виде» возможно лишь при специально выбранных условиях эксперимента, исключающих влияние маскирующих факторов. Основным таким фактором, напр. в случае многофотонной фотоэмиссии, является термоэлектронная эмиссия, обусловленная нагревом вещества под действием интенсивного светового излучения. На рис. 2 перегиб в зависимости фототока от интенсивности излучения объясняется тем, что осн. вклад при $I < 1$ МВт/см² даёт фототок трёхфотонной эмиссии, а при $I > 1$ МВт/см² — термоэмиссионный ток.

Для исключения маскирующих эффектов при М. ф. используются импульсы света пико- и фемтосекундной длительности.

Лит.: Рэди Дж., Действие мощного лазерного излучения, пер. с англ., М., 1974; Анисимов С. И., Бендерский В. А., Фаркаш Д., Нелинейный фотоэлектрический эффект в металлах под действием лазерного излучения, «УФН», 1977, т. 122, с. 185.

К. Н. Драбович.

МНО́ЖЕСТВЕННОСТЬ — число вторичных адронов (n), рождённых в одном акте взаимодействия частиц высоких энергий. При определ. энергии первичных частиц М. сильно варьирует. Напр., при полной энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (ус-

коритель со встречными пучками протонов и антипротонов в ЦЕРНе) зарегистрированы события с М. вторичных заряж. частиц (n_{ch}) от 2 до 80, тогда как с р е д н я я М. $\langle n_{ch}\rangle = 27(2)$ много меньше максимально возможного числа вторичных частиц, разрешённого законом сохранения энергии. Средняя М. $\langle n_{ch}(s)\rangle$ в адронных взаимодействиях медленно растёт с увеличением энергии и описывается зависимостью:

$$\langle n_{ch}(s)\rangle = a_1 + b_1 \ln s + c_1(\ln s)^2, \qquad (1)$$

где $a_1 = 0{,}88(10)$, $b_1 = 0{,}44(05)$ и $c_1 = 0{,}118(6)$ для $\sqrt{s} \gtrsim 5$ ГэВ. Так, в интервале энергий в с. ц. и. от 5 ГэВ до 540 ГэВ $\langle n_{ch}\rangle$ меняется от 5 до 27 (рис. 1).

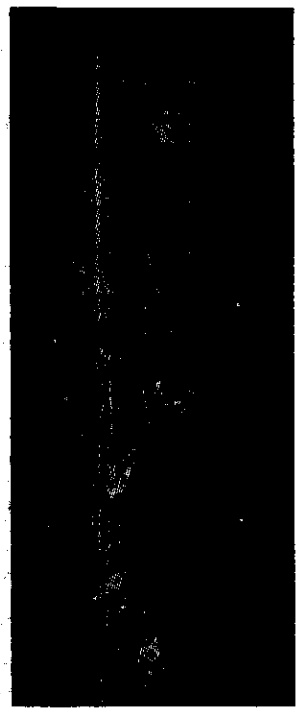


Рис. 1. Рождение 24 заряженных частиц в pp-взаимодействиях при $\mathscr{E}_p = 300$ ГэВ (76 см водородная пузырьковая камера, Батейвия, США).

В процессах аннигиляции электронов и позитронов в адроны, $e^+e^- \to hX$ (где h — наблюдаемый адрон, X — совокупность остальных частиц), обнаружен более быстрый рост

$$\langle n_{ch}(s)\rangle = n_0 + a\exp[b\sqrt{\ln(s/\Lambda^2)}], \qquad (2)$$

где $\Lambda = 0{,}3$ ГэВ, $n_0 = 2{,}0(2)$, $b = 1{,}9(2)$, $a = 0{,}027(10)$ для интервала $\sqrt{s}$ от 2 до 40 ГэВ (рис. 2). В то же время зависимость $\langle n_{ch}\rangle$ от s примерно одинакова во всех типах процессов, если учесть, что в адронных соударениях б. ч. энергии тратится на образование т. н. лидирующих частиц (уносящих в ср. ок. 0,5 нач. энергии). Вероятность рождения n_{ch} частиц, к-рая является одной из существ. характеристик *множественных процессов*, удовлетворительно описывается выражением:

$$P(n_{ch},s) \approx \psi(n_{ch}/\langle n_{ch}(s)\rangle)/\langle n_{ch}(s)\rangle,$$

где

$$\psi \approx \pi(n_{ch}/\langle n_{ch}(s)\rangle)\exp(-{}^1/_4\pi n_{ch}^2/\langle n_{ch}(s)\rangle^2),$$

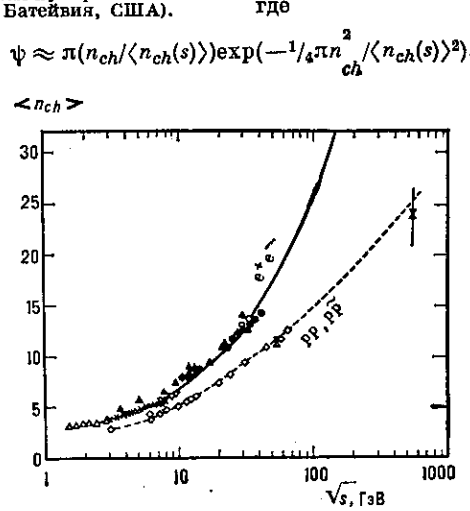


Рис. 2. Зависимость средней множественности заряженных частиц $\langle n_{ch}\rangle$ от полной энергии в системе центра инерции $\sqrt{s}$ для взаимодействий pp и $\bar{p}p$ [пунктирная линия — формула (1)] и для e^+e^- [сплошная линия — формула (2)].

для $\sqrt{s} \gtrsim 10$ ГэВ и разл. типов первичных частиц и явно не зависит от энергии — т. н. с к е й л и н г п о м н о ж е с т в е н н о с т и, или *KNO*-скейлинг [по имени Кобы (Z. Koba), Нильсена (H. B. Nielsen) и Олесена (P. Olesen)].

Лит.: Г р и ш и н В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; Ф е й н б е р г Е. Л., Термодинамические файрболы, «УФН», 1983, т. 139, с. 3; М у р з и н В. С., С а р ы ч е в а Л. И., Взаимодействия адронов высоких энергий, М., 1983. *В. Г. Гришин.*

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ — рождение большого числа вторичных адронов в одном акте взаимодействия частиц при высокой энергии. М. п. особенно характерны для столкновений адронов, и при энергиях выше неск. ГэВ они доминируют над процессами одиночного рождения частиц. М. п. наблюдаются и в соударениях др. частиц: в процессах *аннигиляции* электронов и позитронов в адроны и в *глубоко неупругих процессах* взаимодействия лептонов с нуклонами. Впервые М. п. наблюдались в *космических лучах*; детальное их исследование началось после создания ускорителей заряж. частиц высоких энергий. Наиб. полно они изучены в т. н. мягких адрон-адронных взаимодействиях, в к-рых характерные поперечные к оси соударений импульсы вторичных частиц не превышают 1 ГэВ [1, 2]. Исследование М. п. существенно для выяснения структуры адронов и построения теории сильного взаимодействия. Особенно важно установление осн. закономерностей переходов *кварков* и *глюонов* в адроны, к-рые определяются неизвестным пока механизмом удержания (конфайнмента) кварков в *квантовой хромодинамике* (КХД) (см. *Удержание цвета*).

Из-за большого числа вторичных частиц (большой *множественности*) осн. метод изучения М. п.— инклюзивный (см. *Инклюзивный процесс*) [3]. Исследуются характеристики процессов: $ab \to cX$, $ab \to c_1c_2X$ в зависимости от энергии и типа первичных (a, b) и вторичных (c_1, c_2) частиц (X — совокупность остальных, не регистрируемых частиц). По этим процессам получены данные вплоть до полной энергии $\sqrt{s} = 540$ Гэв в системе центра инерции (с. ц. и.).

Состав и множественность вторичных адронов. В мягких адронных соударениях среди вторичных долгоживущих частиц ($\tau \gtrsim 10^{-13}$ с), к-рые регистрируются эксперим. установками, доминируют пионы. Их доля несколько уменьшается от 0,9 до $\sim$ 0,8 при увеличении энергии $\sqrt{s}$ от 60 до 540 ГэВ. В этом же интервале энергий доля K-мезонов растёт от 0,06 до 0,12, а доля барионов и антибарионов — от 0,04 до 0,09. Вместе с тем эти долгоживущие адроны часто ($\gtrsim$80%) являются продуктами распадов короткоживущих ($\tau \lesssim 10^{-22}$ с) *резонансов*. Выделение этих состояний крайне сложно при большой множественности. Состав их в первом приближении соответствует рождению адронов *изотопическими мультиплетами* (за исключением странных и очарованных частиц). С увеличением поперечных импульсов вторичных частиц до 5—10 ГэВ и в e^+e^--аннигиляции доля пионов уменьшается до 0,55, а доля K-мезонов и пар нуклон — антинуклон увеличивается соответственно до 0,27 и 0,18. Ср. множественность пионов $\langle n(\pi)\rangle$ медленно растёт с увеличением энергии ($\sim \ln^2 s$), в то время как $\langle n(K)\rangle$ и $\langle n(\bar{B})\rangle$ растут значительно быстрее, что связано с открытием новых каналов их образования ($\bar{B}$ — антибарион).

Распределения адронов по поперечному импульсу. Одной из главных закономерностей М. п. является относительно небольшая величина поперечных импульсов ($p_\perp$) вторичных частиц. Ср. поперечный импульс $\langle p_\perp\rangle$ вторичных адронов значительно меньше их полного импульса ($\langle p_\perp\rangle \ll \sqrt{s}/\langle n\rangle$) и очень медленно растёт с энергией (используется система единиц, в к-рой скорость света $c = 1$); напр., он увеличивается от 0,360(10) ГэВ при $\sqrt{s} \approx 20$ ГэВ до 0,420(30) ГэВ при

$\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Поэтому вторичные частицы вылетают резко направленными и сужающимися по мере роста энергии потоками вдоль направления движения сталкивающихся частиц — т. н. *струями адронными* (в с. ц. и.— вперёд и назад, в лаб. системе — по направлению движения налетающей частицы). При высоких энергиях с небольшой вероятностью ($\lesssim 0{,}01$) рождаются также адроны с большими значениями $p_\perp$ ($\gtrsim 1$ ГэВ) в виде адронных струй, вылетающих под большими углами к оси столкновения. При этом поведение по $p_\perp$ из экспоненциального становится степенным ($\sim 1/p_\perp^4$). В модели *партонов* оно определяется сечением упругого рассеяния на большие углы составляющих адронов — кварков и глюонов [1].

Адронные струи в М. п. наблюдаются и в e^+e^--аннигиляции, когда образуется пара из кварка и антикварка, к-рые затем фрагментируют в адроны. В этих процессах поперечный импульс адронов относительно оси струй также мал [$\langle p_\perp\rangle = (0{,}4—0{,}5)$ ГэВ]. Ср. поперечный импульс адронов практически не зависит от их массы. Прямые измерения $\langle p_\perp\rangle$ резонансов (R) показали, что $\langle p_\perp(R)\rangle = 0{,}50(3)$ ГэВ в широком интервале энергий. В то же время для долгоживущих частиц $\langle p_\perp\rangle$ растёт с увеличением массы адрона. Это связано не с динамикой рождения адронов в М. п., а с кинематикой распадов резонансов на пионы и К-мезоны.

Распределение резонансов по $p_\perp^2 < 1$ ГэВ^2 описывается ф-лой:

$$\frac{dN(R)}{N dp_\perp^2} \sim \exp\left(-B(R)p_\perp^2\right),$$

где $B = 3{,}4(2)$ ГэВ$^{-2}$ для η, φ, ω, ρ, f, Δ и др. резонансов с массами <2 ГэВ (N — полное число наблюдённых резонансов). *Инклюзивное сечение* образования долгоживущих частиц и резонансов с массами m от 0,14 ГэВ (π-мезон) до 3,1 ГэВ (J/ψ-частица) хорошо аппроксимируются выражением:

$$\mathscr{E}\frac{d\sigma}{dp} \sim s^\alpha \exp\left(-\sqrt{m^2 + p_\perp^2}/T\right),$$

где $\mathscr{E}d\sigma/dp$ — инклюзивное сечение ($\mathscr{E}$ — энергия, p— импульс частицы), $T \approx 120$ МэВ и $\alpha \approx 0{,}15—0{,}30$ в зависимости от типа адронов.

Примерно такие же распределения адронов по поперечным импульсам относительно оси струй получены в глубоко неупругих процессах и в e^+e^--аннигиляции. Постоянство этих характеристик вторичных адронов и небольшая величина их ср. поперечного импульса в разл. М. п. широко используются во всех теоретич. моделях и с точки зрения совр. представлений связываются с размерами области удержания кварков и глюонов ($r \lesssim 1/\langle p_\perp\rangle \approx 0{,}5$ Ф).

Распределения адронов по продольным переменным (x, y). Характеристики М. п. в зависимости от $x = 2p_\parallel/\sqrt{s}$ или продольной *быстроты* $y = {}^1\!/_2 \ln[(\mathscr{E} + p_\parallel)/(\mathscr{E} - p_\parallel)]$ [где $y \approx \eta = -\ln\mathrm{tg}(\theta/2)$] изучены в широком интервале энергий [$\sqrt{s} = (5—540)$ ГэВ]. Здесь $\mathscr{E}$, $p_\parallel$ и θ — соответственно энергия, продольный импульс и угол вылета адрона в с. ц. и. Одна из важных закономерностей М. п.— *масштабная инвариантность* — закон подобия в микромире, заключающийся в том, что вероятность рождения «инклюзивной» частицы c с определ. значением продольного импульса ($p_\parallel$) при разных энергиях столкновения является универсальной ф-цией от переменной $x = p_\parallel/p_{\text{макс}}$ при $x \gtrsim 0{,}1$, где $p_{\text{макс}} \approx \sqrt{s}/2$ — максимально возможное (при данной энергии) значение $p_\parallel$ частицы c [4]. Т. о., продольные импульсы вторичных адронов растут пропорц. энергии столкновения ($\sim\sqrt{s}$). В партонной модели это свойство является естественным, причём поведение по x определяется *структурной функцией* фрагментирующего адрона (т. е. исходного адрона с тем же направлением импульса) (см. *Кваркового счёта правила*). Первые указания на масштабную инвариантность были получены при изучении взаимодействия космических лучей, однако как закономерность она была установлена в экспериментах на Серпуховском ускорителе для отношения выходов K^-/π^- и $\bar{p}/\pi^-$ (1968). Масштабная инвариантность наблюдается также при аннигиляции e^+e^- в адроны и в глубоко неупругих процессах. Её теоретич. интерпретация даётся в рамках партонной модели [Р. Фейнман (R. Ph. Feynman), 1969] [4].

Наряду с постоянством выхода частиц в области фрагментации ($x \gtrsim 0{,}1$), было установлено, что в центр. области ($x \lesssim 0{,}1$) инклюзивные сечения образования адронов в М. п. растут с увеличением энергии. Напр., при $y \approx \eta \approx 0$ нормированное инклюзивное сечение $[(1/\sigma)(d\sigma/d\eta)_{\eta\approx 0}]$ увеличивается пропорц. $\ln\sqrt{s}$, что и обеспечивает рост полной ср. множественности ($\sim \ln^2 s$).

Корреляции в рождении адронов в М. п. изучены в широкой области энергий с помощью *корреляционных функций*

$$C(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{in}}\frac{d^2\sigma(y_1,y_2)}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2}\frac{d\sigma}{dy_1}\frac{d\sigma}{dy_2},$$

где σ_{in} — полное неупругое сечение взаимодействия первичных частиц, а y_1, y_2 — продольные быстроты вторичных инклюзивных частиц. Были обнаружены сильные положит. корреляции при разности быстрот инклюзивных частиц $L = y_1 - y_2 \leqslant 2$ (близкодействующие корреляции), особенно для частиц с разными зарядами. При относительно малых множественностях ($n \leqslant 10$) они в осн. объясняются интенсивным рождением лёгких резонансов [$m(R) \lesssim 1{,}5$ ГэВ], распадающихся на 2—3 долгоживущих адрона. При больших множественностях ($n > 10$) они связаны с распадом более тяжёлых резонансов или др. короткоживущих состояний — кластеров (файрболов) [5].

При высоких энергиях ($\sqrt{s} \gtrsim 50$ ГэВ) всё более отчётливо проявляются и корреляции между множественностями частиц, летящих вперёд и назад в с. ц. и. Они имеют дальнодействующий характер: чем больше рождается частиц, летящих вперёд, тем больше их летит и назад. Такие корреляции характеризуют процесс в целом. Механизм этих корреляций обычно связывают с увеличением (с ростом энергии) числа промежуточных партонных «лесенок» в модели *мультипериферического взаимодействия*, что и приводит к сильным корреляциям по множественности типа «вперёд — назад».

Отмеченные особенности М. п. практически одинаковы в мягких и *жёстких процессах* соударения частиц высоких энергий. Это означает, что процесс перехода партонов (кварков и глюонов) в адроны слабо зависит от способа их образования и имеет универсальный характер, к-рый, вероятно, определяется свойствами вакуума КХД.

Перечисленные закономерности М. п. сначала описывались в рамках мультипериферич. моделей [5]. После открытия партонов кинематика М. п. широко использовалась при создании феноменологич. кварк-глюонных моделей М. п., в к-рых учитывались известные характеристики кварков и глюонов [6, 7]. Нек-рые черты одночастичных инклюзивных процессов в интервале энергий $\sqrt{s} = 5—540$ ГэВ удовлетворительно описываются в модели кварк-глюонных струн [6] и в аддитивной кварковой модели [7]. Параметры в этих моделях находятся из сравнения их с экспериментом. Вычисление значений этих параметров в рамках КХД пока невозможно из-за сильного взаимодействия кварков на

больших расстояниях. Вместе с тем описание многочисл. данных по М. п. с помощью этих моделей даёт возможность найти структурные элементы будущей теории сильного взаимодействия.

Лит.: 1) Гришин В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 2) Мурзин В. С., Сарычева Л. И., Взаимодействия адронов высоких энергий, М., 1983; 3) Logunov A. A., Mestvirischvili M. A., Nguen Vam Hieu, Препринт ИФВЭ 67—49—К, Серпухов, 1967; Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Петров В. А., Инклюзивные процессы и динамика сильных взаимодействий, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, в. 3, с. 493; 4) Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; 5) Фейнберг Е. Л., Термодинамические файрболы, «УФН», 1983, т. 139, с. 3; Андреев И. В., Дремин И. М., Механизмы процессов множественного рождения, там же, 1977, т. 122, с. 37; 6) Кайдалов А. Б., Тер-Мартиросян К. А., Множественное рождение адронов при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн. Сравнение с экспериментом, «ЯФ», 1984, т. 40, с. 211; 7) Анисович В. В. и др., Аддитивная кварковая модель и процессы множественного рождения адронов, «УФН», 1984, т. 144, в. 4, с. 553.

В. Г. Гришин.

МНОЖЕСТВО — набор, совокупность, собрание к.-л. объектов, называемых его элементами, обладающих общим для всех них характеристич. свойством. Понятие М. принадлежит к числу первоначальных матем. понятий и может быть пояснено только при помощи примеров. Так, можно говорить о М. людей, живущих на нашей планете в данный момент времени, о М. точек данной геом. фигуры, о М. решений данного дифференц. ур-ния. Люди, живущие на нашей планете в данный момент времени, точки данной геом. фигуры, решение данного дифференц. ур-ния являются элементами соответствующего М. Множество A считается заданным, если указано характеристич. свойство элементов этого М., т. е. такое свойство, к-рым обладают все элементы этого М., и только они. Для обозначения того, что элемент a принадлежит М. A, пишут $a \in A$ (если a не принадлежит A, то пишут $a \overline{\in} A$). Может случиться, что характеристич. свойством, определяющим М. A, не обладает вообще ни один элемент, тогда говорят, что М. A пустое, и пишут $A = \varnothing$. Напр., М. действительных решений ур-ния $x^2 = -1$ пустое. Если каждый элемент М. A является в то же время элементом М. B, то A наз. подмножеством B и пишут $A \subset B$. Если одновременно выполнено $A \subset B$ и $B \subset A$, то говорят, что М. A и B равны и пишут $A = B$. Объединением $A \cup B$ М. A и B наз. М., состоящее из всех элементов, принадлежащих хотя бы одному из М. A и B. Пересечением $A \cap B$ М. A и B наз. М., состоящее из всех элементов, принадлежащих как A, так и B. Операции объединения и пересечения коммутативны, ассоциативны и взаимно дистрибутивны. Напр., $(A \cup B) \cap C = (A \cap C) \cup (B \cap C)$. Наряду с данными двумя М. A и B рассмотрим М. C, элементами к-рого являются всевозможные пары (a, b), где $a \in A$, $b \in B$. М. всех таких пар наз. произведением М. A и B и обозначается $A \times B$. Напр., евклидова плоскость $R^2 = R^1 \times R^1$ является произведением двух веществ. прямых R^1. Если каждому элементу $a \in A$ поставлен в соответствие нек-рый элемент $f(a) \in B$, то говорят, что задано отображение М. A в М. B (записывается $f\colon A \to B$), и называют точку $f(A)$ образом точки a при отображении f, М. $f(A)$ — образом М. A, а М. $f^{-1}(b)$ — прообразом точки $b \in B$. Если $f(A) = C \subset B$, то f наз. отображением «в», в случае, когда $f(A) = B$, f наз. сюръективным отображением или отображением «на». Отображение $f\colon A \to B$ наз. инъективным или вложением, если из $a_1, a_2 \in A$ и $a_1 \neq a_2$ следует $f(a_1) \neq f(a_2)$. Отображения, одновременно инъективные и сюръективные, наз. биекциями или взаимно однозначными соответствиями.

Часто рассматривают только такие М., к-рые содержатся в нек-ром фиксиров. М. X. Если A — подмножество X и P — свойство, характеризующее элементы из A, то пишут $A = \{x \in X : P(x)\}$, где $P(x)$ означает, что свойство P выполнено для x (двоеточие заменяет слова «такое, что»). Напр., если X — М. всех действит. чисел, а A — подмножество положит. чисел, то $A = \{x \in X : x > 0\}$. Если $A \subset X$, то М. $X \setminus A = \{x \in X : x \overline{\in} A\}$ наз. дополнением М. A. Операции объединения, пересечения и дополнения связаны т. н. законами де Моргана, напр.: $X \setminus (A \cap B) = (X \setminus A) \cup (X \setminus B)$.

Между двумя конечными М. можно установить биекцию тогда и только тогда, когда оба М. состоят из одного и того же числа элементов. Обобщая этот факт, Г. Кантор (G. Cantor, 1871—83) определил количественную эквивалентность, или равномощность бесконечных М. как возможность установить между двумя М. взаимно однозначное соответствие. Если М. A равномощно М. B, то говорят, что A и B имеют одно и то же кардинальное число. Ценность понятия мощности М. определяется существованием неравномощных бесконечных М. Напр., М. всех действит. чисел и М. всех натуральных чисел имеют разные мощности. Первое имеет мощность континуума, а второе — счётное М. Т. о., бесконечность М. допускает расчленение на разные ступени матем. бесконечности, к-рым соответствуют разл. кардинальные числа, образующие шкалу мощностей. Предположение о месте мощности континуума в этой шкале (точнее, о совпадении континуума с первой несчётной мощностью) наз. континуум-гипотезой. Отметим, что в каждом бесконечном М. A имеется соботв. подмножество, равномощное всему A (правильная часть М.), в то время как ни в одном конечном М. такой правильной части найти нельзя. Поэтому наличие правильной части, равномощной целому, можно принять за определение бесконечного М.

Использование теоретико-множеств. конструкций в физике, как правило, опосредованно и происходит в осн. через такие матем. дисциплины, как функциональный анализ, динамич. системы, теория групп, топология, алгебраич. геометрия, нестандартный анализ и др. Классич. пример — формализация *дельта-функции* Дирака $\delta(x)$, к-рую физик представляет, напр., как точечную единичную массу бесконечной плотности, а математик — как отображение М. финитных ф-ций на прямую, т. е. функционал на пространстве финитных ф-ций. Др. пример — это моделирование эл.-магн. поля или поля Янга — Миллса как *связностей* на специальных геом. объектах (*расслоениях*), заданных парой пространств E и M и отображением $f : E \to M$, если M — модель пространства-времени, а $f^{-1}(m)$ — пространство внутр. состояний точки $m \in M$. Такой подход является существ. шагом в единой теории поля. Многообещающим выглядит использование нестандартного анализа для нового построения квантовой механики и статистич. физики, где формализуются, напр., такие физ. конструкции, как бесконечные флуктуации поля в бесконечно малой области.

Лит.: Бурбаки Н., Начала математики, ч. 1— Основные структуры анализа, кн. 1 — Теория множеств, пер. с франц., М., 1965; Столл Р. Р., Множества. Логика. Аксиоматические теории, пер. с англ., М., 1968; Farruk h M. O., Application of nonstandard analysis to quantum mechanics, «J. Math. Phys.», 1975, v. 16, № 2, p. 177; Александров П. С., Введение в теорию множеств и общую топологию, М., 1977; Манин Ю. И., Доказуемое и недоказуемое, М., 1979; его же, Калибровочные поля и комплексная геометрия, М., 1984; Девис М., Прикладной нестандартный анализ, пер. с англ., М., 1980; Кантор Г., Труды по теории множеств, пер. с нем., франц., М., 1985; Nonstandard methods in stochastic analysis and mathematical physics, Orlando — [a. o.], 1986; Архангельский А. В., Канторовская теория множеств, М., 1988.

Б. А. Ефимов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ физическое — эксперим. метод научного исследования, состоящий в замене изучаемого физ. процесса, явления или объекта другим, ему подобным — моделью. Геометрически подобная оригиналу модель объекта имеет или уменьшенный, или увеличенный по сравнению с оригиналом размер, а модель процесса или явления может отличаться от реального процесса количественными физ. характеристиками, такими, как мощность, энергия процесса,

давление, плотность среды, амплитуды колебаний, силы взаимодействия и т. п. В широком смысле всякий физ. эксперимент, проводимый в лаборатории, в т. ч. и эксперимент с натурным объектом или его частью, является моделированием (см. также *Молекулярной динамики метод*).

Основные понятия и условия М. В основе М. лежат *подобия теория* и *размерностей анализ*, устанавливающие *подобия критерии*, равенство к-рых для натуры и модели обеспечивает возможность переноса эксперим. результатов, полученных путём физ. М., на натурные условия. При выполнении надлежащих условий М., т. е. при равенстве критериев подобия, значения перем. величин, характеризующих реальное явление (натуру), пропорциональны в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени значениям тех же величин для модели. Наличие такой пропорциональности позволяет производить пересчёт эксперим. результатов, получаемых для модели, на натуру путём умножения каждой из определяемых величин на постоянный для всех величин данной размерности множитель — коэф. подобия.

Поскольку физ. величины связаны определ. соотношениями, вытекающими из законов и ур-ний физики, то, выбрав нек-рые из них за основные, можно коэф. подобия для всех других, производных величин выразить через коэф. подобия величин, принятых за основные. Напр., в механике осн. величинами считают обычно длину l, время t и массу m. Тогда, поскольку скорость $v = l/t$, коэф. подобия скоростей $k_v = v_н/v_м$ (индекс «н» — у величин для натуры, «м» — для модели) можно выразить через коэф. подобия длин $k_l = l_н/l_м$ и времён $k_t = t_н/t_м$ в виде $k_v = k_l/k_t$. Аналогично, на основании 2-го закона Ньютона сила F связана с ускорением w соотношением $F = mw$, поэтому $k_F = k_m \cdot k_w$ (где в свою очередь $k_w = k_v/k_t$). Из наличия таких связей вытекает, что для данного физ. явления нек-рые безразмерные комбинации величин, характеризующих это явление, должны иметь для модели и натуры одно и то же значение. Эти безразмерные комбинации физ. величин наз. критериями подобия. Равенство критериев подобия для модели и натуры является необходимым условием М. Однако добиться этого равенства можно не всегда, т. к. не всегда одновременно удовлетворяются все критерии подобия. При соблюдении необходимых условий М. удаётся результаты небольшого числа опытов, представленные в виде зависимостей между соответствующими критериями подобия, распространить на целый класс подобных физ. процессов или явлений, охватывающих широкий диапазон размерных физ. параметров. Построение таких критериальных зависимостей часто и является основной целью М.

В осн. к М. прибегают при исследовании разл. механических (включая гидроаэромеханику и механику деформируемого твёрдого тела), тепловых и электродинамич. явлений. При этом число и вид критериев подобия для каждого моделируемого явления зависит от его природы и особенностей. Так, для задач динамики точки (или системы материальных точек), где все ур-ния вытекают из 2-го закона Ньютона, критерием подобия является число Ньютона $Ne = Ft^2/ml$ и условие М. состоит в том, что

$$Ne_н = Ne_м, \text{ т.е. } \frac{F_н t_н^2}{m_н l_н} = \frac{F_м t_м^2}{m_м l_м}. \qquad (1)$$

Для колебаний груза под действием силы упругости $F = cl$ и равенство (1) приводит к условию $t_н^2 c_н/m_н = t_м^2 c_м/m_м$, что, напр., позволяет по периоду колебаний модели определить период колебаний натуры; при этом явление не зависит от линейного масштаба (от амплитуды колебания). Для движения в поле тяготения, где $F = \varkappa m/l^2$, условием подобия является $\varkappa_н t_н^2/l_н^3 = \varkappa_м t_м^2/l_м^3$ (явление не зависит от масс). При движении в одном и том же поле тяготения, напр. Солнца, $\varkappa_н = \varkappa_м$ и полученное соотношение даёт 3-й закон Кеплера для периода обращения. Отсюда, считая одну из планет «моделью», можно, напр., найти период обращения любой др. планеты, зная её расстояние от Солнца.

Применение методов М. требует определ. уровня развития соответствующего раздела физики — установления критериев подобия и основных количеств. закономерностей, характеризующих рассматриваемое явление. Это позволяет сформулировать дополнит. условия однозначности измерений, необходимые для реализации М. Кроме того, необходимым условием М. является возможность получения достоверной информации о процессах, происходящих на модели, т. е. соответствующее развитие материальной базы М.— создание эксперим. установок, методики и техники эксперимента, способов измерения и обработки эксперим. данных (см., напр., *Аэродинамический эксперимент*). Напр., при М. трения твёрдых тел необходимо учитывать как механич. сторону процесса (шероховатость, геометрию единичных выступов, их взаимное расположение), так и его молекулярную сторону (физ.-хим. процессы, структурные и фазовые изменения, влияние нагрева на свойства материалов). В этом случае для построения соответствующих критериев используют более 20 параметров.

М. гидроаэромеханических явлений. Для непрерывной среды при изучении её движения число критериев подобия также велико, что часто значительно усложняет проблему М. В гидроаэромеханике осн. критериями подобия являются: *Рейнольдса число Re*, *Маха число M*, *Фруда число Fr*, *Эйлера число Eu*, а для нестационарных (зависящих от времени) течений ещё и *Струхаля число Sh*.

Создаваемые для гидроаэродинамич. М. эксперим. установки и сами модели должны обеспечивать равенство соответствующих критериев подобия у модели и натуры. Обычно это удаётся сделать в случаях, когда для течения в силу его особенностей сохраняется лишь один критерий подобия. Так, при М. стационарного течения несжимаемой вязкой жидкости (газа) определяющим будет параметр Re и необходимо выполнить одно условие:

$$Re_м = Re_н, \text{ т.е. } \frac{\rho_м v_м l_м}{\mu_м} = \frac{\rho_н v_н l_н}{\mu_н}, \qquad (2)$$

где ρ — плотность, μ — динамич. коэф. вязкости среды. При уменьшенной модели ($l_м < l_н$) это можно сделать, или увеличивая скорость ($v_м > v_н$), или используя для моделирования другую жидкость, у к-рой, напр., $\rho_м > \rho_н$, а $\mu_м \leqslant \mu_н$. При аэродинамич. исследованиях увеличивать $v_м$ в этом случае нельзя (нарушится условие несжимаемости), но можно увеличить $\rho_м$, используя *аэродинамические трубы* закрытого типа, в к-рых циркулирует сжатый воздух.

Когда при М. необходимо обеспечить равенство неск. критериев, возникают значит. трудности, часто непреодолимые, если только не делать модель тождественной натуре, что фактически означает переход от М. к натурным испытаниям. Поэтому на практике нередко прибегают к приближённому М., при к-ром часть процессов, играющих второстепенную роль, или совсем не моделируются, или моделируются приближённо. Такое М. не позволяет найти прямым пересчётом значения тех характеристик, к-рые не отвечают условиям подобия, и их определение требует соответствующих дополнит. исследований. Напр., при М. установившихся течений вязких сжимаемых газов необходимо обеспечить равенство критериев Re и M и безразмерного числа $\gamma = c_p/c_V$ (где c_p и c_V — уд. теплоёмкости газа при пост. давлении и пост. объёме соответственно), что в общем случае сделать невозможно. Поэтому как правило, обеспечивают для модели и натуры лишь равенство числа M, а влияние на определяемые параметры различий

в числах *Re* и γ исследуют отдельно или теоретически, или с помощью др. экспериментов, меняя в них в достаточно широких пределах значения *Re* и γ.

М. механических свойств конструкций и сооружений. Для твёрдых деформируемых тел особенности М. зависят от свойств этих тел и характера рассматриваемых задач. Так, при моделировании равновесия однородных упругих систем (конструкций), механич. свойства к-рых определяются модулем упругости E (модулем Юнга) и безразмерным коэффициентом Пуассона ν, должны выполняться 3 условия подобия:

$$\nu_н = \nu_м, \quad \frac{\rho_н g_н l_н}{E_н} = \frac{\rho_м g_м l_м}{E_м}, \quad \frac{F_н}{E_н l_н^2} = \frac{F_м}{E_м l_м^2}, \qquad (3)$$

где g — ускорение силы тяжести. В естеств. условиях $g_м = g_н = g$ и получить полное подобие при $l_м \neq l_н$ можно, лишь подобрав для модели спец. материал, у к-рого $\rho_м$, $F_м$ и $\nu_м$ будут удовлетворять первым двум из условий (3), что практически обычно неосуществимо.

В большинстве случаев модель изготовляется из того же материала, что и натура. Тогда $\rho_м = \rho_н$, $E_м = E_н$ и второе условие даёт $g_м l_м = g_н l_н$. Когда весовые нагрузки существенны, для выполнения этого условия прибегают к т. н. центробежному моделированию, т. е. помещают модель в центробежную машину, где искусственно создаётся приближённо однородное силовое поле, позволяющее получить $g_м > g_н$ и сделать $l_м < l_н$. Если же основными являются др. нагрузки, а весом конструкции и, следовательно, учётом её уд. веса $\gamma = \rho g$ можно пренебречь, то приближённое М. осуществляют при $g_м = g_н = g$, удовлетворяя лишь последнему из соотношений (3), к-рое даёт $F_м/l_м^2 = F_н/l_н^2$; следовательно, нагрузки на модель должны быть пропорц. квадрату её линейных размеров. Тогда модель будет подобна натуре, и если, напр., модель разрушается при нагрузке $F_{кр}$, то натура разрушается при нагрузке $F_{кр} l_н^2/l_м^2$. Если же в этом случае весовые нагрузки не учитывать, поскольку эти нагрузки имеют значения γl^3, а последнее из условий (3) требует пропорциональности нагрузок l^2, то при $l_м < l_н$ весовая нагрузка на модель будет меньше требуемой этим условием, т. е. М. не будет полным и модель, как недогруженная, будет прочнее натуры. Это обстоятельство тоже можно учесть или теоретич. расчётом, или дополнит. экспериментами.

Одним из видов М., применяемым к твёрдым деформируемым телам, является *поляризационно-оптический метод* исследования напряжений, основанный на свойстве ряда изотропных прозрачных материалов становиться под действием нагрузок (т. е. при деформации) анизотропными, что позволяет исследовать распределение напряжений в разл. деталях с помощью их моделей из прозрачных материалов.

При М. явлений в др. непрерывных средах соответственно изменяется вид и число критериев подобия. Так, для пластичных и вязкопластичных сред в число этих критериев наряду с параметрами Фруда, Струхаля и модифициров. параметром Рейнольдса входят параметры Лагранжа, Стокса, Сен-Венана и т. д.

М. тепловых процессов. При изучении процессов теплообмена широко используют М. Для случая переноса теплоты конвекцией определяющими критериями подобия являются *Нуссельта число* $Nu = \alpha l/\lambda$, *Прандтля число* $Pr = \nu/a$, *Грасгофа число* $Gr = \beta g l^3 \Delta T/\nu^2$, а также число Рейнольдса *Re*, где α — коэф. теплоотдачи, a — коэф. температуропроводности, λ — коэф. теплопроводности среды (жидкости, газа), ν — кинематич. коэф. вязкости, β — коэф. объёмного расширения, ΔT — разность темп-р поверхности тела и среды. Обычно целью М. является определение коэф. теплоотдачи, входящего в критерий *Nu*, для чего опытами на моделях устанавливают зависимость *Nu* от др. критериев. При этом в случае вынужденной конвекции (напр., теплообмен при движении жидкости в трубе) становится несущественным критерий *Gr*, а в случае свободной конвекции (теплообмен между телом и покоящейся средой) — критерий *Re*. Однако к значит. упрощениям процесса М. это не приводит, особенно из-за критерия *Pr*, являющегося физ. константой среды, что при выполнении условия $Pr_м = Pr_н$ практически исключает возможность использования на модели среды, отличной от натурной. Дополнит. трудности вносит и то, что физ. характеристики среды зависят от её темп-ры. Поэтому в большинстве практически важных случаев выполнить все условия подобия не удаётся, приходится прибегать к приближённому М. При этом от условия равенства критериев, мало влияющих на процесс, отказываются, а др. условия (напр., подобие физ. свойств сред, участвующих в теплообмене) выполняются лишь в среднем. На практике используют часто т. н. метод локального теплового М., идея к-рого заключается в том, что условия подобия процессов для модели и натуры выполняются только в той области модели, где исследуется процесс теплообмена. Напр., при исследовании теплоотдачи в системе однотипных тел (шаров, труб) в теплообмене на модели может участвовать лишь одно тело, на к-ром выполняют измерения, а остальные служат для обеспечения геом. подобия модели и натуры.

В случаях переноса теплоты теплопроводностью (кондукцией) критериями подобия являются *Фурье число* $Fo = at_0/l^2$ и *Био число* $Bi = \alpha l/\lambda$, где t_0 — характерный промежуток времени (напр., период). Для апериодич. процессов (нагревание, охлаждение) t_0 обычно отсутствует и параметр *Fo* выпадает, а отношение at/l^2 определяет безразмерное время. При М. таких процессов теплообмена удаётся в широких пределах изменять не только размеры модели, но и темп протекания процесса.

При М. радиац. переноса теплоты от разл. высокотемпературных источников (напр., излучения Солнца и планет, струй ракетных двигателей, плазмы) необходимо воспроизводить не только лучистый тепловой поток, но и спектральный состав излучения (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*, *Планка закон излучения*), что существенно затрудняет создание искусств. излучателей для М.

Электродинамическое М. Электродинамич. М. применяется для исследования эл.-магн. и электромеханич. процессов в электрич. системах. Электродинамич. модель представляет собой копию (в определ. масштабе) натурной электрич. системы с сохранением физ. природы основных её элементов. Такими элементами модели являются синхронные генераторы, трансформаторы, линии передач, первичные двигатели (турбины) и нагрузка (потребители электрич. энергии), но число их обычно значительно меньше, чем у натурной системы. Поэтому и здесь М. является приближённым, причём на модели по возможности полно представляется лишь исследуемая часть системы.

Специальные виды М. Особый вид М. основан на использовании спец. устройств, сочетающих физ. модели с натурными приборами. К ним относятся испытательные стенды, для испытания машин, наладки приборов и т. п., тренажёры для тренировки персонала, обучаемого управлению сложными системами или объектами, имитаторы, используемые для исследования разл. процессов в условиях, отличных от обычных земных, напр. при глубоком вакууме или очень высоких давлениях (в барокамерах), при перегрузках. В таких устройствах одновременно воспроизводится комплекс натурных физ. процессов и явлений (напр., процессы теплообмена, воздействия факторов космич. пространства, механич. воздействия узлов и агрегатов — вибрации), что позволяет «моделировать» натурные условия функционирования сложных техн. систем (функциональное М.).

К функциональному М. близки и установки демонстрац. М., не использующие реальные физ. модели, а представляющие собой модели, лишь наглядно показывающие функционирование техн. устройств или природные физ. явления. Типичной установкой демонстрац. М. является планетарий, демонстрирующий модель Солнечной системы, звёздного неба и др. явления.

Кроме прямого физ. М. при исследовании разл. физ. процессов используются разл. аналогии, позволяющие на основе однотипности матем. ур-ний, описывающих разные физ. процессы, заменять изучение исследуемого процесса изучением др. процесса, к-рый проще осуществить в лаб. условиях. Напр., при М. процессов теплообмена используется электротепловая аналогия, в к-рой исследуемое поле темп-р заменяется полем электрич. потенциала в контуре, включающем омич. сопротивление R и ёмкость C, а аналогом коэф. температуропроводности является величина $1/RC$.

Существуют также аналогия задач о кручении упругого стержня и о вихревом течении идеальной жидкости, электрогидродинамич. аналогия между задачами гидродинамики и электротехники и др., но эти аналогии сравнительно редко применяются при М.

Приложения М. Моделирование находит многочисл. приложения как при научных исследованиях, так и при решении большого числа практич. задач в разл. областях техники. Им широко пользуются в строит. деле (определение усталостных напряжений, эксплуатац. разрушений, частот и форм свободных колебаний, виброзащита и сейсмостойкость разл. конструкций и др.), в гидравлике и гидротехнике (определение конструктивных и эксплуатац. характеристик разл. гидротехн. сооружений, условий фильтрации в грунтах, М. течений рек, волн, приливов и отливов и др.), в авиации, ракетной и космич. технике (определение характеристик летат. аппаратов и их двигателей, силового и теплового воздействия среды и др.), в судостроении (определение гидродинамич. характеристик корпуса, рулей и судовых двигателей, ходовых качеств, условий спуска и др.), в приборостроении, в разл. областях машиностроения, включая энергомашиностроение и наземный транспорт, в нефте- и газодобыче, в теплотехнике при конструировании и эксплуатации разл. тепловых аппаратов, в электротехнике при исследованиях всевозможных электрич. систем и т. п.

Лит.: Кирпичев М. В., Михеев М. А., Моделирование тепловых устройств, М.— Л., 1936; Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 10 изд., М., 1987; Эйгенсон Л. С., Моделирование, М., 1952; Шнейдер П. Дж., Инженерные проблемы теплопроводности, пер. с англ., М., 1960; Гухман А. А., Введение в теорию подобия, М., 1963; Веников В. А., Теория подобия и моделирование применительно к задачам электроэнергетики, М., 1966.

С. Л. Вишневецкий, С. М. Тарг.

МОДЕЛИ́РОВАНИЕ ЗВЁЗД — методы нахождения распределений физ. характеристик звёздного вещества (давления, плотности, темп-ры, массы, хим. состава) от центра до поверхности звезды и изменений этих характеристик со временем. Построение моделей даёт возможность установить связь между осн. параметрами звёзд (массой, хим. составом, возрастом) и главными наблюдаемыми характеристиками — *светимостью* (интегральным потоком излучения), *эффективной температурой* и ускорением силы тяжести на поверхности. Прослеживая изменения моделируемых параметров звёзд со временем, удаётся описать переменность звёзд и их эволюцию. М. з. основывается на законах гидродинамики, теории переноса излучения, ядерной физике, статистической физике и др. Одним из основных методов исследования является численное моделирование.

Звёзды представляют собой самогравитирующие плазменные тела, состояние к-рых и устойчивость определяются законами гидродинамики сплошных сред. Поскольку звёзды излучают и могут обмениваться веществом с внеш. средой, они не являются термодинамически изолированными системами.

Основы М. з. были заложены в работах Дж. Лейна (J. H. Lane, 1869—70), А. Риттера (A. Ritter, 1878—83) и Р. Эмдена (R. Emden, 1907), развивших теорию адиабатич. политропных моделей звёзд — гидростатически равновесных газовых конфигураций, в к-рых давление p и плотность ρ связаны соотношением $p = K\rho^{[(n+1)/n]}$, где коэф. K и n (показатель политропы) не зависят от пространств. координаты. При условии задания n можно определить ход физ. характеристик звезды от центра до поверхности, исходя лишь из условия гидростатич. равновесия, без знания конкретного источника энерговыделения, *уравнения состояния* и *непрозрачности* звёздного вещества.

К сер. 20-х гг. 20 в., в значит. степени трудами А. Эддингтона (A. S. Eddington), были сформулированы осн. физ. принципы, на к-рые опирается совр. теория строения звёзд, и высказано предположение, что осн. источником энерговыделения в звёздах являются *термоядерные реакции*, приводящие к превращению элементов. В кон. 30-х гг. К. Вайцзеккер (C. F. Weizsäcker) и Х. Бете (H. A. Bethe) показали, что в недрах звёзд должны осуществляться реакции превращения водорода в гелий в протон-протонной цепочке (см. *Водородный цикл*) и в *углеродно-азотном цикле*, а затем Х. Бете, Г. А. Гамов (G. Gamow) и Э. Теллер (E. Teller) вычислили скорости соответствующих реакций. В то же время, в осн. благодаря Р. Фаулеру (R. H. Fowler) и С. Чандрасекару (S. Chandrasekhar), были построены модели *белых карликов*, состоящих из вырожденного вещества. С 40-х гг., когда ядерный источник энерговыделения был введён в расчёты, по существу начался совр. период М. з.

В наиб. общем случае для описания строения и эволюции звёзд необходимо решать нелинейную краевую задачу с нач. условиями для системы ур-ний в частных производных, в к-рой независимыми переменными являются пространств. координаты и время. Ур-ния звёздной гидродинамики (без учёта магн. поля) включают:

а) ур-ние неразрывности, постулирующее сохранение массы звёздного вещества:

$$\partial\rho/\partial t + \nabla(\boldsymbol{v}\rho) = 0;$$

б) закон сохранения импульса, описывающий изменение импульса каждого элемента вещества:

$$\rho(d\boldsymbol{v}/dt) + \nabla p + \rho\nabla\Phi = 0;$$

в) ур-ние Пуассона для гравитац. потенциала Φ:

$$\Delta\Phi - 4\pi G\rho = 0;$$

г) закон сохранения энергии, к-рый описывает тепловое равновесие звезды с учётом энерговыделения:

$$\rho(du/dt) + p(\nabla\boldsymbol{v}) + \nabla\boldsymbol{F} - \rho\varepsilon = 0;$$

д) ур-ние, выражающее связь потока энергии с градиентом темп-ры (закон Фика):

$$\boldsymbol{F} + k\nabla T = 0.$$

В зонах адиабатич. *конвекции* оба последних ур-ния заменяются условием изэнтропичности ($dS/dr = 0$). При пост. показателе адиабаты этот случай описывается теорией Лейна — Риттера — Эмдена.

В приведённых ур-ниях: ρ — плотность, $\boldsymbol{v}$ — скорость, u — уд. внутр. энергия, $\boldsymbol{F}$ — поток энергии, T — темп-ра, ε — скорость энерговыделения, k — коэф. теплопроводности, S — энтропия, t — время. Записанная система ур-ний дополняется ур-нием состояния вещества, описывающим зависимость давления от плотности, темп-ры и хим. состава звезды, а также выражениями для скорости генерации ядерной энергии и коэф. теплопроводности, к-рый выражается через непрозрачность недр звёзд (поглощение излучения веществом). При исследовании эволюции звёзд добавляются ур-ния для вычисления изменений со временем

хим. состава звёзд (с учётом ядерных реакций и возможного перемешивания звёздного вещества). В случае предельно быстрого перемешивания вещества (по сравнению с характерным временем эволюции) изменения химического состава локально описываются ур-ниями типа:

$$\left.\begin{aligned} dX_\kappa/dt &= P_\kappa - Q_\kappa \text{ — в зонах с } \textit{лучистым равновесием},\\ \frac{dX_\kappa}{dt} &= \frac{1}{\Delta\mathfrak{M}_c}\int_0^{\Delta\mathfrak{M}} (P_\kappa - Q_\kappa)\,d\mathfrak{M}_r \text{ — в конвективных зонах,} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

где X_κ — обилие κ-го элемента, P_κ и Q_κ — скорости его рождения и разрушения в ядерных реакциях, $\Delta\mathfrak{M}_c$ — масса конвективной зоны (см. *Звёзды*).

Строение подавляющего большинства звёзд вполне удовлетворительно воспроизводят стационарные сферически симметричные модели. В этом случае после введения, напр., лагранжевой координаты $\mathfrak{M}_r$, равной массе, заключённой в сфере радиуса r: $\mathfrak{M}_r = \int_0^r 4\pi x^2\rho\,dx$, строение звезды (в предельном случае очень медленного изменения её параметров) описывается системой обыкновенных дифференц. ур-ний:

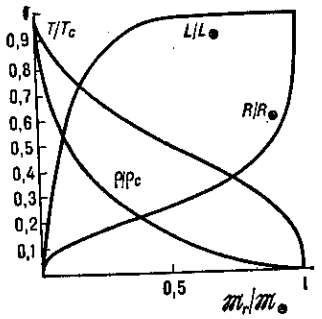
$$\left.\begin{aligned} \frac{dp}{d\mathfrak{M}_r} &= -\frac{G}{4\pi}\cdot\frac{\mathfrak{M}_r}{r^4} \text{ — ур-ние гидростатич. равновесия,}\\ \frac{dr}{d\mathfrak{M}_r} &= \frac{1}{4\pi\rho r^2} \text{ — ур-ние сохранения массы,}\\ \frac{dT}{d\mathfrak{M}_r} &= -\frac{3\varkappa}{64acT^3}\cdot\frac{L_r}{\pi^2r^4} \text{ — в слоях с лучистым переносом энергии}\\ \text{или}\\ \frac{dT}{d\mathfrak{M}_r} &= \frac{\Gamma-1}{\Gamma}\cdot\frac{T}{p}\frac{dp}{d\mathfrak{M}_r} \text{ — в слоях с конвективным переносом энергии,}\\ dL_r/d\mathfrak{M}_r &= \varepsilon \text{ — ур-ние теплового баланса.} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Здесь: r — радиус, $\varkappa$ — непрозрачность, a — постоянная плотности излучения, L_r — светимость, Γ — показатель адиабаты.

Диапазон изменений темп-р и плотностей в недрах звёзд велик и составляет по темп-ре 6—7 порядков величины, а по плотности до 18—20 порядков. Поэтому во мн. случаях эти переменные заменяют их логарифмич. ф-циями.

Записанная выше система ур-ний решается конечно-разностными методами. Звезда разбивается на определ. число счётных интервалов, на каждом из к-рых дифференц. ур-ния заменяются разностными, и затем решается система нелинейных алгебраич. ур-ний. Число интервалов зависит от эволюц. стадии, на к-рой находится звезда, необходимой точности расчётов и ресурсов машинного времени. Напр., для звёзд гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Ресселла диаграмма*), имеющих сравнительно простую структуру, обычно достаточно 30—40 интервалов; для красных сверхгигантов с двойным слоевым источником энерговыделения обычно рассматривают неск. сотен интервалов. В наиб. распространённом численном методе Л. Хеньи (L. Henyey) система разностных нелинейных алгебраич. ур-ний для фиксиров. момента времени t^n решается итерационным методом Ньютона — Рефсона до достижения заданной точности. Затем определяются изменения хим. состава на временно́м интервале $\Delta t = t^n - t^{n-1}$ в качестве нач. приближения для нового цикла итераций. Зависимые переменные экстраполируются к моменту t^{n+1}, и снова решается система ур-ний по $\mathfrak{M}_r$. Таким образом вычисляются эволюц. последовательности моделей звёзд, к-рые в принципе позволяют проследить развитие звёзд от образования до разрушения или превращения в холодные объекты. Обычно предполагается, что при данной массе и хим. составе система (2) имеет единств. решение, но это, вообще говоря, строго не доказано.

Ур-ния, описывающие строение звёзд, имеют особенности: $\rho \approx 0$, $T = 0$ при $\mathfrak{M}_r = \mathfrak{M}$ и $r = L_r = 0$ при $\mathfrak{M}_r = 0$, где $\mathfrak{M}$ — полная масса звезды. Поэтому граничные условия для системы (2) в центре могут быть найдены аналитич. интегрированием (2) в малой окрестности центра при пост. пробных T и ρ. Граничные условия при $\mathfrak{M}_r = \mathfrak{M}$ находят, определяя поверхность звезды как уровень, на к-ром темп-ра равна эфф. темп-ре $T_э$ звезды, и исходя из того, что слои, расположенные над поверхностью, должны иметь конечную *оптическую толщину* τ_R (напр., из теории переноса излучения следует, что в случае плоской атмосферы $\tau_R \approx {}^2/_3$).



Распределение светимости L, радиуса R, плотности ρ и температуры T в зависимости от лагранжевой координаты $\mathfrak{M}_r$ в модели Солнца (по А. В. Фёдоровой, 1987). Величины нормированы соответственно на полную светимость $L_\odot = 3{,}86\cdot10^{33}$ эрг/с, радиус $R_\odot = 6{,}96\cdot10^{10}$ см, плотность в центре Солнца $\rho_c = 114{,}6$ г/см^3, температуру в центре $T_c = 15{,}2\cdot10^6$ К.

Форма аппроксимации ур-ния состояния звёздного вещества, к-рое используется при М. з., зависит от полной массы звезды, стадии её эволюции и положения рассматриваемой точки относительно центра звезды. В недрах звёзд с массой $1 \lesssim \mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot \lesssim 10$ на стадии термоядерного горения водорода, на к-рой они проводят $\approx 90\%$ времени своей жизни, ионная компонента плазмы представляет собой идеальный газ и для него выполняется *Бойля — Мариотта закон*. Для более массивных звёзд необходимо учитывать давление и уд. энергию излучения. Отклонения газа от идеальности, связанные в первую очередь с кулоновским взаимодействием, существенно влияют на ур-ние состояния при $\mathfrak{M} < 1\mathfrak{M}_\odot$. На стадиях эволюции, следующих за термоядерным «выгоранием» водорода, т. е. при высоких T и ρ, кроме отклонений от идеальности необходимо учитывать вырождение электронного газа, давление к-рого намного превосходит давление газа ионов. Во внешних, относительно холодных слоях звёзд ($T \sim 10^3$—10^4 К) возможны неполная ионизация вещества, образование молекул и пыли. На наиб. поздних стадиях эволюции, когда вещество сильно уплотнено, возникает необходимость учитывать эффекты общей теории относительности.

Непрозрачность звёздного вещества $\varkappa$ устанавливает соотношение между полным потоком переносимой излучением энергии и градиентом темп-ры слоёв, через к-рые излучение проходит. Величина $\varkappa$ является ф-цией темп-ры, плотности, хим. состава вещества. Осн. слагаемые непрозрачности звёздного вещества — фотоэффект, тормозные процессы, комптоновское рассеяние, поглощение в линиях, поглощение излучения молекулами и пылью. Для переноса энергии в вырожденном электронном газе существ. роль играет теплопроводность электронов. Вычисление $\varkappa$ представляет собой самостоят. сложную задачу квантовой механики, и существующие в литературе данные о непрозрачности постоянно уточняются. Поскольку простыми аналитич. ф-лами описать изменения $\varkappa$ во всём интервале темп-р и плотностей звёздных недр, как правило, невозможно, то при совр. М. з. на ЭВМ в наиб. точных расчётах значения $\varkappa$, так же как и значения термодинамич. характеристик вещества, задаются в табличном виде.

Потери энергии звёзд на излучение компенсируются ядерным энерговыделением. *Эволюция звёзд* может быть охарактеризована как смена источников энерговыделения. Звёзды могут проходить стадии термоядерного горения водорода, гелия, углерода, кислорода, неона и т. д. до образования ядер из смеси изотопов Fe и Ni. Если конкретная задача М. з. требует знания детального хим. состава, то на каждом интервале времени решаются системы ур-ний типа (1), учитывающие десятки изотопов и ядерных реакций. При расчёте эволюции звёзд в энерговыделении необходимо учесть изменение внутр. энергии со временем и работу сил давления (т. н. гравитационное энерговыделение ε_g):

$$\varepsilon_g = -p\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\right) - \frac{\partial u}{\partial t}.$$

На поздних стадиях эволюции, при $T \gtrsim 10^8$К, важную роль начинают играть потери энергии, связанные с генерацией *нейтрино* в фотонейтринном процессе, при *аннигиляции* пар e^-e^+, распаде *плазмонов*.

Среди др. процессов, к-рые рассматриваются при М. з.,— конвективный перенос энергии (адиабатический и неадиабатический), изменение массы звёзд из-за *звёздного ветра* и (или) при обмене веществом в тесных двойных системах.

Путём М. з. удаётся воспроизвести осн. параметры б. ч. наблюдаемых звёзд, оценить численность звёзд с разл. характеристиками, сконструировать эволюц. сценарии, связывающие между собой наблюдаемые объекты разных классов. Наиб. важным и принципиальным результатом, достигнутым на основании М. з., следует считать объяснение особенностей диаграммы Герцшпрунга — Ресселла для звёздных скоплений. Совр. результаты моделирования самой изученной звезды — Солнца приведены на рисунке.

Хотя для объяснения характеристик большинства звёзд вполне достаточно стационарных сферически-симметричных моделей, есть ряд проблем, для решения к-рых этого приближения недостаточно; напр., эволюция протозвёзд, взрывные процессы на звёздах, вращение и пульсация звёзд. В этих случаях решаются системы гидродинамич. ур-ний в одномерном или двух- и трёхмерном приближениях с учётом переноса энергии. Следует, однако, отметить, что неодномерные расчёты постационарных процессов находятся (1988) на грани возможностей ЭВМ.

Лит.: Внутреннее строение звезд, под ред. Л. Аллера, Д. Б. Мак-Лафлина, пер. с англ., М., 1970; Зельдович Я. Б., Блинников С. И., Шакура Н. И., Физические основы строения и эволюции звезд, М., 1981; Тассуль Ж.-Л., Теория вращающихся звезд, пер. с англ., М., 1982; Кокс Д. П., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983; Бисноватый-Коган Г. С., Физические вопросы теории эволюции, М., 1989.

Л. Р. Юнгельсон.

МОДУЛИ УПРУГОСТИ — величины, характеризующие упругие свойства материала. В случае малых деформаций упругого тела связь между компонентами напряжения σ_{11}, σ_{22}, ..., σ_{31} и компонентами относит. деформации ε_{11}, ε_{22}, ..., ε_{31} в нек-рой точке тела представляется шестью линейными соотношениями (см. *Гука закон*):

$$\sigma_{11} = g_{11}\varepsilon_{11} + g_{12}\varepsilon_{22} + g_{13}\varepsilon_{33} + g_{14}\varepsilon_{12} + g_{15}\varepsilon_{23} + g_{16}\varepsilon_{31},$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (*)$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$\sigma_{31} = g_{61}\varepsilon_{11} + g_{62}\varepsilon_{22} + g_{63}\varepsilon_{33} + g_{64}\varepsilon_{12} + g_{65}\varepsilon_{23} + g_{66}\varepsilon_{31}.$$

Коэф. g_{11}, g_{12}, ..., g_{66} наз. М. у. и имеют размерность напряжения, т. е. единицы силы, отнесённой к единице площади, поскольку ε_{ij} — безразмерные величины.

Физ. смысл М. у. выявляется при рассмотрении осн. элементарных типов напряжённого состояния упругого тела: одностороннего нормального напряжения, чистого сдвига и всестороннего нормального напряжения. Для каждого из этих напряжённых состояний зависимость между напряжением и соответствующей ему деформацией определяется простейшей ф-лой: напряжение равно произведению соответствующей деформации на М. у. Одностороннему нормальному напряжению σ, возникающему при простом растяжении (сжатии), соответствует в направлении растяжения **модуль продольной упругости** E (модуль Юнга). Он равен отношению нормального напряжения к относит. удлинению, вызванному этим напряжением в направлении его действия: $E = \sigma/\varepsilon$ и характеризует способность материалов сопротивляться деформации растяжения.

Напряжённому состоянию чистого сдвига, при к-ром по двум взаимно ортогональным площадкам действуют только касат. напряжения τ, соответствует **модуль сдвига** G. По величине он равен отношению касат. напряжения τ к величине угла сдвига γ, определяющего искажение прямого угла между плоскостями, по к-рым действуют касат. напряжения: $G = \tau/\gamma$ и представляет способность материала сопротивляться изменению формы при сохранении его объёма.

Всестороннему равному нормальному напряжению σ, возникающему при гидростатич. давлении, соответствует **модуль объёмного сжатия** K (объёмный М. у.). Он равен отношению величины нормального напряжения к величине относит. объёмного сжатия, вызванного этим напряжением: $K = \sigma/\theta$ (где $\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$ — относит. изменение объёма) и характеризует способность материала сопротивляться изменению его объёма, не сопровождающемуся изменением формы.

К пост. величинам, характеризующим упругие свойства материала, относится коэф. Пуассона ν. Величина его равна отношению абс. значения относит. поперечного сжатия сечения ε' (при одностороннем растяжении) к относит. продольному удлинению ε, то есть $\nu = |\varepsilon'|/\varepsilon$. Величины М. у. и коэф. Пуассона для нек-рых материалов приведены в табл. 1. Для однородного изотропного тела, напр. мелкозернистого металлич. поликристалла с беспорядочной ориентировкой зёрен (т. е. не имеющего текстуры), М. у. и коэф. Пуассона одинаковы по всем направлениям. Величины E, G, K и ν связаны соотношениями:

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad K = \frac{E}{3(1-2\nu)}.$$

Следовательно, только две из них являются независимыми величинами и упругие свойства в случае изотропного тела определяются двумя упругими постоянными.

Таблица 1.

Наименование материала	$E\cdot10^{-3}$, МН/м²	$G\cdot10^{-3}$, МН/м²	$K\cdot10^{-3}$, МН/м²	ν
Алюминий	71,9	27,2	74,6	0,24
Магний	45,2	17,7	33,9	0,28
Медь	125	46,4	142	0,34
Латунь (70% Cu, 30% Zn)	100,6	37,3	111,8	0,35
Железо (отожжённое)	211,4	81,6	169,8	0,29
Сталь низкоуглеродистая	211,9	82,2	169,2	0,29
Сталь отожжённая (0,75%)	210,0	81,1	168,7	0,29
Сталь закалённая	201,4	77,8	165,0	0,29
Молибден	324,8	125,6	261,2	0,29
Цинк	104,5	41,9	69,4	0,25
Стекло	56	22	18,7	0,2
Гранит	49	—	—	—
Каучук	0,08	—	—	0,47

В случае анизотропного материала, напр. монокристаллов, E, G и ν принимают разные значения в разл. кристаллографич. направлениях и их величины могут изменяться в широких пределах. Для монокристаллов М. у. для разных направлений иногда наз. постоянными упругости. Величины М. у. для нек-рых металлич. монокристаллов приведены в табл. 2.

Табл. 2.

Металл	$E_{100}\cdot10^{-9}$, МН/м²	$E_{111}\cdot10^{-9}$, МН/м²	$G_{100}\cdot10^{-9}$, МН/м²
Al . .	64,1	77,4	29,0
Cu . .	68,4	210	76,5
Fe . .	132	277	113
Pb . .	11,0	39,6	14,75
W . .	400	400	155

Примечание: E_{100} — М. у. в направлении ребра куба элементарной кристаллич. ячейки, E_{111} — М. у. в направлении пространств. диагонали куба.

Число М. у. анизотропного материала [коэф. g_{ij} в (*)] равно 36, однако можно показать, что $g_{ij} = g_{ji}$ и число различных коэф. уменьшается до 21 у анизотропного тела, лишённого всякой симметрии в отношении упругих свойств. При наличии симметрии в материале число М. у. сокращается. Напр., упругие свойства кристаллов моноклинной системы определяют 13 М. у., ромбич. системы — 9; для изотропного же упругого тела число независимых упругих постоянных сводится к двум.

М. у. устанавливаются экспериментально при статич. или динамич. испытаниях. В первом случае образец подвергают воздействию усилий, вызывающих в нём определ. напряжённое состояние. Напр., E обычно определяют при испытаниях образцов на растяжение, G — на кручение и K — на всестороннее сжатие. Величины соответствующих М. у. устанавливают измерением приложенных усилий и возникающих при этом деформаций. При динамич. измерении М. у. пользуются зависимостью между частотой колебаний образца и величиной М. у. В случае продольных колебаний определяется E, в случае крутильных колебаний — G.

М. у. не являются строго пост. величинами для одного и того же материала, их значения меняются в зависимости от хим. состава и (в меньшей степени) от предварительной термич. и механич. обработки материала. Границы изменения М. у. обычно указываются в справочниках. В пределах упругих деформаций величины М. у. не зависят от скорости деформации. С изменением темп-ры материала значения М. у. также меняются. Зависимость М. у. от темп-ры близка к линейной. В ср. уменьшение М. у. при повышении темп-ры на 100° соответствует 2—4%.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Лившиц Б. Г., Крапошин В. С., Линецкий Я. Л., Физические свойства металлов и сплавов, 2 изд., М., 1980; Золоторевский В. С., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1983; Новик А., Берри Б., Релаксационные явления в кристаллах, пер. с англ., М., 1975.

В. М. Розенберг.

МОДУЛИРОВАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, параметры к-рых (амплитуда, фаза, частота, длительность и т. п.) изменяются во времени. Это понятие распространяется и на колебания, параметры к-рых изменяются в пространстве, тогда говорят о пространственно модулированных колебаниях; в отличие от временны́х М. к. они могут быть дву- и трёхмерными. Далее всюду речь идёт только о колебаниях, модулированных во времени. Характер исходных (несущих) колебаний и законы их модуляции разнообразны: от простейших гармонических до хаотических. Это могут быть даже не колебательные, а, напр., импульсные сигналы с переменными длительностью, скважностью или другими характерными для импульсной модуляции параметрами.

Простейшим примером М. к., имеющим принципиальное значение для описания мн. физ. процессов и техн. приложений, является квазигармонич. М. к.:

$$u(t) = a(t)\cos\varphi(t) = a(t)\cos[\omega_0 t + \psi(t)], \qquad (1)$$

где $a(t)$ — мгновенная амплитуда, $\varphi(t)$ — полная фаза колебаний, $\omega_0 = \text{const}$ — несущая частота, $\psi(t)$ — фаза колебаний. Все эти величины вводят по аналогии с обычными гармонич. колебаниями, для к-рых $a(t) = \text{const}$ и $\psi(t) = \text{const}$. В произвольном случае представление (1) неоднозначно: множеству пар $a(t)$, $\varphi(t)$ соответствует одна и та же ф-ция $u(t)$, что затрудняет строгий анализ М. к. Обычно эту неоднозначность удаётся устранить и оперировать с амплитудами и фазами как с определ. параметрами М. к. В частности, одним из эвристич. способов устранения неоднозначности является введение дополнит. сигнала $v(t)$, каждая фурье-составляющая к-рого сдвинута по фазе на $\pi/2$ относительно соответствующей фурье-составляющей осн. сигнала $u(t)$ (преобразование Гильберта), что приводит к образованию т. н. *аналитического сигнала*:

$$w(t) = u(t) + iv(t) = a(t)\exp i\varphi(t), \qquad (2)$$

амплитуда $a(t)$ и фаза $\varphi(t)$ к-рого однозначно выражаются через $u(t)$ и $v(t)$:

$$a(t) = [u^2(t) + v^2(t)]^{1/2},$$
$$\varphi(t) = \operatorname{arctg}[v(t)/u(t)].$$

Физически это соответствует мысленной замене осцилляторов ротаторами. Во мн. техн. устройствах, реализующих, напр., приём М. к., преобразование (2) используют как наиболее эфф. «средство» демодуляции.

Интерпретации М. к. как в исходной (1), так и в обобщённой (2) форме совпадают, если предположить медленность изменения ф-ций $a(t)$ и $\varphi(t)$ на протяжении периода T несущей частоты $\omega_0 = 2\pi/T$ и пренебречь усреднённым вкладом высших составляющих спектра. Как правило, именно с таким квазигармонич. М. к. приходится иметь дело в технике.

Виды М. к. Итак, в определ. условиях [медленность изменения и (или) возможность доопределения] М. к. можно разделить на амплитудно-модулированные колебания (АМК) и фазомодулированные колебания (ФМК). Последние называют иногда также колебаниями с угл. модуляцией, выделяя среди них частотно-модулированные колебания (ЧМК) и собственно ФМК. Тем не менее, поскольку

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{t} \omega(t)dt + \psi(t), \qquad (3)$$

точных критериев различения режимов, в к-рых $\omega(t) = \text{const}$, $\psi(t) \neq \text{const}$ и $\psi(t) = \text{const}$, $\omega(t) \neq \text{const}$, не существует. Поэтому при проведении такой классификации руководствуются скорее нек-рой «спектральной интуицией», а главные принципами реализации процессов модуляции и демодуляции в соответствующих техн. устройствах.

Квазигармонич. АМК обычно записывают в виде:

$$u_{\text{АМ}}(t) = a_0[1 + Ms(t)]\cos(\omega_0 t + \psi_0). \qquad (4)$$

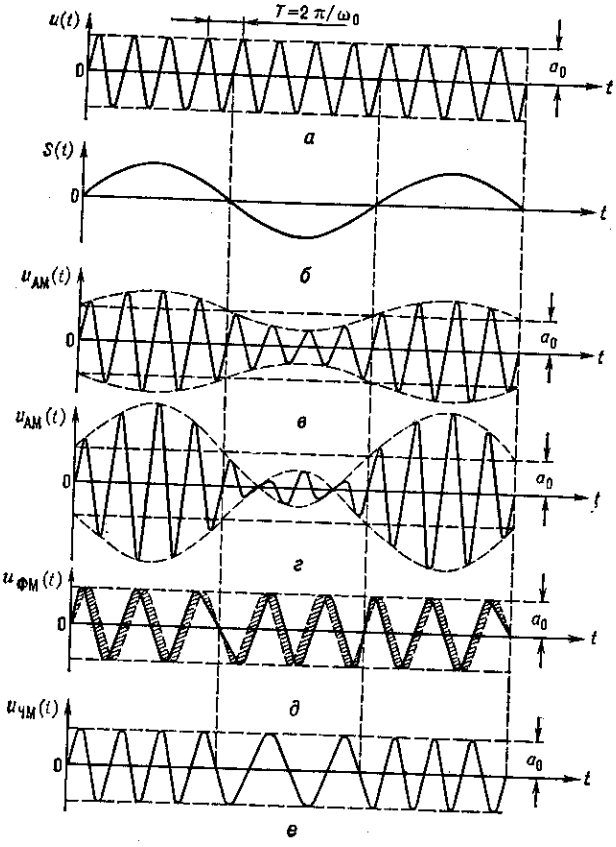
Здесь a_0 — пост. амплитуда несущего колебания (рис., *а*), $s(t)$ — нормированный [обычно $\max|s(t)| = 1$] модулирующий сигнал (рис., *б*), M — коэф. модуляции (см. *Амплитудная модуляция*). Случай $M \ll 1$ соответствует слабомодулированным АМК (рис., *в*), $M \approx 1$ — глубокомодулиров. АМК; сигналы с $M > 1$ наз. перемодулированными (рис., *г*). При использовании АМК в приёмопередающих системах (вещание, связь и т. п.) выбирают оптимальные (с точки зрения эфф. использования мощности передатчиков и нелинейных искажений формы АМК) значения M. Поскольку передаваемая информация равнозначно заключена в верхних и нижних боковых составляющих спектра АМК, то выгодно формировать и передавать информацию АМК с подавлением одной из групп боковых частот (полос). В этом случае получаются т.н. однополосные М. к., содержащие комбинацию АМК и ФМК, характерные для систем с частотным уплотнением канала передачи и высокой энергетич. эффективностью. Иногда используют частичное или полное подавление несущей компоненты с последующим её восстановлением в приёмной системе.

Квазигармонич. ФМК и ЧМК записывают в виде, аналогичном (4):

$$u_{\text{ФМ}}(t) = a_0\cos[\omega_0 t + K_{\text{ФМ}}s(t) + \psi_0], \qquad (5)$$

$$u_{\text{чм}}(t) = a_0 \cos[\omega_0 t + K_{\text{чм}} \int_{-\infty}^{t} s(\tau)d\tau + \psi_0], \qquad (6)$$

где $K_{\text{фм}}$, $K_{\text{чм}}$ — коэф., характеризующие девиацию фазы $\Delta\varphi$ и частоты $\Delta\omega$ (рис., *д*, *е*). В силу соотношения (3) ф-лы (5) и (6) взаимно связаны, что и позволяет считать ЧМК разновидностью ФМК и наоборот.



Модулированные колебания: *а* — несущее (немодулированное) колебание; *б* — гармоническое модулирующее колебание; *в* — амплитудно-модулированное колебание; *г* — перемодулированное колебание; *д* — фазо-модулированное колебание; *е* — частотно-модулированное колебание.

Спектры ФМК и ЧМК (см. *Частотная модуляция*, *Фазовая модуляция*) существенно сложнее спектра АМК даже в случае гармонич. модуляции и в значит. мере определяются значением индекса модуляции $m = \Delta\omega/\Omega$, характеризующего отношение девиации частоты к частоте Ω модулирующего сигнала. При $m \gg 1$ (а именно такие значения обычно используют в системах связи) ширина спектра ЧМК равна удвоенной девиации частоты $2\Delta\omega = 2m\Omega$, тогда как спектр АМК занимает полосу ширины 2Ω, т. е. в m раз меньшую. Причём для ЧМК девиация частоты пропорц. амплитуде модулирующего сигнала $\Delta\omega_{\text{чм}}$ и не зависит от частоты Ω, а для ФМК, в силу (3), $\Delta\omega_{\text{фм}}$ пропорциональна Ω. Большая «широкополосность» ЧМК и ФМК часто (но не всегда, исключение составляют, напр., случаи оптим. приёма) обусловливает их бо́льшую помехоустойчивость по сравнению с АМК.

Др. важными видами М. к., встречающимися в технике и природе, являются колебания, модулированные как по амплитуде, так и по фазе (частоте), а также импульсно-модулиров. колебания — последовательности импульсов с ВЧ-заполнением (см. *Импульсная модуляция*).

Применения М. к. Фактически все сигналы, используемые в технике и возникающие в естеств. условиях, можно считать М. к. В технике связи, напр., модулирующие сигналы являются информационными, т. е. содержащими передаваемую информацию, тогда как несущее колебание, частота к-рого, как правило, много больше ширины спектра информац. сигнала, обеспечивает более эфф. передачу этой информации на расстояние. При этом огибающая АМК подвергается случайным изменениям и на трассе распространения, и в приёмопередающей аппаратуре (т. е. обладает слабой помехозащищённостью, в особенности в области НЧ), поэтому применение АМК целесообразно там, где важна простота устройств связи и характер сообщения может не пострадать из-за отсутствия или искажения НЧ-компонент спектра. Так, в телевидении для передачи изображения используют однополосные АМК, а для передачи НЧ-спектра звукового сопровождения применяют более помехоустойчивые ЧМК. У ЧМК, однако, более широкий спектр по сравнению с АМК, в особенности когда индекс модуляции выбран большим для ослабления действия помех и повышения точности передачи сообщения, что снижает эффективность использования рабочего диапазона частот при ограниченном числе каналов связи.

В радиолокации и радиоастрономии М. к. используют для обнаружения целей и определения их важнейших геом. (размеры, конфигурация) и физ. (темп-ра, плотность, диэлектрич. проницаемость и т. п.) параметров. Для физ. сред характерно появление естеств. модуляции, возникающей при воздействии магн. или электрич. полей на излучающие материальные среды (см. *Зеемана эффект*, *Штарка эффект*); при рассеянии света на колебаниях кристаллич. решётки твёрдых тел (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*) и т. д. Понятие естеств. модуляции распространяют также на волны. Так, напр., волновой пучок достаточной интенсивности может изменять параметры среды и, как следствие, модулировать свою плотность (см. *Самофокусировка света*). При распространении волн в нелинейных диспергирующих средах (жидкостях, плазме) возникает явление автомодуляции волн, связанное с разл. видами неустойчивости волн по отношению к НЧ-пространственно-временны́м возмущениям. Естеств. модуляция находит практич. приложение в радио- и оптич. спектроскопии для диагностики параметров разнообразных сред; в нелинейной оптике для формирования мощных световых потоков; в акустике и др. областях прикладной физики. Способы практич. реализации М. к. связаны, как правило, с нелинейными устройствами, параметры к-рых (в радиотехнике, напр., это ёмкость, сопротивление; в акустике — плотность, и т. п.) можно изменять во времени в соответствии с законом модуляции. Техн. устройства, реализующие М. к., наз. м о д у л я т о р а м и.

Лит.: Р ы т о в С. М., Модулированные колебания и волны, «Тр. ФИАН», 1940, т. 2, в. 1; Ф р е н к с Л., Теория сигналов, пер. с англ., М., 1974; Б а с к а к о в С. И., Радиотехнические цепи и сигналы, М., 1983; В а й н ш т е й н Л. А., В а к м а н Д. Е., Разделение частот в теории колебаний и волн, М., 1983.

Ю. К. Богатырёв, М. А. Миллер.

МОДУЛИ́РОВАННЫЕ СТРУКТУ́РЫ — твердотельные структуры с естеств. или искусств. модуляцией состава. Период М. с. на 1—2 порядка превышает постоянную *кристаллической решётки*. Естеств. М. с. возникают при изоморфном распаде *твёрдых растворов* на две новые фазы, отличные по составу. При определ. отношениях упругих постоянных минимуму упругой энергии, связанной с различием постоянных решёток двух изоморфных твёрдых растворов, соответствует чередование тонких пластин, т. е. образование М. с. вместо хаотич. распределения фаз. Образование М. с. приводит к появлению специфических дифракционных эффектов — сателлитов рентгеновских линий (см. *Рентгеновский структурный анализ*) и к изменению ряда физ. свойств.

Искусств. М. с. создают путём ориентированного послойного наращивания двух полупроводниковых или металлич. материалов. Наличие дополнительного одномерного периодич. потенциала существенно меняет энергетич. спектр электронов, что проявляется в оптич., кинетич. и магн. свойствах (см. *Сверхрешётка*).

Лит.: Хачатурян А. Г., Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, М., 1974; Чуистов К. В., Старение металлических сплавов, К., 1985. *В. А. Финкель.*

МОДУЛЯТОРЫ СВЕТА — устройства для управления параметрами световых потоков (амплитудой, частотой, фазой, поляризацией). Простейшие амплитудные М. с.— механич. прерыватели светового луча, в качестве к-рых используют вращающиеся и колеблющиеся заслонки, призмы, зеркала, а также вращающиеся *растры*. Однако быстродействие и надёжность таких М. с. невелики. Наиб. широкое практич. применение получили М. с. на основе физ. эффектов, при к-рых внеш. поля меняют оптич. характеристики среды, таких, как электрооптические *Поккельса эффект* и *Керра эффект*, магнитооптический *Фарадея эффект*, *фотоупругость* и сдвиг края полосы поглощения (*Келдыша — Франца эффект*).

Фазовые М. с. на основе эффекта Поккельса используют линейное изменение показателя преломления нецентросимметричных кристаллов в зависимости от величины электрич. поля E, в к-ром находится кристалл:

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r E,$$

где n_0 — показатель преломления кристалла в отсутствие внеш. поля, r — электрооптич. коэф., зависящий от свойств и ориентации кристалла, направления поля $\boldsymbol{E}$ и поляризации проходящего света.

Световой пучок, прошедший путь l в кристалле, помещённом в электрич. поле E, приобретает фазовый сдвиг:

$$\varphi = 2\pi n l/\lambda = \varphi_0 + \pi n_0^3 r E l/\lambda,$$

где λ — длина волны света в вакууме, φ_0 — начальный сдвиг фаз, приобретённый светом при прохождении кристалла в отсутствие поля. Наличие фазового сдвига, вызванного внеш. полем (второй член справа), и означает фазовую модуляцию света. Линейный электрооптич. эффект имеет очень малую инерционность и позволяет изменять фазу света за время $\sim 10^{-12}$ с. Обычно электрич. поле $\boldsymbol{E}$ прикладывается к кристаллу либо в направлении распространения света (продольный эффект), либо в перпендикулярном направлении (поперечный эффект). При продольном эффекте произведение El равно внеш. напряжению U, приложенному к кристаллу. При поперечном эффекте $U = Eh$, где h — размер кристаллич. элемента вдоль силовых линий электрич. поля. Величину фазовой задержки можно записать в виде: $\varphi = \varphi_0 + \pi U/U_{\lambda/2}$, где $U_{\lambda/2} = h\lambda/l n_0^3 r$ — т. н. полуволновое напряжение, т. е. то напряжение, к-рое нужно приложить к фазовому М. с. для получения сдвига фаз на угол π. При использовании продольного эффекта ($h = l$) $U_{\lambda/2}$ зависит только от λ и свойств кристаллич. элемента и составляет величину $\sim$ неск. кВ; а при поперечном эффекте зависит и от геометрии элемента (h/l).

Полуволновое напряжение $U_{\lambda/2}$ используется как характеристика М. с. на низких частотах модуляции, где непосредственно измеряемой величиной является напряжение. На высоких частотах сдвиг фазы φ удобно определять как ф-цию мощности P управляющего сигнала: $\varphi = \varphi_0 + \sqrt{qP}$. Здесь q — величина, характеризующая качество М. с., зависящее от кристалла, его геометрии и от отношения длины кристалла к площади его поперечного сечения и не зависящее от того, используется продольный или поперечный электрооптич. эффект. Предел увеличению величины q кладут дифракц. эффекты. Для получения фазовой задержки в 1 радиан необходима управляющая мощность $P = q^{-1}$. При использовании оптич. световода эта величина может быть существенно уменьшена, т. к. свет по световоду распространяется без дифракц. потерь на большие расстояния.

На высоких частотах следует учитывать изменение фазы модулирующего сигнала за время прохождения светом кристалла. В этом случае

$$\varphi = \frac{\pi}{U_{\lambda/2}} \int_0^l E_0 \cos(\Omega t - k_M z) dz,$$

где E_0, Ω и k_M — амплитуда, частота и волновое число модулирующего электрич. поля, z — направление распространения света в кристалле. При этом длина модулирующего элемента не должна превышать величины $l = \pi\Omega^{-1}(v^{-1} - v_M^{-1})^{-1}$, где v — скорость света в кристалле, а v_M — фазовая скорость управляющего сигнала.

В качестве материалов для фазовых модуляторов света обычно используют кристаллы *ADP* ($NH_4H_2PO_4$), *KDP* (KH_2PO_4), *DKDP* (KD_2PO_4), ниобат лития ($LiNbO_3$), танталат лития ($LiTaO_3$). Полуволновые напряжения модуляторов меняются от 100 В для длинных и тонких кристаллов в поперечном поле до 5 кВ в М. с., использующих широкие кристаллы в продольном поле.

Амплитудные М. с. с поляризационной ячейкой отличаются от фазовых М. с. наличием двух скрещенных поляризаторов (рис. 1,*а*), между к-рыми находится кристалл. Рис. 1,*б* поясняет ориентацию векторов пропускания $\boldsymbol{c}_1$ и $\boldsymbol{c}_2$ поляризаторов по отношению к векторам поляризации $\boldsymbol{d}_1$ и $\boldsymbol{d}_2$ среды.

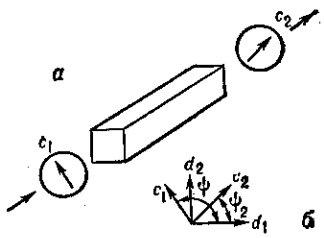


Рис. 1. Амплитудный модулятор света с поляризационной ячейкой.

Световой поток, поляризованный входным поляризатором вдоль вектора $\boldsymbol{c}_1$, распадается в анизотропном элементе на волны, поляризованные вдоль $\boldsymbol{d}_1$ и $\boldsymbol{d}_2$. На выходе элемента эти волны приобретают фазовые задержки: $\varphi_1 = \varphi_{01} + \pi n_1^3 r_1 E l/\lambda$ и $\varphi_2 = \varphi_{02} + \pi n_2^3 r_2 E l/\lambda$ и оказываются сдвинутыми по фазе на $\Gamma = \varphi_1 - \varphi_2$. Выходной поляризатор пропускает только компоненты волн, параллельные $\boldsymbol{c}_2$. Интенсивность света на выходе поляризац. ячейки равна $I = I_0 \sin^2(\Gamma/2)$. Разность фаз Γ содержит компоненту Γ_0 за счёт естеств. анизотропии кристалла $\Gamma_0 = \varphi_{01} - \varphi_{02} = 2\pi l(n_1 - n_2)/\lambda$ и переменную $\Gamma_\sim$, наведённую электрич. полем, $\Gamma_\sim = \pi U/U_{\lambda/2}$, где $U_{\lambda/2} = h\lambda/l(n_2^3 r_2 - n_1^3 r_1)$.

Зависимость интенсивности света от фазовой задержки $\Gamma_\sim$ (или напряжения $U/U_{\lambda/2}$), называемая амплитудной характеристикой М. с., имеет линейный и нелинейный участки (рис. 2). Режим работы М. с. (смещение рабочей точки) определяется величиной Γ_0. При $\Gamma_0 = 0$ М. с. работает на квадратичном участке характеристики (рис. 2,*а*), при $\Gamma_0 = \pi/2$ — на линейном участке (рис. 2,*б*). Из рисунка видно, что переменная составляющая света $I_\sim$ во втором случае значительно больше, чем в первом. При разработке практич. схем М. с. учитывают, что величина Γ_0 должна быть меньше π, иначе небольшие изменения показателей преломления или длины кристалла, обусловленные, напр., изменением темп-ры, смещают рабочую точку по амплитудной характеристике в нелинейную область и изменяют (уменьшают) переменную составляющую света на выходе. Аналогичным образом на амплитудную характеристику влияет и расходимость светового пучка,

Поэтому в практич. схемах М. с. свет направляют вдоль оптич. оси кристалла ($n_1 = n_2$) или применяют схемы компенсации естеств. анизотропии кристаллов. На рис. 3 изображена одна из таких схем. Анизотропный элемент состоит из двух идентичных кристаллов *2*, между к-рыми расположена полуволновая пластина *4*, ориентированная так, что поляризация проходящего

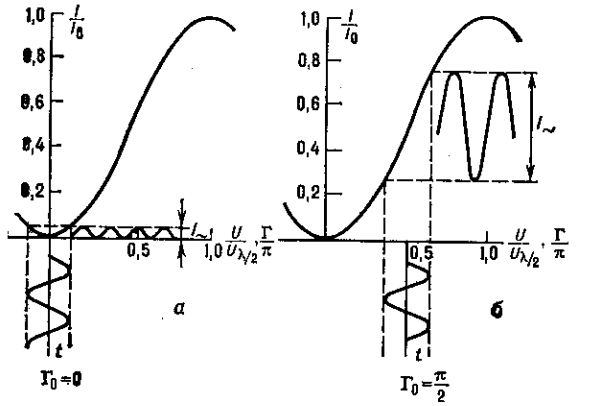


Рис. 2. Амплитудная характеристика модулятора света: *а* — работа на нелинейном участке при $\Gamma_0 = 0$; *б* — работа на линейном участке при $\Gamma_0 = \pi/2$.

через неё света поворачивается на 90°. Поэтому световая волна, к-рая в первом кристалле была «медленной», становится во втором кристалле «быстрой», и наоборот, так что разность фаз за счёт естеств. анизотропии на выходе элемента равна нулю. Одновременно меняют знак управляющего поля при переходе от первого кристалла ко второму, что приводит к суммированию наведённого сдвига фаз в кристаллах.

Конструкция М. с. существенно зависит от диапазона их рабочих частот. На низких частотах (до 100 МГц) М. с. представляют собой конденсатор, образованный электродами и заполненный электрооптич. средой. В диапазоне 100—3000 МГц применяют М. с. с тороидальными резонаторами, ёмкостный зазор к-рых заполнен электрооптич. средой. Уменьшение габаритов таких М. с. на частотах 100—500 МГц достигается заменой сплошного центрального стержня резонатора на спиральный, что позволяет увеличить его индуктивность. В диапазоне св. 3000 МГц используют объёмные резонаторы, полностью или частично заполненные электрооптич. средой.

Из примерно 100 типов М. с., выпускаемых в настоящее время, большинство являются поляризационными. Их полуволновые напряжения лежат в пределах от 90 В до 4 кВ, полосы частот модуляции от неск. МГц до 1 ГГц.

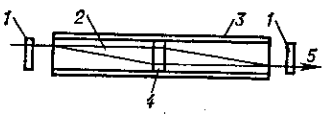


Рис. 3. Модулятор света с компенсацией естественной анизотропии за счёт применения полуволновой пластины: *1* — поляризаторы; *2* — электрооптические элементы; *3* — электроды; *4* — полуволновая пластина; *5* — световой пучок.

Кроме материалов, применяемых при создании фазовых модуляторов, в поляризац. ячейках используют $Ba_{12}SiO_{20}$, а в ИК-диапазоне — арсенид галлия (GaAs) и теллурид кадмия (CdTe). В нек-рых случаях используются поляризац. ячейки с центросимметричными средами, напр. с жидкостями типа нитробензола. В таких веществах изменение показателя преломления пропорц. квадрату электрич. поля: $\Gamma = 2\pi B l E^2$, где B — постоянная Керра. Полуволновые напряжения в таких ячейках составляют 12 ÷ 45 кВ.

Интерференционные М. с. Интерференц. схемы преобразования фазовой модуляции в амплитудную не нашли такого широкого применения, как поляризационные. Это связано с тем, что интерференционные М. с. более сложны конструктивно, требуют точной юстировки, чувствительны к вибрациям и др. внеш. воздействиям. Интерференционные М. с. применяют в контрольно-измерит. технике как датчики темп-ры и деформации, линейных и угл. перемещений. Прин-

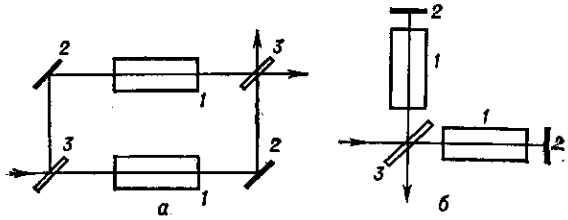


Рис. 4. Интерференционные модуляторы света на основе интерферометров Рождественского (*а*) и Майкельсона (*б*): *1* — электрооптические элементы; *2* — зеркала; *3* — полупрозрачные элементы.

ципиальные схемы интерференционных М. с. на основе интерферометров Рождественского и Майкельсона приведены на рис. 4. Световой пучок, входящий в интерференц. модулятор, должен быть линейно поляризован вдоль одного из векторов поляризации $\boldsymbol{d}_1$ или $\boldsymbol{d}_2$, соответствующих макс. электрооптич. эффекту. Светоделительный элемент *3* разделяет световой пучок на два луча с одинаковыми амплитудами и направляет их через два фазовых М. с. При прохождении через светоделительный элемент *3′* лучи интерферируют. Интенсивность света на выходе интерферометра описывается такой же ф-цией, как интенсивность поляризац. М. с. Если фазовые электрооптич. элементы идентичны, а напряжения на них поданы в противофазе, то

$$\Gamma_0 = 2\pi\Delta l/\lambda,\ \Gamma_\infty = 2\pi U/U_{\lambda/2},$$

где Δl — разность длин пути первого и второго лучей.

В интерференционных модуляторах используют те же материалы, что и в поляризационных. Особенно эффективны интерференционные М. с. в плёночном исполнении в системах *интегральной оптики*.

Интегрально-оптические М. с. находят в последнее время всё более широкое применение. В качестве материала для их создания используют, как правило, ниобат лития ($LiNbO_3$). На поверхности этого материала методом диффузии титана создают необходимую световодную конфигурацию. Между световодами напыляются электроды. Прикладывая напряжение к электродам, можно изменять скорость распространения света по световодам. Среди интегрально-оптич. М. с. наиб. применение нашёл модифициров. интерферометр Маха — Цендера, изображённый на рис. 5. В этой струк-

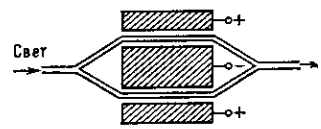


Рис. 5. Плёночный (волноводный) интерференционный модулятор света.

туре ширина световода не должна превышать неск. мкм, чтобы волновод был одномодовым. Роль светоделительных элементов в данном случае играют Y-образные разветвления. Если пришедшие к выходу интерферометра волны оказываются в фазе, то они складываются, если в противофазе — то образуют волну второй моды, к-рая не может распространяться по световоду и излучается в подложку. При распространении по световоду свет не дифрагирует, поэтому длина интегрально-оптич. М. с. может достигать нескольких см. Т. о., отношение размеров модулятора l/h достигает 10^4. В этом случае полуволновое напряжение со-

ставляет 0,3 В. Однако увеличение длины модулятора сопровождается сужением полосы частот модуляции. При длине модулятора из $LiNbO_3$ $l = 1$ см полоса частот равна 1 ГГц.

Другой тип интегрально-оптич. М. с. изображён на рис. 6. Модулятор представляет собой два близко расположенных световода на поверхности ниобата лития.

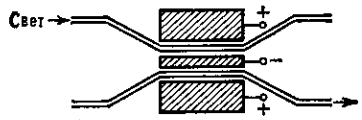


Рис. 6. Интегрально-оптический переключатель света на два положения.

Длина световодов и расстояние между ними подобраны так, чтобы в отсутствие внеш. поля свет из первого световода полностью перекачивался во второй за счёт туннельного эффекта. При подаче на электроды внеш. напряжения скорости распространения волн в световодах становятся различными и перекачка энергии из первого световода во второй прекращается. Такие М.с. являются по существу переключателями света на два положения. Для получения туннельной перекачки энергии расстояние между световодами должно составлять ок. 5 мкм при длине световодов в неск. мм.

М. с. на сдвиге края полосы поглощения. Для амплитудной модуляции света может быть использовано изменение коэф. поглощения света средой под действием электрич. поля. Такое управляемое изменение коэф. поглощения имеет место в полупроводниках (Ge, Si, GaAs, CdS и др.). У этих материалов имеется резкий край полосы оптич. поглощения, к-рый может смещаться в сторону более длинных волн при наложении электрич. поля (эффект Франца — Келдыша). Эффект имеет малую инерционность $\sim 10^{-13}$ с. К сожалению, край полосы поглощения сдвигается очень слабо и для модуляции используют только свет, длина волны к-рого лежит у самого края полосы поглощения материала. При этом необходимые напряжённости управляющего электрич. поля велики ($\sim 10^7$ В/м), поэтому М. с. на сдвиге края полосы применяют редко.

Магнитооптические М. с. Среди многочисл. магнитооптич. эффектов наиб. применение для модуляции света нашёл эффект Фарадея. Принципиальная схема фарадеевского М. с. приведена на рис. 7. Изменяющееся магн. поле катушки *2* приводит к периодич. изменению угла вращения плоскости поляризации света в магнитооптич. элементе *1*. Интенсивность света, прошедшего через такую систему, равна

$$I = I_0 \cos^2(\varphi_0 + \varphi_1 \sin \Omega t),$$

где φ_0 — угол относит. поворота первого и второго поляризаторов *3*, φ_1 — макс. угол вращения плоскости поляризации в элементе, Ω — частота приложенного магн. поля. В парамагн. и диамагн. материалах

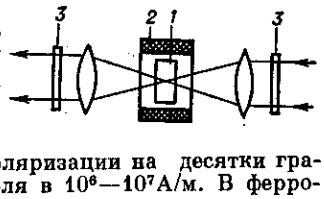


Рис. 7. Магнитооптический модулятор света: *1* — магнитооптический элемент; *2* — катушка, создающая магнитное поле; *3* — поляризаторы.

для вращения плоскости поляризации на десятки градусов необходимы магн. поля в 10^6—10^7 А/м. В ферромагнетиках эффект Фарадея пропорционален не управляющему магн. полю, а намагниченности образца. Это позволяет значительно уменьшить управляющее магн. поле. Очень большую роль при этом играет форма ферромагн. элемента. Так, для плоской пластинки, намагничиваемой перпендикулярно её плоскости, размагничивающее поле равно $2\pi I_s$ (I_s — намагниченность насыщения), для сферич. элемента размагничивающий фактор в 3 раза меньше, а для длинного тонкого цилиндра, намагниченного вдоль оси,— во много раз меньше. Важной особенностью магнитооптич. М. с. является постоянство коэф. удельного вращения плоскости поляризации мн. материалов в ИК-диапазоне. Это значительно повышает их конкурентоспособность в ИК-диапазоне по сравнению с электрооптическими, в к-рых управляющее напряжение линейно растёт с увеличением λ. Дополнит. преимуществом является слабая зависимость эффекта Фарадея от темп-ры. В магнитооптич. М. с. используются ферримагн. монокристаллы $Y_3Fe_5O_{12}$, $CrBr_3$, $RbNiF_3$ и нек-рые др. В этих материалах при маги. полях $\sim 10^4$ А/м удаётся достичь глубины модуляции $\sim 40\%$ на частотах до 200 МГц при управляющей мощности 0,1 Вт.

Акустооптические М. с. Изменение показателя преломления вещества возможно не только при воздействии электрич. и магн. полей, но и при механич. деформациях упругой среды (фотоупругость). М. с. на двулучепреломлении за счёт фотоупругости подобны поляризационным электрооптическим. Отличие состоит в том, что разность фаз Г возникает под действием механич. напряжений, созданных спец. пьезовозбудителем, $\Gamma = 2\pi l \Delta n/\lambda = \pi l n^3 p u/\lambda$, где p — упругооптич. коэф., u — деформация среды.

Акустооптич. М. с. на двулучепреломлении довольно эффективны на низких частотах, а на высокой УЗ-частоте преимущество имеют М. с., использующие *дифракцию света на ультразвуке*. Акустич. волна, распространяющаяся в оптически прозрачной среде, сопровождается появлением в этой среде бегущей периодич. последовательности изменений показателя преломления. Образуется структура, аналогичная *дифракционной решётке*. Если период этой структуры меньше ширины светового пучка, то на ней происходит дифракция света. Характер этой дифракции существенно зависит от длины области взаимодействия света и звука l (рис. 8). При большом l (рис. 8,*а*) дифракц. решётка является трёхмерной; характер дифракции подобен *дифракции рентгеновских лучей* на кристаллич. решётке (дифракция Брэгга). Угол падения света должен быть близок к углу Брэгга $\theta_Б = \arcsin\lambda/2n\Lambda$, где Λ — длина волны звука. При дифракции Брэгга обычно наблюдается только один боковой дифракц. максимум. При малом l (рис. 8,*б*) решётка может считаться плоской. Дифракц. картина представляет собой набор дифракц. максимумов, расположенных симметрично относительно падающего света (дифракция Рамана — Ната). Она происходит при любом угле падения света на УЗ-столб. Частота света в m-м дифракц. максимуме равна $\omega + m\Omega$, где ω — частота света, Ω — частота звука. Т. о., акустооптич. взаимодействие позволяет изменять частоту света. Фаза света в нулевом дифракц. максимуме зависит от амплитуды акустич. волны: происходит перераспределение интенсивности света между нулевым и боковыми максимумами. В соответствии с этим возможны разл. виды акустооптич. М. с.: частотные, фазовые и ампли-

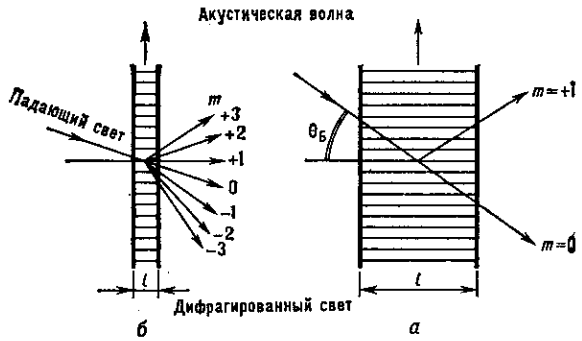


Рис. 8. Схема дифракции света на звуковой волне: *а* — при большом l (пространственная решётка); *б* — при малом l (плоская решётка).

тудные. Кроме того, информацию в световой пучок можно вносить, модулируя его как во времени, так и по пространству. Однако поскольку создаваемое упругой волной пространств. распределение показателя преломления движется со скоростью звука, то в акустооптич. пространственных М. с. выходной сигнал оказывается промодулированным также во времени. Практич. применение нашли модуляторы интенсивности света с бегущей и стоячей акустич. волной, а также пространств. М. с., являющиеся основой акустооптич. процессоров. Принципиальная схема акустооптич. М. с. на бегущей волне представлена на рис. 9. Электрич. колебания от генератора *1* модулируются по амплитуде информац. сигналом $S(t)$ и поступают на

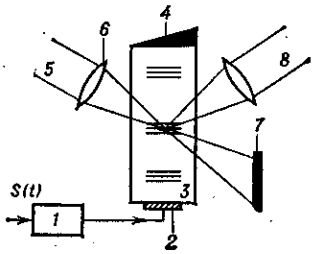


Рис. 9. Схема акустооптического модулятора света на бегущей волне: $S(t)$ — модулирующий сигнал; *1* — генератор электрических колебаний; *2* — пьезопреобразователь; *3* — звукопровод; *4* — поглотитель; *5* — световой пучок; *6* — линзы; *7* — экран; *8* — боковой дифракционный максимум.

пьезопреобразователь *2*. Акустич. волна от пьезопреобразователя бежит по звукопроводу *3* до поглотителя звука *4* и создаёт дифракц. структуру, на к-рой дифрагирует световой пучок *5*. Нулевой дифракц. максимум задерживается экраном *7*, а боковой дифракц. максимум *8* оказывается промодулированным по закону $S(t)$. Быстродействие этого М. с. определяется временем прохождения звука через диаметр светового пучка и составляет 10—100 нс. Такие акустооптич. М. с. отличаются высоким контрастом модуляции (отношение интенсивностей света в максимуме при наличии акустич. сигнала и в его отсутствие), достигающим 2000 : 1. Для модуляции света с фиксиров. частотой (напр., при синхронизации мод лазера) используют акустооптич. М. с. на стоячей акустич. волне. Конструктивно они отличаются от изображённого на рис. 9 отсутствием поглотителя звука. Стоячая акустич. волна возбуждает в среде неподвижную дифракц. решётку, амплитуда к-рой меняется по гармонич. закону с удвоенной частотой звука; это приводит к 100%-ной модуляции света в боковом максимуме. Частота звука при этом должна совпадать с собств. частотой акустич. резонатора, образованного звукопроводом.

В качестве материалов для акустооптич. М. с. используют *оптическое стекло* (тяжёлый флинт ТФ7), кристаллы $PbMoO_4$, TeO_2, а в ИК-диапазоне — Ge и GaAs. Эффективность дифракции света в этих материалах достигает 20—80% при акустич. мощности 1 ÷ 5 Вт на частотах 40 ÷ 250 МГц.

Пространственные М. с. Описанные выше М. с. (кроме акустооптич.) осуществляют модуляцию, равномерную по всему поперечному сечению пучка света. Между тем оптич. луч способен переносить значительно больший объём информации, если осуществить пространств. модуляцию света, различную в каждой точке поперечного сечения луча. Мин. размеры площадки в поперечном сечении светового луча, способной переносить независимую информацию, ограничены вследствие дифракции света площадью $s > \lambda^2$, т. е. очень малой величиной. Поэтому информац. ёмкость пространств. М. с. пропорц. площади поперечного сечения светового луча. Пространств. М. с. позволяют создавать управляемые голографич. транспаранты, устройства ввода и обработки информации и оперативной памяти оптич. вычислит. машин; решать ряд проблем совр. телевизионной техники (воспроизведение изображений на большом экране и т. п.).

Осн. элементом пространств. М. с. является слой, обладающий продольным электрооптич. эффектом. На его поверхности записывается определ. потенциальный рельеф. Проходящий через этот слой широкий пучок света оказывается промодулированным в каждой точке поперечного сечения в соответствии с потенциальным рельефом, записанным на поверхности. При этом в зависимости от направления поляризации света его модуляция может быть амплитудной или фазовой (см. *Фазовая рельефография*).

Различают два осн. метода создания потенциального рельефа на поверхности модулирующего слоя: оптический и электронный. Принципиальная схема пространств. М. с. с оптич. записью информации приведена на рис. 10. На оптически прозрачной подложке разме-

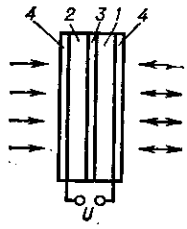


Рис. 10. Пространственный модулятор света с оптической записью информации: *1* — электрооптический кристалл; *2* — фотопроводник; *3* — диэлектрическое зеркало; *4* — прозрачные электроды.

щаются электрооптич. и фотопроводящий слои, разделённые диэлектрич. зеркалом. Снаружи располагаются прозрачные электроды, к к-рым приложено пост. напряжение. В отсутствие света это напряжение в осн. приложено к фотослою, обладающему высоким темновым сопротивлением. Падающий слева свет уменьшает сопротивление фотопроводника, и напряжение в освещённой точке оказывается приложенным к электрооптич. слою. Т. о., изображение, проецируемое слева на модулятор, создаёт пространств. рельеф на электрооптич. слое, а падающий справа свет используется для считывания записанной информации. В качестве электрооптич. слоя применяют электрооптич. или *жидкие кристаллы*. Жидкий кристалл обладает диэлектрич. анизотропией, т. е. диэлектрич. проницаемости вдоль оси молекул $\varepsilon_\parallel$ и в направлении, перпендикулярном оси $\varepsilon_\perp$, различны. При наложении электрич. поля молекулы жидкого кристалла стремятся ориентироваться так, чтобы иметь наиб. диэлектрич. проницаемость вдоль E. Упругие силы стремятся вернуть молекулы в исходное положение, определяемое граничными условиями на поверхностях слоя. Изменение показателя преломления при воздействии поля используется так же, как и в электрооптич. кристалле. Полуволновое напряжение для жидких кристаллов составляет неск. В. Характерные времена электрооптич. переключения жидких кристаллов составляют $\sim 10^{-3}$ с, а время релаксации к исходному состоянию на 1—2 порядка больше. Достоинствами жидкокристаллич. пространственных М. с. являются низкое рабочее напряжение и удовлетворительное разрешение (60—100 л/мм), определяемое малой толщиной слоя жидкого кристалла (2—50 мкм); недостатки жидкокристаллич. слоёв — высокая чувствительность к темп-ре, малое время хранения записанной информации и большое время записи. Пространств. М. с. с электрооптич. кристаллом лишены этих недостатков, но требуют для своей работы значительно бóльших напряжений и обладают меньшим разрешением ($\sim$10 л/мм). Пространств. М. с. с оптич. записью может быть применён для преобразования некогерентного изображения в когерентное, для сложения и вычитания изображений, выделения движущейся части изображения и т. д. Нек-рым недостатком М. с. с оптич. записью является влияние считывающего света на фотопроводник, что не позволяет использовать для считывания информации свет большой интенсивности. Для получения изображений с высокой яркостью используют модуляторы с электронной записью ин-

формации (рис. 11). Под влиянием бомбардировки кристалла сканирующим электронным лучом с его поверхности выбиваются вторичные электроны, собираемые коллекторной сеткой. Заряд каждой точки поверхности кристалла определяется силой тока электронного луча и потенциалом поверхности в точке бомбардировки. Управляя любой из этих величин, можно записать на поверхности необходимый потенциальный рельеф.

Эфф. использование считывающего света возможно только в том случае, когда глубина потенциального рельефа на поверхности кристалла близка к $U_{\lambda/2}$. При этом в пространств. М. с. необходимо использовать электрооптич. кристаллы с малым $U_{\lambda/2}$, т. к. большие разности потенциалов приводят к перераспределению вторичных электронов и искажению изображения.

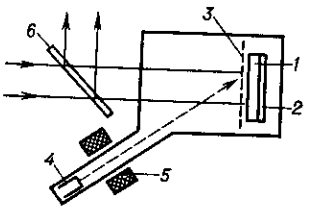


Рис. 11. Пространственный модулятор с электронной записью информации: *1* — электрооптический кристалл; *2* — сигнальная пластина; *3* — коллекторная сетка; *4* — электронная пушка; *5* — отклоняющая система; *6* — полупрозрачное зеркало.

В обычно применяемых кристаллах типа *KDP* полуволновое напряжение можно значительно снизить, охлаждая кристалл до темп-ры, близкой к точке Кюри $T_к$. Электрооптич. коэф. этих кристаллов r изменяется с понижением темп-ры по закону Кюри — Вейса: $r = a/(T - T_к)$. Поэтому $U_{\lambda/2}$ пропорционально $(T - T_к)$. Дополнит. преимуществом охлаждённого устройства является то, что при работе вблизи точки Кюри увеличивается до неск. часов время, в течение к-рого сохраняется записанный на поверхности потенциальный рельеф. Охлаждение применяется и в пространств. М. с. с оптич. записью.

Внутрирезонаторные лазерные М. с. Кроме описанных выше М. с., воздействующих на проходящий световой пучок, возможно управление оптич. излучением при его генерации. Напр., модуляция излучения полупроводникового лазера осуществляется модуляцией тока накачки. В газовых и твердотельных лазерах внесение в резонатор переменных потерь приводит к амплитудной модуляции излучения. При этом внутрирезонаторная модуляция, как правило, значительно эффективнее модуляции проходящего света. Введение в резонатор лазера фазового М. с. позволяет изменять оптич. длину резонатора и осуществлять частотную модуляцию излучения. Полоса частот внутрирезонаторных М. с. должна быть меньше разности частот генерируемых лазером мод $\Delta\omega$. При приближении частоты внеш. воздействия к $\Delta\omega$ начинается эфф. взаимодействие между модами лазера, приводящее к синхронизации мод и генерации лазером коротких оптич. импульсов. Осн. недостатком внутрирезонаторных М. с. является то, что внесение в резонатор дополнит. элементов снижает общую мощность излучения лазера и ухудшает стабильность генерации.

Лит.: Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970; Мари Ж., Донжон Ж., Азан Ж. П., Устройства воспроизведения изображений, основанные на эффекте Поккельса, и их применение, в кн.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений, т. 1, под ред. Б. Кейзана, пер. с англ., М., 1978; Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е., Физические основы акустооптики, М., 1985; Парыгин В. Н., Балакший В. И., Оптическая обработка информации, М., 1987; Пространственные модуляторы света, М., 1987.

В. Н. Парыгин.

МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ МЕТОД — в квантовой электронике метод получения одиночных коротких импульсов лазерного излучения большой мощности, при к-ром добротность оптич. резонатора лазера быстро увеличивается от небольших начальных значений до очень больших. М. д. м. осуществляется с помощью электромеханич. и оптомеханич. затворов (см. *Оптический затвор*) или нелинейных просветляющихся фильтров (см. *Лазер*, *Светофильтр*).

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — неустойчивость нелинейной волновой среды, возникающая вследствие резонанса биения на частоте $\omega_\pm = \omega_н \pm \omega_1$, образованного волной накачки $\omega_н$ и близкой по частоте модой волновой среды ω_1, с несобственными волнами, распространяющимися со скоростями, близкими к групповой скорости волны накачки. М. н.— разновидность *параметрической неустойчивости*, она определяет процесс коллапсирования волн в нелинейных волновых средах.

В. Н. Ораевский.

МОДУЛЯЦИЯ (от лат. modulatio — мерность, размеренность) — изменение по заданному закону во времени параметров, характеризующих к.-л. стационарный процесс. Примеры М.: изменение по определ. закону амплитуды, частоты или фазы гармонич. колебания для внесения в колебат. процесс требуемой информации (см. *Модулированные колебания*, *Модуляция колебаний*); изменение во времени интенсивности электронного потока в электронно-лучевом осциллографе, осуществляемое с помощью спец. электрода (модулятора) и приводящее к соответствующему изменению яркости свечения экрана трубки; управление яркостью света с помощью поляризующих устройств и ячейки Керра (см. *Модуляция света*); изменение скорости электронов и плотности пучка в электронном потоке в клистроне и др. В этих случаях один или неск. параметров, характеризующих стационарный процесс (напр., интенсивность, амплитуда, скорость, частота), изменяются синхронно с модулирующим воздействием.

Иногда говорят о пространств. М.— изменении параметров стационарного процесса в пространстве. В нелинейных колебат. и волновых системах возможно спонтанное возникновение М. (т. н. автомодуляция).

МОДУЛЯЦИЯ КОЛЕБАНИЙ — изменение разл. характеристик колебаний, медленное по сравнению с их периодом (см. *Модулированные колебания*).

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА (модуляция оптического излучения) — изменение по заданному закону во времени амплитуды (интенсивности), частоты, фазы или поляризации колебаний оптич. излучения. Применяется для управления световыми пучками с целью передачи информации при помощи оптич. сигналов или для формирования световых потоков с определ. параметрами. В зависимости от того, какая характеристика подвергается изменению, различают амплитудную, фазовую, частотную или поляризационную М. с. Для излучений видимого и ближнего ИК-диапазонов (10^{14}—$8\cdot10^{14}$ Гц) возможны частоты модуляции с верх. пределом до 10^{11}—10^{12} Гц. Естественная М. с. происходит при испускании света элементарными излучателями (атомами, ионами); независимость испускания такими излучателями фотонов и различие в частоте последних приводит к тому, что излучение содержит набор частот и флуктуирует по амплитуде, т. е. является амплитудно-частотно-модулированным. Естеств. частотная М. с. происходит также при неупругом рассеянии света на внутримолекулярных колебаниях (см. *Комбинационное рассеяние света*) и на упругих волнах в конденсиров. средах (см. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). В обоих случаях рассеянный свет содержит частоты, отличные от частоты падающего света.

М. с., при к-рой преобразование излучения происходит в процессе его формирования непосредственно в источнике (генераторе) оптич. излучения, наз. внутренней М. с. При внешней М. с. параметры излучения изменяют после его выхода из источника с помощью *модуляторов света*. Т. к. регистрация излучения модулированного по частоте, фазе или поляризации сопряжена с техн. трудностями, то на практике все эти виды М. с. преобразуют в амплитудную модуляцию либо непосредственно в схеме модулятора, либо

с помощью спец. устройств, помещаемых перед приёмником излучения.

Простейшая амплитудная М. с.— это периодич. механич. прерывание светового потока с помощью колеблющихся и вращающихся заслонок, призм, зеркал, вращающихся дисков с отверстиями, растров.

Существует много способов М. с. на основе физ. эффектов (электрооптический, магнитооптический, упругооптический и др.), возникающих при распространении света в разл. средах. Для такой М. с. применяют управляемый двулучепреломляющий элемент из материала, обладающего естественной или наведённой анизотропией. Внеш. управляющее поле (напр., электрическое или поле упругих напряжений) приводит к изменению оптич. характеристик среды. В широко распространённых модуляторах на основе *Поккельса эффекта* фазовый сдвиг между обыкновенным и необыкновенным лучами линейно зависит от величины напряжённости электрич. поля, а в модуляторах на основе *Керра эффекта* — зависимость квадратичная. Для получения амплитудной М. с. электрооптич. вещество обычно помещают между скрещенными поляризаторами. Важным свойством электрооптич. эффекта является его малая инерционность, позволяющая осуществлять М. с. вплоть до частот 10^{12} Гц. В электрооптич. модуляторах ослабление модулирующего сигнала не зависит от интенсивности модулируемого света, и потому для увеличения глубины модуляции используют многократное прохождение света через один и тот же модулирующий кристалл. Примером может служить модулятор на основе интерферометра Фабри — Перо, заполненного электрооптич. средой.

С целью увеличения объёма информации, переносимой световым лучом, используют **пространственную** М. с., различную в каждой точке поперечного сечения пучка света. Осн. элемент пространств. модулятора света — кристалл, на поверхности к-рого записывается определ. потенциальный рельеф; проходящий через кристалл пучок света оказывается промодулированным в каждой точке поперечного сечения в соответствии с потенциальным рельефом, записанным на кристалле, при этом модуляция может быть амплитудной и фазовой.

Из многочисл. магнитооптич. эффектов для М. с. наиб. применение нашёл *Фарадея эффект* в прозрачных веществах. Периодически меняющееся магн. поле приводит к периодич. изменению угла вращения плоскости поляризации света, прошедшего через магнитооптич. элемент, помещённый в магн. поле. Угол поворота плоскости поляризации пропорц. длине пути света в веществе и при достаточной прозрачности среды может быть сделан сколь угодно большим. Важной особенностью магнитооптич. модуляторов является постоянство коэф. удельного вращения плоскости поляризации в ИК-диапазоне длин волн. Это повышает конкурентоспособность магнитооптич. устройств при больших длинах волн оптич. излучения по сравнению с электрооптическими, в к-рых управляющее напряжение линейно возрастает с увеличением длины волны света. В магнитооптич. модуляторах света удаётся достичь глубины модуляции 40% на частотах модуляции до 10^8 Гц.

Для М. с. используют также искусственную оптич. анизотропию, к-рая возникает в первоначально изотропных твёрдых телах под действием упругих напряжений (*фотоупругость*). При прохождении плоскополяризов. излучения через фотоупругую среду с наведённым двулучепреломлением излучение становится эллиптически поляризованным. Помещая такую среду между скрещенными поляризатором и анализатором, наблюдают амплитудную М. с., аналогичную модуляции в электрооптич. средах. Применение таких модуляторов особенно целесообразно в ИК-диапазоне, т. к. разность фаз колебаний обыкновенного и необыкновенного лучей $\sim n^3$, где n — показатель преломления, равный $4 \div 6$ для веществ, прозрачных в этом диапазоне.

В основе работы акустооптич. модуляторов лежит явление дифракции света на фазовой решётке, образованной периодич. изменением показателя преломления среды при прохождении через неё УЗ-волн (*см. Дифракция света на ультразвуке*).

Методы, основанные на изменении поглощения света средой, обеспечивают лишь амплитудную М. с. При этом обязательно имеют место потери световой энергии в модулирующем устройстве. Электрич. управление поглощением света полупроводниками легко может быть получено либо при изменении концентрации свободных носителей или их подвижности, либо за счёт сдвига края полосы поглощения (*Келдыша — Франца эффект*).

Внутреннюю М. с. осуществляют, используя для питания электрич. источников света переменное или импульсно-периодич. напряжение. Лампы накаливания при этом из-за своей инерционности дают заметную глубину модуляции лишь до частот $\sim 10^2$ Гц; газоразрядные источники света менее инерционны и допускают модуляцию до частот 10^5 Гц (при глубине модуляции 50—70%).

Появление лазеров вызвало интенсивное развитие методов внутр. М. с., основанных на управлении когерентным излучением за счёт изменения параметров лазера. При этом мн. устройства, применяемые как внеш. модуляторы, помещаются внутри *оптического резонатора* лазера. Используя разл. способы внутр. модуляции, получают любой вид М. с.: амплитудный, частотный, фазовый и поляризационный. Частотой излучения лазера управляют, изменяя добротность оптич. резонатора лазера, напр. меняя оптич. длину резонатора. С этой целью одно из зеркал резонатора закрепляют либо на магнитострикционном стержне (*см. Магнитострикционный преобразователь*), либо на пьезоэлементе и изменяют длину резонатора синхронно с модулирующим напряжением. Тот же эффект достигается путём изменения показателя преломления среды, заполняющей резонатор, для чего используется электрооптич. кристалл. Частотную модуляцию излучения лазера можно получить также при наложении на активную среду магн. или электрич. полей (*см. Зеемана эффект, Штарка эффект*), под действием к-рых происходит расщепление и смещение рабочих уровней атомов, ответственных за генерацию когерентного излучения. Изменяя величину коэф. усиления, получают амплитудную модуляцию излучения лазера. Для этого воздействуют на разность населённостей активной среды, либо изменяя мощность её возбуждения, либо используя вспомогат. возбуждение, приводящее к перераспределению населённостей. Амплитудная модуляция излучения может быть получена и при помощи модуляции тока разряда газовых или полупроводниковых лазеров, работающих в непрерывном режиме. Одним из методов управления когерентным излучением является модуляция величины *обратной связи* лазера, т. е. коэф. отражения зеркал резонатора. С этой целью используют резонатор, одно из зеркал к-рого вращается с большой скоростью, и потому условия генерации выполняются лишь в короткие промежутки времени. Вместо зеркал часто используют вращающуюся призму полного внутр. отражения. Изменение величины обратной связи можно получить, заменяя одно из зеркал на систему зеркал, образующих интерферометр Фабри — Перо. Коэф. отражения такого резонатора зависит от расстояния между зеркалами, изменяя к-рое можно модулировать интенсивность излучения и получать т. н. гигантские импульсы, мощность излучения в к-рых существенно превосходит мощность непрерывной генерации. Наконец, излучение лазеров также модулируют, изменяя добротность оптич. резонатора путём введения потерь, величина к-рых управляется внеш. сигналом. Для этого используют модуляторы на основе элек-

трооптич. и фотоупругих сред. Для т. н. «пассивного» управления добротностью применяют метод, основанный на введении в резонатор элементов (растворов, стёкол), прозрачность к-рых изменяется под действием светового излучения. Такой вид модуляции (а в т о м о д у л я ц и и) широко используется для генерирования импульсов когерентного излучения нано- и пикосекундного диапазонов.

Интересным случаем внутр. М. с. является режим синхронизации мод, к-рый осуществляется при модуляции добротности (длины резонатора) с частотой, близкой к частоте межмодовых биений лазера. При синхронизации мод лазер генерирует короткие и мощные импульсы, следующие друг за другом с частотой внеш. модуляции.

Лит. см. при ст. *Модуляторы света.* *А. Н. Капорский.*

МОДЫ (от лат. modus — мера, образ, способ, вид) — типы колебаний (*нормальные колебания*) в распределённых колебат. системах (см. *Объёмный резонатор, Оптический резонатор*) или типы волн (нормальные волны) в волноводных системах и волновых пучках (см. *Волновод, Квазиоптика*). Термин «М.» стал употребляться также для любого волнового поля (вне его источников), обладающего определ. пространственной структурой (симметрией). Так появились понятия М. излучения лазера, «утекающая» М., поверхностная М., М. «шепчущей галереи», экспоненциально спадающая М., селекция М. и т. д.

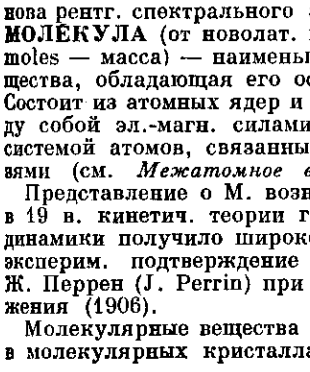
Лит. см. при ст. *Нормальные колебания, Нормальные волны, Лазер.* *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

МОЗАЙЧНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ — несовершенство кристаллич. структуры, состоящее в том, что монокристаллы как бы состоят из блоков, несколько разориентированных (до неск. мин.) друг относительно друга. Большинство реальных монокристаллов состоит из блоков размером $\sim 10^{-4}$ см. М. к. обусловлена *дислокациями* на границах блоков.

МОЗЛИ ЗАКОН — утверждает, что корень квадратный из частоты ν характеристич. рентг. излучения атома хим. элемента и его ат. номер Z связаны линейной зависимостью:

$$\sqrt{\frac{\nu}{R_c}} = \frac{Z - S_n}{n}$$

(R_c — *Ридберга постоянная*, S_n — постоянная экранирования, учитывающая влияние на отд. электрон всех остальных электронов атома, n — гл. квантовое число). М. з. установлен экспериментально в 1913 Г. Мозли (H. Moseley). Графически зависимость $\sqrt{\nu}$ от Z представляет собой ряд прямых (K-, L-, M- и т. д. серии, соответствующие $n = 1,2,3,\ldots$; рис.). М. з. окончательно подтвердил, что Z определяется не массой атомного ядра, а его зарядом. Мозли закон — основа рентг. спектрального анализа. *А. В. Колпаков.*



МОЛЕКУЛА (от новолат. molecula, уменьшит. от лат. moles — масса) — наименьшая устойчивая частица вещества, обладающая его осн. хим. и физ. свойствами. Состоит из атомных ядер и электронов, связанных между собой эл.-магн. силами; можно также считать М. системой атомов, связанных друг с другом разл. связями (см. *Межатомное взаимодействие*).

Представление о М. возникло в 18 в. и с развитием в 19 в. кинетич. теории газов и становлением термодинамики получило широкое распространение. Прямое эксперим. подтверждение существования М. провёл Ж. Перрен (J. Perrin) при изучении броуновского движения (1906).

Молекулярные вещества в газовой и жидкой фазах и в молекулярных кристаллах сохраняют индивидуальность. В расплавах и ионных кристаллах М., как правило, утрачивают индивидуальность, т. к. каждый атом в них связан с большим числом окружающих его атомов.

Хим. формула М.— брутто формула — указывает все входящие в неё атомы хим. символами элементов, а также число одинаковых атомов. Порядок расположения атомов в молекуле и характер связи между ними отражает структурная ф-ла М.

М. образуется из атомов при их сближении, если энергия связанного состояния меньше суммы энергий свободных атомов. Выделяемая при образовании М. энергия может передаваться др. частицам (переходить в тепло) или испускаться в виде кванта света (*хемилюминесценция*). Соответственно, для отрыва от молекулы отд. атомов или атомных групп необходимо сообщить М. определ. энергию (энергию диссоциации). Число атомов в М. составляет от двух (H_2, O_2, HCl, CO) до сотен и тысяч (нек-рые витамины, гормоны, белки).

Энергия отдельных хим. связей в М. составляет неск. эВ. Связь между атомами в М. осуществляется электронами незамкнутых оболочек (валентными электронами) так, чтобы система была электронейтральной, а электронная оболочка — замкнутой. Атомы с замкнутыми в основном состоянии оболочками могут образовывать хим. связи, если их перевести в возбуждённое состояние. Образующиеся при этом М. (напр., He_2^*) являются метастабильными и наз. эксимерными.

М. с открытыми (незамкнутыми) электронными оболочками (напр., OH, CH_2, NH_2) наз. радикалами (свободными радикалами). М. и радикалы с нескомпенсированным электрич. зарядом, получающиеся при отрыве или присоединении электронов к нейтральной М. (напр., H_2^+, H_2^-), наз. молекулярными (радикальными) ионами. Радикалы и ионы образуются как промежуточные продукты хим. реакций, при разл. воздействиях на М. и в обычных условиях неустойчивы, но в изолиров. состоянии (напр., в космич. пространстве) могут существовать долго.

Близкими к М. образованиями являются ван-дер-ваальсовские комплексы (HCl·Ar), молекулярные ассоциаты, ионные *кластеры*, *ван-дер-ваальсовы молекулы* и т. д., связанные между собой более слабыми, чем химические, связями — водородными или ван-дер-ваальсовыми. Комплексы могут состоять из двух, трёх и т. д. М. $[(H_2O)_2, (NaCl)_4]$, их называют димерами, тримерами и т. д. Ионные кластеры образуются из иона H_3^+ и молекул H_2 [напр., $H_3^+ \cdot H_2$, $H_3^+ \cdot (H_2)_2, \ldots, H_3^+(H_2)_6$]. Такие системы неустойчивы и распадаются под внеш. воздействием.

В М. между валентными электронами в основном состоянии преобладает обменное взаимодействие, к-рое выстраивает спины электронов антипараллельно, поэтому осн. электронное состояние большинства М. синглетное, М. диамагнитна. Свободные радикалы обычно парамагнитны.

Структура М. В зависимости от числа валентных электронов, принимающих участие в хим. связи, последние наз. одинарными, двойными и тройными. Напр., атомы С в М. этана C_2H_6 связаны одинарной связью С — С, в М. этилена C_2H_4 — двойной связью С = С, а в М. ацетилена C_2H_2 — тройной связью С ≡ С. Одинарная связь образуется двумя валентными электронами (σ-электроны), двойная связь — четырьмя электронами (π-электроны), а тройная связь — шестью электронами (также π-электроны). Электроны внутр. замкнутых оболочек атомов практически не участвуют в хим. связи. Такая классификация хим. связей условна и не всегда приемлема. Она лучше всего подходит для классификации связей в разветвлённых (насыщенных) углеводородах и неприменима к циклич. угле-

водородам типа бензола (C_6H_6), т. к. в этом случае шесть одинаковых связей между атомами С, наз. также сопряжёнными связями, образуются за счёт 18 валентных электронов и рассмотренная классификация привела бы к полуторным связям.

В нек-рых случаях хим. связи образуются нечётным числом электронов. Так, в стабильном ионе H_2^+ связь образована одним электроном, в ионе H_3^+, имеющем структуру равностороннего треугольника, три связи Н — Н образованы всего двумя электронами и т. д. Кроме того, не все электроны внеш. электронной оболочки атомов принимают участие в хим. связи. Напр., в М. NH_3 два из пяти внеш. электрона атома N не принимают участия в образовании связей и наз. неподелённой парой электронов. Если при образовании связи между атомами А и Б электрон переносится от А к Б (или обратно), то связь между А и Б наз. ионной (напр., NaCl), а если валентные электроны распределены между А и Б равномерно, то связь А — Б наз. ковалентной (напр., Н — Н, С — С). Обычно ковалентные связи прочнее ионных. В сопряжённых системах типа бензола электроны, связывающие атомы С, равномерно распределены по всему кольцу.

Форма М. определяется пространств. расположением атомов в ней, к-рое в свою очередь определяется величинами длин связей и углов между связями (валентных углов). Между кратностью и длиной связи существует корреляция: связь между определ. атомами укорачивается с ростом её кратности. Напр., типичные величины длин связей С — С, С = С и С ≡ С соответственно равны 1,50, 1,35 и 1,20 Å. Длина связи зависит от её хим. окружения в М. Напр., длина связи С — Н в группе $-CH_3$ составляет ок. 1,10 Å, а в группах $=CH_2$ и $\equiv CH$ 1,08 и 1,05 Å соответственно. Валентные углы между связями бывают самые разные, причём углы между одними и теми же связями в разл. М. могут быть различными, хотя определ. характеристичность существует и для углов. Напр., угол между связями С—Н в группе $-CH_3$, входящей в разл. М., часто близок к 109°. Если атом С образует четыре связи, то углы между этими связями близки к тетраэдрич. углу (109° 30′). Для качеств. описания формы М., содержащих атом С, важное значение имеет гибридизация атомных орбиталей С (см. *Молекулярная орбиталь*), т. е. образование из пары орбиталей внешних *s*-электронов и пары орбиталей *p*-электронов четырёх эквивалентных линейных комбинаций, наз. гибридными орбиталями.

Нек-рые представления о форме и геометрич. симметрии М., состоящей из данного набора атомов, можно получить на основе симметрии молекулы и концепции молекулярных орбиталей (МО). В зависимости от знака вклада, вносимого электроном данной МО в полную энергию М., МО наз. разрыхляющими или связывающими: связывающие участвуют в образовании прочных хим. связей, а разрыхляющие — не участвуют. Число связывающих и разрыхляющих МО зависит только от симметрии расположения атомов в М. Поэтому определение устойчивой формы М. сводится к нахождению такого расположения атомов, к-рому соответствует наиб. число связывающих МО. Напр., в случае CH_4 для тетраэдрич. расположения четырёх атомов Н вокруг С (симметрия T_d) получается наиб. число связывающих МО — 8 (напр., для симметрии C_{3v} их 6). Разл. МО вносят разный вклад в энергию, и поэтому этот метод не всегда применим, но в большинстве случаев он правильно предсказывает геом. симметрию М. (напр., он позволяет установить, что М. H_2O — нелинейная, М. CO_2 — линейная), особенно геом. симметрию М. в возбуждённых электронных состояниях. Структурные параметры для осн. электронного состояния мн. М. определены методами газовой электронографии, микроволновой спектроскопии и др. спектральными методами.

В зависимости от изотопич. состава атомов М. имеет изотопич. модификации. Напр., CH_3D, CH_2D_2, CHD_3, CD_4 являются изотопич. модификациями метана (CH_4). Структурные параметры изотопич. модификаций очень близки к структурным параметрам осн. М., а малые отличия (~ 0,01 Å в длинах связей и ~1° в валентных углах) обычно обусловлены различием колебат. поправок к структурным параметрам. Кроме того, низкосимметричные изотопич. модификации неполярных М. могут быть слабо полярными с дипольным моментом ок. 0,01 дебая.

В соответствии с симметрией *равновесной конфигурации* М. можно разделить на три класса: 1) М., не имеющие осей симметрии 3-го или более высокого порядка; 2) М., имеющие одну ось симметрии 3-го или более высокого порядка; 3) М., имеющие неск. осей симметрии 3-го или более высокого порядка (см. *Симметрия молекул*). М. этих классов наз. асимметричными, симметричными и сферич. волчками соответственно. Линейная молекула является частным случаем симметричного волчка.

Классификация энергетических уровней М. Уровни энергии М. определяются из решения полного *Шрёдингера уравнения* методами *квантовой химии*. Численные решения ур-ния Шрёдингера выполнены только для очень простых М. (H_2^+, H_2), для остальных М. проводится приближённое разделение ур-ния Шрёдингера на отдельные ур-ния для электронной и ядерной подсистем. Такое разделение проводят на основании *Борна — Оппенгеймера теоремы*. Решение ур-ния Шрёдингера для электронов даёт электронные уровни энергии М. в зависимости от координат ядер как от параметров (см. *Потенциальная поверхность*), а ур-ние Шрёдингера для ядер — колебательно-вращательные уровни энергии в разл. электронных состояниях. Ур-ние Шрёдингера для ядер также разделяют на колебательное и вращательное. Электронная энергия М. в $\sqrt{m/M}$ (m — масса электрона, M — масса ядра) раз больше колебательной, к-рая в $\sqrt{m/M}$ раз больше вращательной, что и позволяет произвести такое разделение. Взаимодействия между разл. видами движений (электронными, колебательными, вращательными) очень важны и составляют осн. предмет исследований в совр. молекулярной спектроскопии.

Полные электронно-колебательно-вращательные (ровибронные) уровни энергии М. классифицируют по неприводимым представлениям (типам симметрии) группы симметрии молекулы. Разделение полного движения на отд. виды даёт возможность ввести приближённые квантовые числа для классификации уровней М. В большинстве случаев эти числа связаны с собств. значениями квадратов и z-проекций соответствующих угл. моментов. В спектроскопии двухатомных М. используются угл. моменты и их квантовые числа, приведённые в табл.

Тип угл. момента	Оператор	Квантовые числа	
		полного момента	проекции момента на ось молекулы
Электронный орбитальный момент	L	L	Λ
Электронный спин	S	S	Σ
Вращательный момент	R	R	K
Полный момент без электронного и ядерного спинов	$N = R + L$	N	$K + \Lambda$
Полный момент без ядерного спина	$J = R + L + S$	J	$\Omega = K + \Lambda + \Sigma$
Ядерный спин	I	I	. . .
Полный момент	$F = J + I$	F	. . .

Для линейных многоатомных М., симметричных и сферич. волчков кроме упомянутых угл. моментов используются также колебат. угл. моменты l_t для каждого вырожденного колебания и полный колебат. угл. момент $l = \sum_t l_t$. Для симметричных волчков важное значение имеет квантовое число K проекции вращат. угл. момента на выделенную ось симметрии М.; $K = 0$ в невырожденных колебат. состояниях и $K = l$ в вырожденных колебат. состояниях линейных М. Для асимметричных волчков K теряет смысл, а для обозначения вращат. уровней используют символ $J_{K_aK_c}$, где K_a и K_c являются проекц. квантовыми числами для предельных случаев вытянутого (a) и сплюснутого (c) симметричного волчка. Для сферич. волчков K также не имеет смысла, и вместо него используют типы симметрии уровней с данными J и их кратность.

Разл. электронные уровни с заданным L линейной М. обозначают Σ, Π, Δ, Φ, ... в соответствии со значениями $\Lambda = 0,1,2,3,\ldots$ Между типами симметрии и значениями Λ имеется взаимно однозначное соответствие, поэтому неприводимые представления точечных групп $D_{\infty h}$ и $C_{\infty v}$ также обозначаются Σ, Π, Δ, Φ. Мультиплетность уровня, определяемая значениями $2S + 1$, записывается слева сверху Λ. Напр., $^3\Sigma$ обозначает уровень с $\Lambda = 0$ и $S = 1$, а $^2\Pi$ обозначает уровень с $\Lambda = 1$ и $S = 1/2$. К этому символу добавляется значение J, N или F для каждого вращат. подуровня, а если необходимо, то ещё и номер колебат. уровня v. Для нелинейных М. Λ не имеет смысла, вместо Λ используется тип симметрии, а остальные обозначения сохраняются.

В простейшем приближении каждому нормальному колебанию М. ν_k сопоставляется гармонический осциллятор с энергией

$$\omega_k\left(v_k + \tfrac{1}{2}\right), \qquad (1)$$

где ω_k — волновое число, v_k — колебат. квантовое число. Состояние М., в к-ром возбуждено неск. колебаний, обозначают набором чисел v_k. Напр., состояние (1, 2, 1) М. H_2O характеризуется числами $v_1 = 1$, $v_2 = 2$ и $v_3 = 1$ (иногда такое состояние обозначают $\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_3$). Если возбуждены вырожденные колебания, то квантовые числа v_t снабжаются также верхним индексом l_s, указывающим квантовое число колебат. углового момента, равное $\pm v_t, \pm(v_t - 2), \ldots$: напр., состоянию $(2,3^{\pm 1}, 1)$ отвечают квантовые числа $v_1 = 2$, $v_2 = 3$, $l_2 = \pm 1$, $v_3 = 1$.

Вращательные уровни энергии М. в $^1\Sigma$-состоянии. Вращат. уровни М. качественно описываются в рамках модели жёсткого волчка. Вращат. энергия жёсткой (т. е. колебания её атомных ядер незначительны) двухатомной М. в $^1\Sigma$-состоянии

$$\mathscr{E}_r = BJ(J+1);\ B = \frac{h^2}{8\pi^2 Ic}(\text{см}^{-1}), \qquad (2)$$

где B — вращат. постоянная, I — момент инерции. Ф-ла (2) справедлива также для жёсткой линейной М. и для жёсткого сферич. волчка в $^1\Sigma$-состоянии, причём каждый J — уровень сферич. волчка $(2J + 1)$-кратно вырожден по проекции J на одну из осей М. (для линейной М. эта проекция равна нулю). Для жёсткого симметричного волчка два из трёх гл. моментов инерции равны между собой и энергия

$$\mathscr{E}_r = B_x J(J+1) + (B_z - B_x)K^2, \qquad (3)$$

где z — выделенная ось симметрии волчка, а ось x перпендикулярна z. Оси инерции М. принято обозначать также буквами a, b, c, причём $I_a \leqslant I_b \leqslant I_c$, а вращат. постоянные буквами $A \geqslant B \geqslant C$. В зависимости от соответствия между осями x, y, z и a, b, c симметричные волчки разделяются на два класса — вытянутые, для к-рых энергия

$$\mathscr{E}_r = BJ(J+1) + (A - B)K_a^2, \qquad (4)$$

и сплюснутые, для к-рых

$$\mathscr{E}_r = BJ(J+1) + (C - B)K_c^2. \qquad (5)$$

В качестве оси квантования вращат. угл. момента в (4) выбрана ось a ($I_b = I_c$), а в (5) — ось c ($I_a = I_b$).

При промежуточных значениях B уровни с разл. значениями пары чисел K_a, K_c при заданном J не пересекаются, поэтому символ $J_{K_aK_c}$ является однозначной характеристикой вращат. уровней асимметричного волчка, когда $I_a \neq I_b \neq I_c$. Числа J, K_a и K_c тесно связаны с числом и ориентацией узлов волновой ф-ции асимметричного волчка. Энергия увеличивается с ростом K_a и уменьшается с ростом K_c, т. е. энергия растёт в соответствии с последовательностью квантовых чисел:

$$J_{0,J}, J_{1,J}, J_{1,J-1}, J_{2,J-1}, J_{2,J-2}, \ldots, \ldots, J_{J-1,2}, J_{J-1,1}, J_{J,1}, J_{J,0}. \qquad (6)$$

Сумма $K_a + K_c$ равна J (при чётном J) или $J + 1$ (при нечётном J). Асимметрия волчка характеризуется параметром:

$$\chi = (2B - A - C)/(A - C);\ -1 \leqslant \chi \leqslant 1, \qquad (7)$$

к-рый равен -1 для вытянутого и $+1$ для сплюснутого симметричных волчков. Поэтому вместо $J_{K_aK_c}$ пишут также $J_{K_{-1}K_{+1}}$. Энергия асимметричного волчка определяется только численно как собств. значения матрицы энергии, записанной в базисе волновых ф-ций симметричного волчка. Отличные от нуля элементы этой матрицы равны:

$$\langle J,K|H|J,K\rangle = \tfrac{1}{2}(B_x + B_y)J(J+1) + \left[B_z - \tfrac{1}{2}(B_x + B_y)\right]K^2, \qquad (8)$$

$$\langle J,K \pm 2|H|J,K\rangle = \tfrac{1}{4}(B_x - B_y)\{[J(J+1) - K(K \pm 1)]\cdot[J(J+1) - (K \pm 1)(K \pm 2)]\}^{1/2}. \qquad (9)$$

Вырождение уровней по знаку K_a и K_c, присущее симметричному волчку, для асимметричного волчка снимается недиагональными элементами в (9). Получающееся при этом расщепление наз. K-удвоением: величина K-удвоения максимальна при $K = 1$ и падает с ростом K.

Модель жёсткого волчка является грубым приближением к реальной М. Реально М. при вращении искажается, и такое центробежное искажение даёт существенный вклад в её энергию. В случае двухатомной М. основная (квартичная) центробежная поправка к (3) равна

$$-D_J J^2(J+1)^2, \qquad (10)$$

где $D_J = 4B^3/\omega^2$, и если $B = 1$ см$^{-1}$ и $\omega = 1000$ см$^{-1}$, то $D_J = 4\cdot 10^{-6}$ см$^{-1}$ = 120 кГц, поправка к энергии при $J = 10$ равна 1,2 ГГц. Для сферич. волчка (напр., М. CH_4) квартичная центробежная поправка состоит из двух частей:

$$-D_J J^2(J+1)^2 - D_t f(J,K), \qquad (11)$$

из к-рых первая — изотропная и не зависит от проекции J, а вторая — анизотропная и расщепляет уровень с заданным J на подуровни разл. типов симметрии. Напр., для CH_4 $D_t = 132$ кГц и уровень с $J = 2$ расщепляется на компоненты с интервалом между ними 60 D_t. Ф-ция $f(J, K)$ определяется численно. Она $\sim J^4$, и расщепление быстро растёт с ростом J: при заданном J её мин. значение равно $-4J^2(J+1)^2$, а макс. значение равно $+8J^2(J+1)^2$. Для симметричных волчков

центробежная поправка также состоит из двух частей, из к-рых первая

$$-D_J J^2(J+1)^2 - D_{JK} J(J+1)K^2 - D_K K^4 \qquad (12)$$

сдвигает уровни, а вторая, зависящая от симметрии М., может приводить к снятию вырождения уровней по знаку K. Для асимметричных волчков центробежная поправка к энергии определяется только численно. Константы квартичного центробежного искажения зависят от квадратичных членов разложения потенциальной поверхности и используются для определения гармонич. силовых постоянных М. Обычно из вращат. спектров М. определяются также константы центробежных поправок более высокого порядка (секстичные, октичные и др.), к-рые содержат информацию о константах ангармонизма М.

Колебательные уровни энергии М. В гармонич. приближении энергия колебат. уровней М. определяется суммой выражений типа (1) по всем нормальным колебаниям, к-рые возбуждены в данном состоянии:

$$\mathscr{E}_v^{(0)} = \sum_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}}(v_{\mathbf{k}} + d_{\mathbf{k}}/2), \qquad (13)$$

где $d_{\mathbf{k}}$ — степень вырождения k-го колебания. Для М. типа асимметричного волчка все гармонич. колебат. состояния невырождены и ангармонизм только сдвигает их, как правило, вниз. Кубич. и квартичные члены разложения потенц. поверхности во втором приближении теории возмущений дают след. вклад в энергию:

$$\mathscr{E}_v^{(2)} = \sum_{j,\mathbf{k}} x_{j\mathbf{k}}\left(v_j + \tfrac{1}{2}\right)\left(v_{\mathbf{k}} + \tfrac{1}{2}\right), \qquad (14)$$

где $x_{j\mathbf{k}}$ — постоянные ангармоничности, к-рые составляют обычно $1 \div 10$ см$^{-1}$, но для лёгких атомов возрастают до 100 см$^{-1}$. В гармонич. приближении (13) энергия колебат. уровней не зависит от колебат. угловых моментов l_t. Поэтому состояния М. типа симметричного и сферич. волчков, в к-рых возбуждены вырожденные колебания, могут быть вырожденными. Это вырождение частично снимается ангармонизмом, и получающееся расщепление называется ангармонич. расщеплением. Для М. такого типа энергия колебат. уровней рассчитывается по более общей, чем (14), ф-ле:

$$\mathscr{E}_{vl}^{(2)} = \sum_{j,\mathbf{k}} x_{j\mathbf{k}}\left(v_j + \frac{d_j}{2}\right)\left(v_{\mathbf{k}} + \frac{d\mathbf{k}}{2}\right) + \sum_{t,t'} g_{tt'} l_t l_{t'}, \qquad (15)$$

в к-рой ангармонич. расщепление уровней представлено вторым членом. Напр., в М. с симметрией C_{3v} (напр., NH_3) уровень с $v_t = 2$, $l_t = 0$, ± 2 (все остальные $v_{\mathbf{k}} = 0$) расщепляется на подуровни с $l_t = 0$ и $l_t = \pm 2$ с интервалом между ними $4g_{tt'}$, а уровень с $v_t = 1$, $l_t = \pm 1$ и $v_{t'} = 1$, $l_{t'} = \pm 1$ расщепляется на подуровни с $l_t + l_{t'} = 0$ и $l_t = \pm 2$ с интервалом между ними $2g_{tt'}$. Ангармонич. расщепления вырожденных колебат. уровней М. типа симметричного и сферич. волчков (BF_3, SF_6 и т. д.) играют важную роль в *многофотонном поглощении* ИК-излучения.

Ф-лы (14) и (15) справедливы при отсутствии т. н. ангармонич. резонансов. Если осн. гармонич. частота $\omega_{\mathbf{k}}$ равна или близка к составной гармонич. частоте $\omega_i + \omega_j$ и коэф. ангармоничности $K_{ij\mathbf{k}} \neq 0$, то ангармонизм приводит к сильному перемешиванию состояний и аномальному сдвигу уровней, наз. случайными ангармонич. резонансами (или резонансами Ферми). Впервые такой эффект наблюдался в спектре комбинац. рассеяния света М. CO_2 и был интерпретирован Э. Ферми (E. Fermi) в 1931: сильное перемешивание состояний с $v_1 = 1$ и $v_2^{l^2} = 2^0$ приводит к появлению в спектре комбинац. рассеяния двух полос ν_1 и $2\nu_2$ вблизи 1200 см$^{-1}$ с близкой интенсивностью (в отсутствие резонанса полоса $2\nu_2$ должна была быть намного слабее). Ангармонич. резонансы наблюдаются и при $\omega_i \pm \omega_j \approx \omega_{\mathbf{k}} \pm \omega_l$, $\omega_i \approx \omega_j \pm \omega_{\mathbf{k}} \pm \omega_l$ и т. д., если отличны от нуля соответствующие коэффициенты ангармоничности. Ангармонические резонансы могут иметь место только между колебат. уровнями одинакового типа симметрии.

Вращательные уровни вырожденных колебательных состояний. Вращат. уровни возбуждённых невырожденных колебат. состояний отличаются от вращат. уровней осн. состояния только тем, что величины вращат. и центробежных постоянных немного (на 0,1 ÷1%) отличаются от их величин для осн. состояния, хотя при наличии случайных резонансов вращат. структура возбуждённого состояния может быть сильно деформированной. Качеств. отличие вращат. структуры вырожденных колебат. состояний от вращат. структуры невырожденных состояний определяется прежде всего наличием в вырожденных состояниях колебат. угловых моментов l_t. Для симметричного волчка взаимодействие l_t с вращат. угловым моментом J (наз. также кориолисовым взаимодействием) вносит вклад в энергию, к-рый в первом приближении равен:

$$-2B_z K \sum_t S_t^z l_t, \qquad (16)$$

где S_t^z — постоянные кориолисова взаимодействия, зависящие от формы нормальных колебаний и структурных параметров М. Кориолисово взаимодействие даёт вклад в ангармонич. расщепление уровней с различными $|l_t|$. Кроме того, оно расщепляет уровень с $\pm K$, $\pm l$ от уровня с $\pm K$, $\mp l$, но уровни с $+K$, $+l$ и $-K$, $-l$, а также уровни с $+K$, $-l$ и $-K$, $+l$ остаются вырожденными: это вырождение снимается эффектами колебательно-вращат. взаимодействия более высокого порядка. В частном случае М. симметрии C_{3v} при $K = l_t = \pm 1$ (или $Kl_t = +1$) происходит расщепление на подуровни величиной $q_l J(J+1)$, получившей назв. l-удвоения; константа l-удвоения q_t зависит от кубич. коэф. ангармоничности. Такое удвоение имеет место и для линейных молекул, для к-рых, однако, q_t зависит только от гармонич. части потенц. поверхности.

Электронные уровни энергии М. Численные значения энергий электронных уровней М. определяются методами квантовой химии, число же уровней разл. типов симметрии и их относит. расположение могут быть найдены на основе модельных представлений и соображений симметрии. Если рассматривать М. как объединённый атом (о. а.) или более простую объединённую М. (о. м.) с тем же числом электронов, то возможные электронные уровни разл. типов симметрии точечной группы М. можно определить, рассматривая расщепление электронных уровней о. а. или о. м. в электрич. поле искомой М. или просто корреляцию между уровнями о. а. и М. или же о. м. и М., к-рая легко определяется из характеров точечных групп. Напр., о. а. для CH_4 является атом Ne, а первые три уровня ^1S_g, ^3P_u, ^1P_u коррелируют с уровнями типа $^1A_1$, $^3F_2$, $^1F_2$ М. CH_4 соответственно, т. е. основным уровнем CH_4 является уровень $^1A_1$, первое возбуждённое состояние ^3P_u атома Ne приводит к $^3F_2$-состоянию CH_4 и т.д. Ясно, что коррелируют уровни о. а. и М. с одинаковой мультиплетностью. Это справедливо, пока спин-орбитальное расщепление мало, а если же оно велико, то необходимо проводить корреляцию между полными волновыми ф-циями, учитывающими спин.

Электронные уровни М. можно получить также из уровней разъединённых атомов (р. а.) или групп атомов по векторной модели. При этом квантовое число Λ получается алгебраич. сложением проекций M_{L_i} орбитальных моментов всех атомов,

$$\Lambda = \left|\sum_i M_{L_i}\right|, \qquad (17)$$

а полный электронный спин М. получается как векторная сумма спинов атомов

$$S = \sum_i S_i. \qquad (18)$$

Напр., если М. HCN образована из атомов H, C, N в их основных состояниях ^2S_g, ^3P_g, ^4S_u соответственно, то $\Lambda = 1$ или 0 и $S = 3, 2,2, 1, 1, 0$ и для HCN получаются след. уровни: $^1\Sigma$, $^1\Pi$, по два уровня типа $^3\Sigma$, $^3\Pi$, $^5\Sigma$, $^5\Pi$, по одному уровню $^7\Sigma$ и $^7\Pi$. Уровни HCN можно получить также из уровней H и CN.

Модели о. а. и р. а. позволяют определить кол-во электронных уровней разл. типов симметрии, но не дают надёжных сведений относительно их энергии. Более полную информацию о расположении уровней и их устойчивости дают молекулярные орбитали.

Электронные уровни энергии расщепляются за счёт спин-орбитального взаимодействия на т. н. мультиплетные уровни (см. *Мультиплетность*). В случае нормальной связи это расщепление равно:

$$\Delta\mathscr{E} = A\Lambda\Sigma; \qquad (19)$$

константа A спин-орбитального взаимодействия быстро растёт с ростом зарядов ядер атомов, составляющих М. Квантовые числа Λ и Σ теряют смысл хороших квантовых чисел, а расщеплённые подуровни теперь характеризуются значениями квантового числа $\Omega = \Lambda + \Sigma$ проекции полного электронного угл. момента на ось М. Напр., уровень $^3\Pi$ линейной М. за счёт спин-орбитального взаимодействия расщепляется на подуровни Σ^+, Σ^-, Π, Δ, соответствующие значениям $\Omega = 0,0, 1, 2$. Константа A составляет от неск. $см^{-1}$ для лёгких М. до неск. сотен $см^{-1}$ для тяжёлых М.

Колебательная структура вырожденных электронных состояний М. Колебат. структура синглетных электронных состояний М. описывается ф-лами (13) — (15), в к-рых, однако, следует учесть зависимость частот колебаний и постоянных ангармоничности от электронного состояния. Они также описывают уровни невырожденных колебаний в вырожденных электронных состояниях или же уровни вырожденных колебаний в невырожденных электронных состояниях. Качественно новые эффекты возникают в вырожденных электронных состояниях при возбуждении вырожденных колебаний, в основном за счёт взаимодействия колебат. угловых моментов вырожденных колебаний с электронным орбитальным угл. моментом.

Для симметричного волчка или линейной молекулы электронно-колебательные (вибронные) уровни энергии можно классифицировать по значениям квантового числа $K = \Lambda + l$ проекции вибронного угл. момента на ось симметрии М. Электронно-колебат. взаимодействие снимает вырождение по Λ и l, и вибронные уровни энергии расщепляются. В М. типа симметричного и сферич. волчков линейные члены разложения электронного гамильтониана по координатам вырожденных колебаний не равны нулю, расщепление вибронных уровней в этом случае наз. линейным эффектом Яна — Теллера (см. *Вибронное взаимодействие*). Энергия расщеплённых подуровней даётся ф-лой:

$$G = (v_2, l_2) = \omega_2(v_2 + 1) \mp 2D\omega_2(l_2 \pm 1) \qquad (20)$$

при малых величинах параметра Яна — Теллера D. Для линейных М. линейные члены разложения электронного гамильтониана равны нулю и расщепление описывают квадратичные члены разложения (эффект Реннера). В реальных М. эффекты Яна — Теллера и Реннера следует учитывать совместно с ангармонизмом и спин-орбитальным взаимодействием.

Вращательная структура вырожденных вибронных состояний. Определяющую роль в формировании вращат. структуры вырожденных электронных и вибронных состояний играют взаимодействия вращат. углового момента с электронным спином и орбитальным (или вибронным) угл. моментом. В общем случае многоатомной М. учёт всех этих взаимодействий довольно сложен. Для двухатомных М. различают неск. предельных случаев связи угл. моментов, получивших назв. с л у ч а е в Х у н д а. В случае *a* предполагается наличие сильного спин-орбитального взаимодействия, что справедливо для достаточно тяжёлых М. В этом случае сначала учитывают связь L и S, а затем — связь суммарного момента $j = L + S$ с R. В случаях Хунда *b* спин-орбитальное взаимодействие предполагается очень слабым (справедливо для лёгких М. и для всех Σ-состояний): сначала учитывают связь R с L, а затем $N = R + L$ с S и получают J. Существуют и др. случаи Хунда. Ниже приведены вращат. энергии для М. типа жёсткого волчка для случаев *a*, *b*, *c* и *d*.

Случай по Хунду	Вращательная энергия	Квантовые числа электронного уровня	Степень вырождения электронного уровня
a	$BJ(J+1)$	Λ, S, Σ	2 или 1
b	$BN(N+1)$	Λ, S, Σ	$2(2S+1)$ или $(2S+1)$
c	$BJ(J+1)$	Ω	2 или 1
d	$BR(R+1)$	L, Λ, S, Σ	$(2L+1)(2S+1)$

Взаимодействие вращат. углового момента с электронными моментами приводит к снятию вырождения, указанного в последнем столбце этой табл. В $^1\Pi$-состояниях взаимодействие типа L^2J^2 приводит к эффекту Λ-удвоения с величиной $\Delta\nu = q_eJ(J+1)$, где $q_e \approx 2B_e^2/\nu_e$, а ν_e — разность энергии и ближайшего $^1\Sigma$-состояния.

Ядерная сверхтонкая структура энергии уровней М. Каждый уровень энергии М. может иметь ядерную сверхтонкую структуру (СТС), обусловленную наличием у ядер электрич. и магн. моментов. В электронном $^1\Sigma$-состоянии ядерная СТС уровней формируется в результате: 1) электростатич. взаимодействия электрич. квадрупольного момента ядра с электрич. полем М. (квадрупольное взаимодействие или квадрупольная связь); 2) взаимодействия магн. дипольного момента ядра с магн. полем, возникающим при вращении М. (ядерное спин-вращательное взаимодействие); 3) взаимодействия магн. моментов разл. ядер между собой (ядерные спин-спиновые взаимодействия).

Обычно квадрупольное взаимодействие даёт осн. вклад в СТС, но оно имеет место только для ядер со спином $I > 1/2$ (напр., D, ^{14}N, Cl, Br, I). В простейшем случае одиночного квадрупольного ядра в двухатомной М. энергия квадрупольного взаимодействия описывается ф-лой

$$W_Q = -eqQ\left[\tfrac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)\right]\times \times\left[2I(2I-1)(2J-1)(2J+3)\right]^{-1}, \qquad (21)$$

где e — заряд электрона, q — градиент электрич. поля, Q — квадрупольный момент ядра, J — вращат. квантовое число, I — спин ядра,

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1), \qquad (22)$$

а F — квантовое число полного угл. момента $F = J + I$, получающее значения $F = J + I$, $J + I - 1$, $J + I - 2$, .., $J - I$. Число J теряет смысл хорошего квантового числа, и уровни СТС классифицируются по значениям F. Напр., вращат. уровень с $J = 1$ в случае ядра со спином $I = 5/2$ (ядра Al, I и др.) расщепляется на три подуровня с $F = 5/2$, $7/2$ и $3/2$ с энергией $W_Q = +4eqQ/25$, $-eqQ/20$ и $-7eqQ/50$. Константа квадрупольной связи eqQ зависит и от типа ядра и от молекулярного окружения и изменяется в широком интервале.

Квадрупольная СТС обычно наблюдается в спектрах высокого разрешения. Спин-вращательные и спин-спиновые взаимодействия дают небольшой вклад в СТС и

имеют место для всех ядер со спином $I \geqslant 1/2$ ($I = 1/2$ для H, F и др.). Расщепления вращат. уровней за счёт этих взаимодействий составляют обычно не более 100 кГц и наблюдаются только на уникальных установках (пучковые мазеры, электрич. резонанс в пучке и др.). Эксперим. данные по константам квадрупольной связи и спин-вращательного взаимодействия дают ценную информацию об электронном строении М., а константы спин-спиновых взаимодействий зависят только от геом. параметров М.

В вырожденных электронных состояниях важное значение имеют взаимодействия электронного спина с ядерными спинами, энергия к-рых в $g_e\mu_в/g_I\mu_я$ раз больше энергии чисто ядерных спин-спиновых взаимодействий, где g_e и g_I — электронный и ядерный g-факторы, $\mu_в$ — *магнетон* Бора, $\mu_я$ — ядерный магнетон. Электрон-ядерные спин-спиновые взаимодействия бывают двух видов: 1) классич. диполь-дипольное взаимодействие (анизотропное), энергия к-рого в общем случае произвольной М. определяется тензором второго ранга с 9 компонентами; 2) не имеющее классич. аналога изотропное контактное взаимодействие Ферми *aSI*, обусловленное наличием электронной спиновой плотности в месте расположения ядра. В отличие от анизотропного спин-спинового взаимодействия контактное взаимодействие имеет место только в состояниях с $\Lambda = 0$, аналогичных s-состояниям атомов, т. к. только атомные s-орбитали создают спиновую плотность в месте расположения ядра. Константы обоих видов взаимодействий зависят от электронной плотности М. и дают ценную информацию об электронных волновых ф-циях М.

Все физ. и хим. свойства М. так или иначе связаны с системой уровней энергии М. и с переходами между ними под действием внеш. возмущений.

Электрические свойства М. Молекула как система положит. и отрицат. зарядов характеризуется определ. расположением зарядов, т. е. обладает электрич. дипольным, квадрупольным и т. д. моментами. Определяет электрич. свойства М. её дипольный момент $\boldsymbol{\mu}$:

$$\boldsymbol{\mu} = \sum_i e_i \boldsymbol{r}_i, \qquad (23)$$

где e_i, $\boldsymbol{r}_i$ — заряд и радиус-вектор i-й частицы, входящей в М. Вектор $\boldsymbol{\mu}$ можно разложить на составляющие μ_a, μ_b и μ_c по направлениям гл. осей инерции a, b и c. Асимметрия распределения заряда ρ характеризуется квадрупольным моментом, к-рый для М. определяется так же, как и для ядра:

$$Q = \int_\tau \rho(3rr - 1r^2)d\tau \qquad (24)$$

или

$$Q_{aa} = \sum_i e_i\left(3r_{ai}^2 - r_i^2\right). \qquad (25)$$

Дипольный момент М. определяет интенсивности линий в спектрах поглощения и испускания, различные электрич. явления в газах (электрич. потери, отклонения пучков М. в неоднородных электрич. полях и т. д.). Электрич. дипольный момент М. $\boldsymbol{d}$ зависит от нормальных колебат. координат q_k, и при малых смещениях ядер из положения равновесия его можно разложить в ряд Тейлора по степеням q_k. Первый не зависящий от q_k член μ_e этого ряда наз. **постоянным дипольным моментом** М. Не все М. имеют пост. дипольный момент. Он отличен от нуля, если по крайней мере одна из компонент электрич. дипольного момента принадлежит к полносимметричному типу симметрии группы симметрии М. Если $\mu \neq 0$, то М. наз. полярной, а М. с $\mu = 0$ наз. неполярными. К полярным, напр., относятся H_2O, NH_3, к неполярным — CH_4, BF_3, CO_2. В М. NH_3 дипольный момент μ_e направлен по оси симметрии C_3, в H_2O μ_{ea} — по оси C_2, а μ_{eb} — перпендикулярно оси C_2.

Наиб. прецизионный метод определения μ_e состоит в измерении расщепления уровней энергии и соответствующих спектральных линий при наложении на М. внеш. электрич. поля (*Штарка эффект*). В общем случае вращат. уровень с заданными J, K расщепляется в электрич. поле на $(2J + 1)$ компонентов, т. к. в электрич. поле энергия уровня зависит ещё и от магн. квантового числа m, т. е. квантового числа проекции угл. момента J на направление поля: $m = -J, -J + 1, \ldots, +J$. Обычно напряжённость внеш. электрич. поля E выбирают так, чтобы энергия взаимодействия М. с полем $(-\mu E)$ была значительно меньше энергии вращат. перехода. Тогда величина штарковского расщепления уровня энергии зависит от E или линейно (эффект Штарка 1-го порядка), или квадратично (эффект Штарка 2-го порядка); в общем случае она выражается как $aE + bE^2 + \ldots$. Если поле направлено по оси z, фиксированной в пространстве, то энергия взаимодействия М. с полем будет равна $-\mu_z E_z$, где μ_z — проекция μ на ось z.

Электрич. дипольный момент обычно измеряют в единицах Дебая: 1Д $= \pm 10^{-18}$ СГСЕ. Для полярных М. он составляет от долей до неск. Д (напр., для SO_2 $\mu_e = \mu_{eb} = 1{,}58$Д, для OCS $\mu_e = 0{,}7124$Д, для KCl $\mu_e = 10{,}27$ Д, для NH_3 $\mu_e = 1{,}49$ Д). Константа Штарка $\mu E = 0{,}50344$ (МГц/Д)·(В/см). Поэтому при точности измерений частот ок. 10 кГц штарковское расщепление в полях 10^2—10^3 В/см достаточно велико и поддаётся весьма точному измерению. Обычно дипольный момент М. измеряется с точностью до 0,01 Д, но в спец. экспериментах достигнута точность вплоть до 10^{-7}Д.

Магнитные свойства М. В состоянии с орбитальным моментом $\boldsymbol{L}$ электрона М. имеет орбитальный магн. момент

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\mu_в \boldsymbol{L}, \qquad (26)$$

а в состоянии со спином $\boldsymbol{S}$ — спиновой магн. момент

$$\boldsymbol{\mu}_S = -g_S\mu_в \boldsymbol{S}, \qquad (27)$$

где $\mu_в$ — магнетон Бора, g_s — спиновый g-фактор свободного электрона (см. *Ланде множитель*); знак минус указывает на то, что магн. и механич. моменты направлены антипараллельно. В $^1\Sigma$-состоянии ($L = S = 0$) электронный магн. момент отсутствует, но М. может иметь небольшой магн. момент, к-рый возникает из-за вращения М. При вращении М. происходит слабое перемешивание электронной волновой ф-ции основного состояния с волновыми ф-циями возбуждённых «парамагнитных» состояний. Кроме того, вращение ядер само по себе создаёт магн. момент. При этом возникает т. н. вращательный магн. момент с компонентами по гл. осям инерции в виде:

$$\mu_a = \mu_я g_{aa} J_a,\ \mu_b = \mu_я g_{bb} J_b,\ \mu_c = \mu_я g_{cc} J_c, \qquad (28)$$

где $\mu_я$ — ядерный магнетон и g_{aa}, g_{bb}, g_{cc} — компоненты тензора вращат. g-фактора, определяемые для основного состояния по ф-ле:

$$g_{aa} = \frac{M_p}{I_a}\sum_k z_k\left(r_k^2 - r_{k_a}^2\right) - \frac{2M_p}{mI_a}\sum_{n\neq 0}\frac{|\langle n|L_a|0\rangle|^2}{\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_0}, \qquad (29)$$

где M_p — масса протона, I_α — гл. моменты инерции, m — масса электрона, z_k — заряд k-го ядра, r_k — его радиус-вектор, $r_{k\alpha}$ — проекция r_k на ось α, а суммирование по n проводится по всем возбуждённым электронным состояниям, связанным с основным состоянием матричными элементами орбитального момента: первый член даёт вклад ядер, второй — вклад электронов. Очевидно, что вращат. магн. момент намного (в 10^3—10^4 раз) меньше орбитального и спинового магн. моментов.

Энергия взаимодействия магн. момента $\boldsymbol{\mu}$ с внеш. магн. полем $\boldsymbol{H}$, направленным по оси z лабораторной системы координат, даётся ф-лой:

$$H = -\mu_z H_z, \qquad (30)$$

где

$$\mu_z = \sum_{\alpha=a,b,c} \lambda_{z\alpha}\mu_\alpha,$$

$\lambda_{z\alpha}$ — направляющая косинусов компонентов μ_α в гл. осях инерции относительно оси z. Можно показать, что оператор H имеет диагональные матричные элементы в состоянии $|J, m, \Gamma\rangle$ типа симметрии Γ, если тип симметрии JM содержится в симметричном произведении $[\Gamma^2]$, т. е. если

$$\Gamma(M_z) = \Gamma(J \cdot M) \subset [\Gamma^2]. \quad (31)$$

Т. к. M_z всегда относится к полносимметричному типу симметрии и $[\Gamma^2]$ всегда содержит полносимметричный тип, условие (30) фактически не ограничивает класс состояний, в к-рых H имеет диагональные элементы. Т. о., расщепление уровней энергии во внеш. магн. поле (*Зеемана эффект*) происходит для всех М. уже в первом приближении, т. е. наличие линейного по полю эффекта Зеемана ничем не ограничено. Величина линейного зеемановского расщепления для жёсткого асимметричного волчка даётся ф-лой:

$$H^{(1)} = -g_J\mu_\text{я}H_m, \quad (32)$$

где

$$g_J = \frac{1}{J(J+1)}\left(g_{aa}\langle J_a^2\rangle + g_{bb}\langle J_b^2\rangle + g_{cc}\langle J_c^2\rangle\right), \quad (33)$$

ср. значение $\langle J_a^2\rangle$ определяют численно.

Для симметричного волчка

$$g_J = g_{bb} + (g_{aa} - g_{bb})\frac{K^2}{J(J+1)}, \quad (34)$$

а для линейной М. $g_J = g$, т. е. не зависит от J. Обычно расщепления уровней энергии за счёт вращат. эффекта Зеемана малы и для их точного измерения используют магн. поля $\sim (20-50)\cdot 10^3$ Гс. Следует отметить, что в таких сильных полях, вследствие магн. восприимчивости χ, в М. возникает ещё и наведённый магн. момент, к-рый также вносит вклад в зеемановское расщепление.

По величине зеемановского расщепления уровней энергии определяются вращат. g-факторы и компоненты тензора χ, а из них вычисляются электрич. квадрупольные моменты М. по ф-лам:

$$Q_{\alpha\alpha} = -\frac{e}{2M_\text{p}}(2g_{\alpha\alpha}I_\alpha - g_{\beta\beta}I_\beta - g_{\gamma\gamma}I_\gamma) - \frac{2mc^2}{e}(2\chi_{\alpha\alpha} - \chi_{\beta\beta} - \chi_{\gamma\gamma}), \quad (35)$$

где $\alpha\beta\gamma = abc,\ cab,\ bca.$

В вырожденных электронных состояниях зеемановская энергия определяется также ф-лой (32), в к-рой, однако, следует заменить ядерный магнетон $\mu_\text{я}$ на магнетон Бора $\mu_\text{в}$ и учесть, что g-факторы зависят от типа состояния и величины взаимодействия угл. моментов. Напр., в случае Хунда a в П- и Δ-состояниях двухатомной М. электронный магн. момент вдоль оси М. равен:

$$\mu_O = -\mu_\text{в}(\Lambda + g_s\Sigma), \quad (36)$$

а электронный g-фактор

$$g_J = \frac{(|\Lambda + \Sigma|)(\Lambda + g_s\Sigma)}{J(J+1)}. \quad (37)$$

Т. к. $\mu_\text{в}/\mu_\text{я} \sim 10^3$, зеемановские расщепления вращат. уровней энергии вырожденных электронных состояний наблюдаются и точно измеряются уже в полях в неск. десятков Гс. Поэтому методы, основанные на эффекте Зеемана (зеемановская модуляция в микроволновой спектроскопии и лазерный магн. резонанс), используются для изучения радикалов и ионов с открытыми электронными оболочками.

Распределение М. по квантовым состояниям и статистическая сумма. Согласно Максвелла — Больцмана распределению, при тепловом равновесии число М. N_n в состоянии с энергией $\mathscr{E}_n$ и *статистическим весом* g_n пропорц. величине

$$Q_n = g_n\exp(-\mathscr{E}_n/kT).$$

При $T \approx 300$ К ($Tk \approx 200$ см$^{-1}$) подавляющее большинство М. находится в основном электронном состоянии и распределено по вращат. уровням основного колебат. состояния, а их небольшая часть — по уровням НЧ-колебаний (т. е. по уровням с энергией до 500—700 см$^{-1}$). Если М. не содержит ядер с отличным от нуля спином, то величина g_n равна числу состояний с различными магн. квантовыми числами m, т. е. $g_J = 2J + 1$. В случае жёсткого сферич. волчка вращат. уровни вырождены ещё и по квантовому числу K проекции вращательного угл. момента J по одной из осей М. и $g_J = (2J+1)^2$. Если М. содержит ядра X, Y,... с ненулевыми спинами I_X, I_Y, ..., но не содержит тождеств. ядер (напр., HCl, HCN), то статистич. вес содержит множитель $(2I_X+1)(2I_Y+1)$..., одинаковый для всех вращат. уровней, к-рый не влияет на распределение М. по вращат. уровням. Для М., содержащих тождеств. ядра, статистич. веса уровней с различными J, K будут иметь разл. спиновые множители. Напр., отношение спиновых статистич. весов симметричных (J чётное) и антисимметричных (J нечётное) вращат. уровней двухатомной М., состоящей из одинаковых ядер со спином I, равно $(I+1)/I$, если I целое ($I = 1, 2, 3...$), или $I/(I+1)$, если I полуцелое ($I = {}^1/_2, {}^3/_2, ...$); если $I=0$, то антисимметричные уровни отсутствуют.

Полное число М. в данном объёме пропорц. сумме величин Q_n по всем состояниям М., т. е.

$$Q = \sum_n Q_n = \sum_n g_n\exp(-\mathscr{E}_n/kT).$$

Величина Q наз. статистической суммой или суммой по состояниям, через неё могут быть выражены все термодинамич. ф-ции идеального газа, причём учитываются все степени свободы М., включая и её поступат. движение. Если не учитывать взаимодействие между видами внутр. движений М., то величину Q можно представить в виде произведения поступательной (Q_t), вращательной (Q_r), колебательной (Q_v) и электронной (Q_e) статистич. сумм:

$$Q = Q_t \cdot Q_r \cdot Q_v \cdot Q_e.$$

Статистич. сумма поступат. движения М. для объёма газа V и темп-ры T равна

$$Q_t = V(2\pi mkT/h^2)^{3/2}$$

(m — масса М.). Вращат. статистич. сумма для жёсткой двухатомной или линейной многоатомной М. при $hcB \ll kT$ (без учёта ядерных спиновых статистич. весов)

$$Q_r = kT/hcB,$$

для М. типа жёсткого симметричного волчка

$$Q_r \simeq \sqrt{(\pi/AB^2)(kT/hc)^3},$$

а для жёсткого асимметричного волчка

$$Q_r \simeq \sqrt{(\pi/ABC)(kT/hc)^3}$$

(A, B, C — вращат. постоянные). Колебат. статистич. сумма Q_v в гармонич. приближении выражается как произведение величин

$$[1 - \exp(-hc\omega_\text{k}/kT)]^{-g_\text{k}}$$

для каждого нормального колебания с частотой ω_k и кратностью вырождения g_k. Если все возбуждённые электронные состояния М. сильно удалены от основного состояния (что справедливо для большинства устойчивых М.), можно положить $Q_e \approx 1$.

Т. о., если известны частоты нормальных колебаний и вращат. постоянные М., то можно найти полную ста-

тистич. сумму Q, а затем вычислить термодинамич. ф-ции газа. В частности, теплоёмкость C_p одного моля газа при пост. давлении определяется по ф-ле

$$C_p = R + R\frac{d}{dT}\left[T^2\frac{d(\ln Q)}{dT}\right].$$

Лит.: Герцберг Г., Спектры и строение двухатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; его же, Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; его же, Электронные спектры и строение многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1969; его же, Спектры и строение простых свободных радикалов, пер. с англ., М., 1974; Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Вильсон Е., Дешиус Дж., Кросс П., Теория колебательных спектров молекул, пер. с англ., М., 1960; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Gordy W., Cook R. L., Microwave molecular spectra, 3 ed., N. Y., 1984; Wollrab J. E., Rotational spectra and molecular structure, N. Y.— L., 1967; Molecular spectroscopy: modern research, v. 1—3, N. Y. — L., 1972—85; Papoušek D., Aliev M. R., Molecular vibrational/rotational spectra, Prague, 1982; Hirota E., High-resolution spectroscopy of transient molecules, B.— [a. o.], 1985. *М. Р. Алиев.*

МОЛЕ́КУЛЫ в атмосферах и оболочках звёзд. В атмосферах горячих звёзд *спектральных классов* O, B, A и F M. отсутствуют, имеются лишь атомы и ионы. В спектрах менее горячих звёзд спектральных классов G и K с темп-рой поверхности $T \lesssim 6000$ K обнаруживаются следы M. В спектрах холодных красных звёзд с $T \lesssim 3500$ K самой характерной особенностью является наличие сильных молекулярных полос поглощения. В соответствии с этим холодные звёзды подразделяют на 4 спектральных класса M, R, N, S. В видимом диапазоне в спектрах M-звёзд доминируют полосы TiO, у R-звёзд — CN, у N-звёзд — C_2 и у S-звёзд — ZrO. В атмосферах M- и S-звёзд наряду с TiO и ZrO найдены оксиды CO, SiO, VO, ScO, YO, CeO, LaO, а также гидриды магния, кальция, железа, кобальта, никеля и др. Существенно иной молекулярный состав атмосфер R- и N-звёзд, у к-рых кроме CN и C_2 обнаружены CO, CS, SiC, а также M. ацетилена C_2H_2, карбида кремния SiC_2, синильной к-ты HCN и др.

Атмосферы звёзд имеют равновесный молекулярный состав, не зависящий от конкретных хим. реакций, а определяемый только темп-рой, энергиями диссоциации M. ($\mathscr{E}_{дис}$) и содержанием хим. элементов. Молекулярный водород H_2, хотя непосредственно и не наблюдается, является, обычно, доминирующим компонентом атмосферы. По числу атомов при нормальном космич. содержании элементов: [H] ~ 93% и [He] ~7% (см. *Распространённость элементов*). Остальные элементы составляют лишь небольшую примесь, наиб. содержание из них имеют O и/или C, к-рые идут прежде всего на образование CO, поскольку эта M. самая устойчивая ($\mathscr{E}_{дис} = 11{,}1$ эВ). Отношение [O]/[C] играет ключевую роль в формировании молекулярного состава атмосферы.

Звёзды спектральных классов M и S богаты кислородом. У них [O] > [C], и весь углерод связывается в CO, др. молекулы, содержащие C, не образуются. Оставшийся кислород идёт на образование менее устойчивых оксидов, прежде всего SiO ($\mathscr{E}_{дис} = 8{,}2$ эВ), ZrO ($\mathscr{E}_{дис} = 7{,}8$ эВ), если хватает кислорода, то TiO ($\mathscr{E}_{дис} = 7{,}0$ эВ) и т. д. вплоть до радикала OH ($\mathscr{E}_{дис} = 4{,}4$ эВ), к-рый преобразуется в H_2O и забирает весь остаток кислорода. Поэтому оксиды с $\mathscr{E}_{дис} < 4{,}4$ эВ не образуются, а соответствующие элементы дают в осн. гидриды. Различие M- и S-звёзд обусловлено разницей в кол-ве остаточного кислорода ([O] — [C]) и, возможно, повышенным содержанием тяжёлых элементов в S-звёздах.

Звёзды спектр. классов R и N являются углеродными звёздами (иногда их объединяют в один спектр. класс C). У них [C] > [O] и весь кислород захватывается в CO, др. оксиды не образуются. Оставшийся углерод идёт на образование наиб. устойчивых радикалов — CN ($\mathscr{E}_{дис} = 7{,}8$ эВ), CS ($\mathscr{E}_{дис} = 7{,}4$ эВ), C_2 ($\mathscr{E}_{дис} = 6{,}2$ эВ), к-рые затем формируют более сложные органич. M.— C_2H, C_2H_2, HCN, HC_3N и др. Различие R- и N-звёзд обусловлено в основном разницей в содержании азота.

Мн. звёзды спектр. классов M, R, N, S окружены протяжёнными, весьма разреженными и холодными газопылевыми оболочками, образовавшимися в результате истечения вещества из атмосфер звёзд. Молекулярный состав оболочки формируется в верх. слоях атмосферы, а затем «замораживается», т. к. скорости хим. реакций с уменьшением темп-ры и плотности резко падают. Состав оболочки соответствует равновесию при $T \approx 1000$—500 K. При таких темп-рах ряд веществ конденсируется, образуя твёрдые пылинки. ИК-излучение оболочки обусловлено в осн. тепловым излучением пыли, нагреваемой светом центр. звезды. Отд. детали в этом спектре указывают на то, что пылинки в оболочках M- и S-звёзд состоят из силикатов, а в оболочках R- и N- звёзд — из графита, ароматич. углеводородов и, возможно, карбидов.

Радиоастр. наблюдения показали, что атмосферы и оболочки многих M-звёзд являются мощными источниками мазерного излучения в радиолиниях SiO, H_2O и OH (см. *Мазерный эффект* в космосе). В отличие от них R- и N-звёзды не дают такого мазерного излучения, но спектр их радиоизлучения содержит множество эмиссионных линий разнообразных M., не только простых — CO, CN, CS, SiS, но и сложных — SiC_2, C_2H_2, NH_3, HCN, включая органические, напр. ряд цианополиинов HC_3N, HC_5N, HC_7N, HC_9N, $HC_{11}N$ и их фрагментов, возникающих в результате фотодиссоциации исходных молекул C_2H, C_3N, C_4H.

M. являются крайне чувствительными индикаторами физ. условий. Поэтому анализ интенсивностей молекулярных линий и полос в спектрах звёзд и оболочек позволяет получить детальную информацию о хим. и изотопич. составе вещества (рис. 1), о строении звёзд-

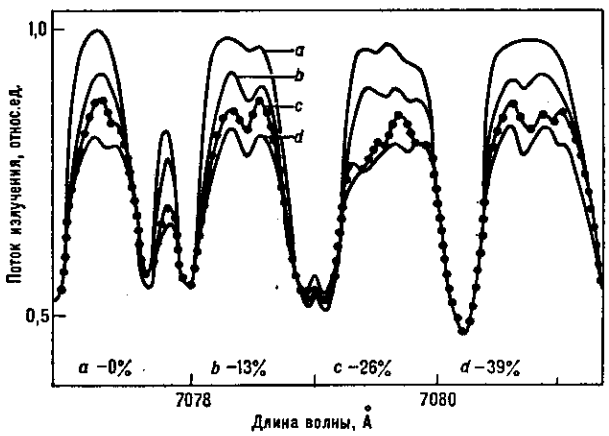


Рис. 1. Полоса поглощения TiO в спектре M-звезды. Относительное содержание редких изотопов титана определяют из сравнения рассчитанных профилей (отмечены буквами) с измеренными (точки).

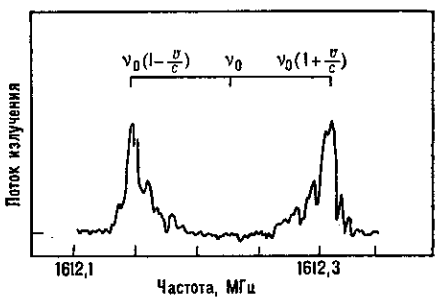


Рис. 2. Профиль линии мазерного излучения OH 1612 МГц, формирующийся в расширяющейся оболочке M-звезды. Скорость расширения оболочки v определяют по величине расщепления линии $\Delta\nu = 2\nu_0 v/c$.

ной атмосферы и оболочки, т. е. о радиальной зависимости плотности, состава и темп-ры газа, о поле его скоростей (рис. 2) и т. п.

Лит.: Шаврина А. В., Методы и результаты количественного анализа молекулярных спектров звезд, К., 1978; Рудницкий Г. М., Молекулы в астрофизике, в кн.: Итоги науки и техники. Исследование космического пространства, т. 20, М., 1983. *Д. А. Варшалович.*

МОЛЕКУЛЫ в межзвёздной среде. Существование М. в межзвёздной среде впервые установлено в 1938—40, когда в оптич. спектрах ряда звёзд были обнаружены узкие линии поглощения, обусловленные межзвёздными радикалами CN, CH и CH^+. Их относительное содержание составляло всего $\sim 10^{-8}$. В соответствии с этим считалось, что в межзвёздной среде встречаются только двухатомные М. и лишь в виде малой примеси. В 1968—70 с развитием радиоастр. методов впервые удалось обнаружить многоатомные М., а именно: М. воды (H_2O), аммиака (NH_3) и формальдегида (H_2CO). Оказалось, что общее кол-во молекулярного газа в межзвёздной среде не меньше, чем атомарного. Были открыты гигантские молекулярные облака, с массой 10^5—10^6 масс Солнца, размером $\sim 10^{20}$ см, к-рые, как выяснилось, играют ключевую роль в процессе *звездообразования* в Галактике.

В межзвёздной среде открыто более 80 видов М. (табл.). Неорганич. соединения представлены в осн.

Межзвёздные молекулы

Число атомов						
2	H_2	CO	SiO	NO	CN	SO	CH
	C_2	CS	SiS	NS	PN	SO^+	CH^+
	OH	HCl	NaCl	KCl	AlCl	AlF	
3	H_2O	HNO	HCN	HNC	OCS		
	H_2S	HCO	HCO^+	HOC^+	HCS^+		
	SO_2	SiC_2	C_2S	C_2H	CH_2		
	H_3^+	N_2H^+	NaOH	O_3			
4	NH_3	H_2CO	HNCO	HCO_2^+			
	C_2H_2	H_2CS	HNCS	$HCNH^+$			
	C_3O	C_3N	C_3S	C_3H			
5	HC_3N	NH_2CN	CH_2NH	CH_2CO			
	HCOOH	SiH_4	CH_4	C_3H_2	C_4H		
6	CH_3CN	CH_3OH	CH_3SH				
	NH_2HCO	C_2H_4	C_5H				
7	HC_5N	CH_2CHCN	C_6H				
	CH_3C_2H	CH_3NH_2	CH_3HCO				
8	CH_3C_3N	$HCOOCH_3$					
9	HC_7N	CH_3C_4H	CH_3OCH_3				
	C_2H_5OH	C_2H_5CH					
10	CH_3C_5N						
11	HC_9N						
13	$HC_{11}N$						

гидридами, оксидами и сульфидами. Наиб. распространённым является молекулярный водород, но молекулы H_2 не имеют удобных для наблюдения линий ни в видимом, ни в радиодиапазоне. Поэтому их содержание оценивается, как правило, косвенными методами. Неожиданно разнообразным оказался ассортимент органич. соединений. В межзвёздной среде обнаружены спирты (метиловый CH_3OH и этиловый C_2H_5OH), альдегиды (формальдегид H_2CO и ацетальдегид CH_3CHO), простые и сложные эфиры (CH_3OCH_3, $HCOOCH_3$), кислоты (HCOOH, HNCO), в т. ч. синильная к-та HCN и её производные CH_3CN, NH_2CN, включая HC_3N и цианополиины HC_5N, HC_7N, HC_9N и $HC_{11}N$ (последняя — наиб. тяжёлая из открытых межзвёздных М.). Кроме М. с насыщенными валентностями в межзвёздной среде обнаружены разнообразные молекулярные фрагменты, свободные радикалы, напр. C_6H, C_4H, C_3N, и молекулярные ионы, такие, как CH^+, N_2H^+, HCO^+, HOC^+, $HCNH^+$. У многих из найденных М. зарегистрированы их изотопно замещённые аналоги, содержащие редкие изотопы. Напр., в случае CO обнаружены 6 разл. вариантов М. с $C^{12,13}$ и $O^{16,17,18}$. Более того, в многоатомных М. наблюдаются независимо М., различающиеся лишь положением изотопно замещённых атомов, напр. $HC^{13}CCN$, $HCC^{13}CN$ и $HCCC^{13}N$.

Радиоастр. наблюдения молекулярных линий стали осн. источником информации о строении и эволюции Галактики, о физ. условиях, существующих в межзвёздной среде, о хим. и изотопич. составе космич. вещества. Измеряя интенсивности молекулярных линий, их ширины, профили и сдвиги, можно определить состав и массу межзвёздного облака, его плотность и темп-ру, внутр. движение газа, магн. поле, прохождение ударных волн и др.

Исследование М. в межзвёздной среде значительно продвинуло решение таких проблем, как происхождение хим. элементов и изотопов, образование звёзд и протопланетных систем, предбиол. эволюция органич. вещества.

Лит.: Варшалович Д. А., Межзвездные молекулы, в кн.: Астрофизика и космическая физика, М., 1982; Рудницкий Г. М., Молекулы в астрофизике, в кн.: Итоги науки и техники. Исследование космического пространства, т. 20, М., 1983. *Д. А. Варшалович.*

МОЛЕКУЛЯРНАЯ АКУСТИКА — раздел физ. акустики, в к-ром структура и свойства вещества и кинетика молекулярных процессов исследуются акустич. методами. Осн. методы М. а.— измерения *скорости звука* и коэф. *поглощения звука* в зависимости от разл. физ. параметров: частоты звуковой волны, темп-ры, давления, магн. поля и др. величин. Исследования, проводимые такими методами, иногда объединяют в особый раздел эксперим. акустики — ультразвуковую или *акустическую спектроскопию*. Методами М. а. можно исследовать газы, жидкости, полимеры, твёрдые тела, плазму. На ранней стадии развития этой области и в нек-рых случаях до сих пор термин «М. а.» применяют лишь к исследованиям молекулярной структуры газов и жидкостей.

М. а. как самостоят. раздел акустики возникла в 30-х гг. 20 в., когда было выяснено, что процессы колебат. релаксации (см. *Релаксация акустическая*) в газах вносят существенный вклад в поглощение звука и приводят к появлению *дисперсии звука*. В дальнейшем было выяснено, что эти процессы играют важную роль при распространении звука не только в газах, но и в жидкостях и в др. веществах. Изучение релаксац. процессов в звуковой волне позволило связать нек-рые свойства вещества на молекулярном уровне, а также кинетич. характеристики молекулярных процессов с такими макроскопич. величинами, как скорость и коэф. поглощения звука.

Скорость звука c определяется структурой среды и взаимодействием между молекулами, поэтому измерения её величины дают сведения о равновесной структуре жидкостей и газов. По скорости звука можно определить адиабатич. сжимаемость вещества, отношение теплоёмкостей, модули упругости твёрдого тела и др. Данные измерения скорости звука позволяют судить о составе газовых и жидких смесей, в т. ч. и растворов. Данные по поглощению звука позволяют определять коэф. сдвиговой и объёмной вязкости, времена релаксации и др. параметры.

В газах по зависимости скорости звука от темп-ры определяют параметры, характеризующие взаимодействие молекул при столкновениях. В жидкостях, вычисляя скорость звука на основании той или иной модели жидкости и сравнивая результаты расчёта с экспериментом, в ряде случаев можно оценить правдоподобность используемой модели и определить энергию взаимодействия между молекулами.

При наличии релаксац. процессов энергия поступат. движения молекул в звуковой волне перераспределяется на внутр. степени свободы, при этом появляется дисперсия скорости звука, а зависимость коэф. поглощения от частоты отклоняется от классич. квадратичного закона: коэф. поглощения звука на длину волны имеет максимум на нек-рой частоте $\omega_p = 1/\tau$, наз.

частотой релаксации. Величина дисперсии скорости звука и значение коэф. поглощения на частоте ω_p зависят от того, какие именно степени свободы возбуждаются под действием звука, а время релаксации τ связано со скоростью обмена энергией между разл. степенями свободы. Измеряя скорость и поглощение звука в зависимости от частоты, можно судить о характере молекулярных процессов и о том, какой из этих процессов вносит осн. вклад в релаксацию. Методы М. а. позволяют исследовать возбуждение колебат. и вращат. степеней свободы в газах и жидкостях, характер столкновений молекул в смесях разл. газов, процесс установления равновесия при хим. реакциях, структурную релаксацию в жидкостях, процессы сдвиговой релаксации в очень вязких жидкостях и полимерах, разл. процессы взаимодействия звука с электронами проводимости, магнонами, фононами и др. элементарными возбуждениями в твёрдых телах (см. *Спин-фононное взаимодействие*, *Акустоэлектронное взаимодействие*). Методы М. а. могут использоваться также для исследования кинетики молекулярных процессов в растворах и смесях, в критич. области при фазовых переходах, в расслаивающихся полимерных системах. Эти методы позволяют исследовать свойства стёкол в твёрдом и жидком состоянии, включая область стеклования. В жидкости с пузырьками газа по характеру зависимостей скорости и поглощения от частоты можно определить размеры пузырьков и концентрацию газовой фазы, в биополимерах — характер межмолекулярных взаимодействий и перестройку молекул биополимеров в растворе.

Область релаксации для жидкостей лежит, как правило, в диапазоне более высоких частот, чем для газов. В очень вязких жидкостях, полимерах и нек-рых др. веществах в поглощение и дисперсию может давать вклад целый набор релаксац. процессов с широким спектром времён релаксации. Изучение влияния темп-ры и давления на частотные зависимости скорости и поглощения звука позволяет разделить вклад разл. релаксац. процессов.

В М. а. для исследований обычно применяется УЗ- и гиперзвуковые волны: в газах — в диапазоне частот 10^4—10^5 Гц, а в жидкостях и твёрдых телах — в диапазоне 10^5—10^{10} Гц. Использование оптич. методов, а именно: измерение смещения и ширины компонент *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния* и определение по ним скорости и коэф. поглощения звука, позволило расширить диапазон применяемых частот вплоть до десятков ГГц.

Методы М. а. могут использоваться также для исследования веществ, в к-рых взаимодействие звука с элементарными возбуждениями не ограничивается простейшими релаксац. процессами. Напр., исследование поглощения звука в металлах и полупроводниках при разл. темп-рах, магн. полях и др. воздействующих факторах позволяет получить информацию о поведении электронов, о структуре *ферми-поверхностей* и об особенностях электрон-фононного взаимодействия. Измерение затухания звука в диэлектриках, напр. в кварце, в зависимости от темп-ры и при разных условиях предварит. обработки позволяет судить о наличии тех или иных примесей или дефектов.

Лит.: Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968; т. 4, ч. А—Б, М., 1969—70; т. 5, 7, М., 1973—74; Такер Дж., Рэмптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984.

А. Л. Полякова.

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ МА́ССА — значение массы молекулы, выраженное в *атомных единицах массы*. Практически М. м. равна сумме масс входящих в неё атомов (см. *Атомная масса*).

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ ОРБИТА́ЛЬ (МО) — одноэлектронная многоцентровая *волновая функция*, описывающая состояние отд. электрона молекулы, движущегося в усреднённом поле остальных электронов и в поле её ядерного остова. МО включает пространственную $\varphi(r)$ и спиновую $\theta(s_z)$ компоненты и часто наз. спин-орбиталью:

$$\varphi(r, s_z) = \varphi(r)\cdot\theta(s_z),$$

где r — вектор, описывающий положение электрона в пространстве, s_z — значение спина электрона. Каждая МО характеризуется своим ср. значением энергии ε_i отд. электрона в состоянии с волновой ф-цией φ_i. Физ. смысл МО состоит в том, что $|\varphi_i|^2$ описывает пространств. распределение электрона с энергией ε_i. Полная электронная энергия молекулы равна сумме энергий электронов на всех занятых МО. Впервые понятие МО введено Р. Малликеном (R. Mulliken, 1932).

Обозначения МО отличны от обозначений атомных орбиталей; так, для двухатомных и линейных молекул при значениях орбитального квантового числа $l = 0, 1, 2,\ldots$ вводят σ-, π-, δ-, ... -орбитали, а если молекула имеет центр симметрии, то символы σ, π, δ, ... помечают индексами g и u (напр., σ_g, π_u, ...). Для нелинейных молекул МО классифицируют по типам симметрии. Напр., МО молекулы H_2O обозначают с помощью неприводимых представлений группы C_{2v}: a_1, a_2, b_1, b_2. Т. к. молекула может иметь неск. МО данного типа, МО обозначают дополнит. коэф. 1, 2, 3,..., указывающими порядок расположения МО по энергиям (МО $2a_1$ лежит выше, чем $1a_1$, и т. д.).

Для нахождения МО применяют один из методов *квантовой химии*. напр. для двухатомных молекул используется метод Х. Хартри — Фока, к-рый позволяет получать числ. значения МО. В общем случае многоатомных молекул с числом N атомов в ней для нахождения МО используют приближение, в к-ром каждая МО φ представляется в виде линейной комбинации атомных орбиталей χ_n (метод МО—ЛКАО) атомов, образующих молекулу, т. е. $\varphi = \sum_{n=1}^{N} C_n\chi_n$ (C_n — коэф. МО φ).

МО, найденные методом Хартри — Фока, могут описывать энергетич. состояния молекулы, в к-рых находится электрон (заполненная МО) и в к-рых отсутствует электрон (вакантная МО); для заполненных МО $\int_V \varphi^*\varphi dV = 1$ (dV — элемент объёма), а для вакантных — $\int_V \varphi^*\varphi dV = 0$.

Представления о МО используются при интерпретации разл. видов электронных молекулярных спектров. При этом учитывают след. приближённые результаты теории МО: энергия ионизации молекулы при удалении электрона с орбитали φ_i есть энергия электрона на этой орбитали — ε_i; энергия сродства к электрону при добавлении электрона на вакантную МО φ_a есть $-\varepsilon_a$; энергия электронного возбуждения, связанная с переходом электрона с заполненной МО φ_i на вакантную МО φ_a, есть $\varepsilon_a - \varepsilon_i$.

МО используют как нулевое приближение для нахождения точных решений адиабатич. нерелятивистского *Шрёдингера уравнения* для молекул. Корреляц. диаграммы МО реагентов и продуктов хим. реакций используют для предсказания реакционной способности хим. соединений.

Лит. см. при ст. *Молекула, Квантовая химия.*

М. Р. Алиев, А. И. Болдырев.

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ РЕФРА́КЦИЯ (R) — связывает электронную поляризуемость $\alpha_{эл}$ вещества (см. *Поляризуемость* атомов, ионов и молекул) с его *преломления показателем* n. В пределах применимости выражений для М. р. она, характеризуя, как и n, способность вещества преломлять свет, отличается от n тем, что практически не зависит от плотности, темп-ры и агрегатного состояния вещества.

Осн. ф-ла М. р. имеет вид

$$R = \frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{M}{\rho} = {}^4/_3\pi N_A\alpha_{эл}, \qquad (*)$$

где M — молекулярная масса вещества, ρ — его плотность, N_A — *Авогадро постоянная*. Ф-ла (*) является эквивалентом *Лоренца — Лоренца формулы* (с теми же ограничениями на применимость), но во мн. случаях более удобна для практич. приложений. Часто М. р. можно представить как сумму «рефракций» атомов или групп атомов, составляющих молекулу сложного вещества, или их связей в такой молекуле. Напр., М. р. предельного углеводорода C_kH_{2k+2} равна $kRC + (2k+2)RH$ (k=1, 2,...). Это важное свойство М. р. — аддитивность — позволяет успешно применять рефрактометрич. методы для исследования структуры соединений, определения дипольных моментов молекул, изучения водородных связей, определения состава смесей и для др. физ.-хим. задач.

Лит.: Волькенштейн М. В., Молекулы и их строение, М.— Л., 1955; Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 3 изд., Л., 1983; см. также лит. при ст. *Лоренца — Лоренца формула*.

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ ФИ́ЗИКА — раздел физики, в к-ром изучаются физ. свойства тел на основе рассмотрения их молекулярного строения. Задачи М. ф. решаются методами физ. статистики, термодинамики и физ. кинетики, они связаны с изучением движения и взаимодействия частиц (атомов, молекул, ионов), составляющих физ. тела.

Первым сформировавшимся разделом М. ф. была кинетич. теория газов. В процессе её развития работами Дж. К. Максвелла (J. K. Maxwell, 1858—60), Л. Больцмана (L. Boltzmann, 1868), Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs, 1871—1902) была создана классич. статистич. физика.

Количеств. представления о взаимодействии молекул (молекулярных силах) начали развиваться в теории *капиллярных явлений*. Классич. работы в этой области А. К. Клеро (A. C. Clairaut, 1743), П. С. Лапласа (P. S. Laplace, 1806), Т. Юнга (Th. Young, 1805), С. Д. Пуассона (S. D. Poisson), К. Ф. Гаусса (C. F. Gauss, 1830—31), Гиббса (1874—78), И. С. Громеки (1879, 1886) и др. положили начало теории поверхностных явлений. *Межмолекулярные взаимодействия* были учтены Й. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals, 1873) при объяснении физ. свойств реальных газов и жидкостей.

В нач. 20 в. М. ф. вступила в новый этап развития. В работах Ж. Б. Перрена (J. B. Perrin) и Т. Сведберга (Th. Svedberg, 1906), М. Смолуховского (M. Smoluchowski) и А. Эйнштейна (1904—06), посвящённых броуновскому движению микрочастиц, были получены доказательства реальности существования молекул. Методами рентг. структурного анализа (а впоследствии методами электронографии и нейтронографии) были изучены структура твёрдых тел и жидкостей и её изменения при фазовых переходах и изменении темп-ры, давления и др. характеристик. Учение о межатомных взаимодействиях на основе представлений квантовой механики получило развитие в работах М. Борна (M. Born), Ф. Лондона (F. London) и В. Гайтлера (W. Heitler), а также П. Дебая (P. Debye). Теория переходов из одного агрегатного состояния в другое, намеченная Ван-дер-Ваальсом и У. Томсоном (W. Thomson) и развитая в работах Гиббса (кон. 19 в.), Л. Д. Ландау и М. Фольмера (M. Volmer, 30-е гг. 20 в.) и их последователей, превратилась в совр. теорию образования *фазы* — важный самостоятельный раздел М. ф. Объединение статистич. методов с совр. представлениями о структуре вещества в работах Я. И. Френкеля, Г. Эйринга (H. Eyring, 1935—36), Дж. Д. Бернала (J. D. Bernal) и др. привело к М. ф. жидких и твёрдых тел.

Круг вопросов, охватываемых М. ф., очень широк. В ней рассматриваются: строение веществ и его изменение под влиянием внеш. факторов (давления, темп-ры, электрич. и магн. полей), явления переноса (диффузия, теплопроводность, вязкость), фазовое равновесие и процессы фазовых переходов (кристаллизация, плавление, испарение, конденсация и др.), критич. состояние вещества, поверхностные явления на границах раздела фаз.

Развитие М. ф. привело к выделению из неё самостоят. разделов: статистич. физики, физ. кинетики, физики твёрдого тела, физ. химии, молекулярной биологии. На основе общих теоретич. представлений М. ф. получили развитие физика металлов, физика полимеров, физика плазмы, кристаллофизика, физико-химия дисперсных систем и поверхностных явлений, теория массо- и теплопереноса, физико-хим. механика. При всём различии объектов и методов исследования здесь сохраняется, однако, гл. идея М. ф. — описание макроскопич. свойств вещества на основе микроскопич. (молекулярной) картины его строения.

Лит.: Кикоин А. К., Кикоин И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976; Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Дерягин Б. В., Чураев Н. В., Муллер В. М., Поверхностные силы, М., 1985. *П. А. Ребиндер, Б. В. Дерягин, Н. В. Чураев.*

МОЛЕКУЛЯ́РНАЯ ЭПИТА́КСИЯ — см. в ст. *Эпитаксия*.

МОЛЕКУЛЯ́РНОЕ ПО́ЛЕ — эффективное магн. поле H^* в магнетике, создаваемое *магнитными моментами* намагниченного вещества:

$$H^* = \lambda M \qquad (1)$$

(M — намагниченность вещества, λ — постоянная М. п.). Соотношение (1) было введено П. Э. Вейсом (P. E. Weiss, 1907) в его теории магнетизма (*ферромагнетизма*); известны также более ранние работы Б. Л. Розинга (1892) в этом направлении.

Введение М. п. соответствует замене парного взаимодействия магн. моментов взаимодействием магн. момента с нек-рым ср. магн. полем, создаваемым остальными моментами. В обобщённом смысле термин «М. п.» (часто употребляется термин «ср. поле») имеет гораздо более широкое значение и используется во мн. разделах совр. физики как простейшее приближение для описания системы взаимодействующих частиц (см. *Среднего поля приближение*).

Для получения осн. ур-ния теории М. п. подставляют H^* в выражение для намагниченности парамагнетика во внеш. магн. поле H:

$$M = Ng\mu_B J B_J(x),\ x = g\mu_B J(H+\lambda M)/kT, \qquad (2)$$

где J — полный момент магн. иона, N — число магн. ионов, μ_B — *магнетон* Бора, g — *Ланде множитель*, $B_J(x)$ — ф-ция Бриллюэна (см. *Ланжевена функция*). Ф-ла (2) представляет собой трансцендентное ур-ние для намагниченности M и имеет нетривиальные решения $M \neq 0$ при $T < T_c$, где T_c — критич. темп-ра, определяющая *Кюри точку* ферромагнетика.

Выше точки Кюри ферромагнетик становится парамагнетиком с магн. восприимчивостью $\chi(T) = M/H$, где M соответствует решению ур-ния (2) при $T \gg T_c$. Согласно *Кюри закону*, для парамагнетиков $\chi = \chi_к = C/T$, где $C = Ng^2\mu_B^2 J(J+1)/3k$ — постоянная Кюри. В теории М. п. $M = \chi_к(H + H^*) = \chi_к(H + \lambda M)$, $M = \chi_к H/(1 - \lambda\chi_к)$, откуда

$$\chi = M/H = \chi_к/(1-\lambda\chi_к) = C/(T-\theta). \qquad (3)$$

Ф-ла (3) выражает *Кюри — Вейса закон* — зависимость магн. восприимчивости парамагнетиков от темп-ры в условиях взаимодействия магн. моментов. Здесь $\theta = \lambda C$ — парамагн. темп-ра Кюри, к-рая, вообще говоря, не совпадает с T_c из-за отклонений χ от закона Кюри — Вейса при приближении к T_c. Величина λ определяется ф-лой

$$\lambda = \theta/C = 3kT_c/\left[Ng^2\mu_B^2 J(J+1)\right]. \qquad (4)$$

Оценку величины М. п. можно получить, сравнивая результаты теоретич. расчётов с эксперим. данными. Для Fe ($T_c \approx 10^3$ К), напр., $\lambda \approx 5000$ и $H^* \approx 5 \cdot 10^6$ Э. Такие большие значения λ и H^* не могут быть объяснены электродинамич. взаимодействием носителей магн. моментов. *Диполь-дипольное взаимодействие* моментов даёт значение $H^* \sim 10^3$ Э, что соответствует $T_c \sim 10^{-1}$ К.

Природа М. п. оставалась непонятой вплоть до создания *квантовой механики*. В. Гейзенберг (W. Heisenberg, 1928) предположил, что поле H^* связано с обменной частью эл.-статич. взаимодействия электронов, зависящей от взаимной ориентации их спинов S:

$$\mathscr{E}_{ij} = -2AS_iS_j, \qquad (5)$$

где $\mathscr{E}_{ij}$ — энергия взаимодействия, A — т. н. обменный интеграл. Существование такого взаимодействия является следствием антисимметрии *волновых функций* электронов, т. е., в конечном счёте, *Паули принципа*.

В приближении, учитывающем взаимодействие только ближайших Z соседей в кристаллич. решётке, усреднение по одному из спинов в (5) ($\overline{S} \sim M$) приводит к выражениям

$$\lambda = 2ZA/Ng^2\mu_б^2, \quad T_c = 2ZS(S+1)A/3, \qquad (6)$$

что даёт правильный порядок величин λ и T_c при значении $A \sim 10^{-13}$ эрг. В дальнейшем гипотеза Гейзенберга развивалась в большом кол-ве работ в рамках модели локализованных (на узлах решётки) спинов (см. *Гейзенберга модель*).

Учёт обменного взаимодействия в теории М. п. для коллективизиров. электронов в металлах был проведён Э. Стонером (E. C. Stoner, см. *Стонера модель*). Л. Неель (L. Néel, 1932) обобщил теорию М. п. на случай неск. *магнитных подрешёток* и рассмотрел термодинамич. свойства *ферримагнетиков* и *антиферромагнетиков*.

Несмотря на грубый характер лежащих в основе теории М. п. приближений, она даёт качественно правильную картину поведения магн. свойств в широком интервале темп-р. Так, вблизи T_c разложением в ряд по $x \ll 1$ ур-ния (2) можно получить (при $H = 0$) соотношение:

$$M(T)/M(0) = [3(1 - T/T_c)]^{1/2}, \qquad (7)$$

к-рое следует также из теории *фазовых переходов* 2-го рода Ландау. Только сравнительно узкая область *критических явлений* лежит вне рамок теории М. п.

Для низких значений T ($x \gg 1$) теория М. п. даёт $M \approx M_0[1 - 2\exp(T/2\theta)]$, что количественно не согласуется с более точным приближением *спиновых волн* $M \approx M_0(1 - \beta T^{3/2})$ (*Блоха закон* трёх вторых, где M_0 — макс. значение M при $T = 0$, β — постоянная для данного в-ва).

Более детальные исследования показывают, что применимость теории М. п. связана с характером взаимодействия между частицами — носителями магн. момента. Для дальнодействующих сил теория даёт более хорошие результаты. Так, в модели Гейзенберга поправки к результатам теории М. п. пропорциональны $1/n$, где n — число соседних частиц, взаимодействие с к-рыми ещё достаточно велико.

В совр. теории магнетизма существуют выходящие за рамки теории М. п. методы, позволяющие учитывать корреляцию между спинами. Эти методы привели к ряду новых результатов в термодинамике магн. свойств твёрдых тел. В частности, учёт флуктуаций даёт возможность получить одновременно как закон Кюри — Вейса, так и низкие (много меньше темп-ры Ферми) величины T_c для *вырожденного газа* электронов в ферромагн. металле, что вызывало существенные трудности в теории Стонера.

Несмотря на появление более точных (но соответственно более сложных) методик, теория М. п. продолжает оставаться одним из осн. методов расчёта магн. свойств систем взаимодействующих частиц.

Лит.: Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978.

Ю. П. Ирхин.

МОЛЕКУЛЯ́РНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ (свободномолекулярное течение) — течение разреженного газа, состоящего из молекул, атомов, ионов или электронов, при к-ром свойства потока существенно зависят от беспорядочного движения частиц, в отличие от течений, где газ рассматривается как сплошная среда. М. т. имеет место при полёте тел в верх. слоях атмосферы, в вакуумных системах и др. При М. т. молекулы (или др. частицы) газа участвуют, с одной стороны, в поступат. движении всего газа в целом, а с другой — двигаются хаотически и независимо друг от друга. Причём в любом рассматриваемом объёме молекулы газа могут иметь самые различные скорости. Поэтому основой теоретич. рассмотрения М. т. является *кинетическая теория газов*. Макроскопич. свойства невязкого, сжимаемого, изоэнтропич. течения удовлетворительно описываются простейшей моделью в виде упругих гладких шаров, к-рые подчиняются максвелловскому закону распределения скоростей (см. *Максвелла распределение*). Для описания вязкого, неизоэнтропич. М. т. необходимо пользоваться более сложной моделью молекул и ф-цией распределения, к-рая несколько отличается от ф-ции распределения Максвелла. М. т. исследуются в *динамике разреженных газов*.

Лит.: Паттерсон Г. Н., Молекулярное течение газов, пер. с англ., М., 1960; Аэродинамика разреженных газов, сб. 1, Л., 1963; Коган М. Н., Динамика разреженного газа, М., 1967.

МОЛЕКУЛЯ́РНОЙ ДИНА́МИКИ МЕ́ТОД — собирательное название неск. численных методов решения разл. физ. задач при помощи моделирования (имитации) движения атомов, молекул, коллоидных и т. п. частиц, составляющих исследуемую систему. Обычно предполагают известными законы взаимодействия между частицами в рамках классич. механики. Численно интегрируя ур-ния механики, можно проследить за движением частиц и, усредняя по времени и по всем частицам, попытаться вывести микро- и макроскопич. характеристики изучаемой системы. При этом обычно исходят из предположения (поддающегося проверке при помощи М. д. м.), что рассматриваемая система является эргодической (см. *Эргодичность*). Реальные модели могут содержать не более неск. млн. частиц; но даже системы, состоящие из неск. десятков или сотен атомов или молекул, представляют интерес. Для описания макроскопич. тел или сред применяют ряд спец. приёмов и методов. М. д. м. особенно полезен при исследовании таких систем (жидкость, плотная плазма и т. д.), в к-рых ср. кинетич. энергия K сравнима с потенц. энергией U. При этом отсутствует малый параметр, позволяющий развить, напр., теорию твёрдых тел ($K/U \ll 1$) и газов ($U/K \ll 1$). В зависимости от размеров системы и времени наблюдения за её эволюцией, а также с точки зрения изучаемых вопросов (стационарные состояния и термодинамика, неравновесные процессы и физ. кинетика и т. п.) все разновидности М. д. м. представляют собой иерархич. структуру — от численных экспериментов динамич. типа до динамич. *Монте-Карло метода*. В отличие от метода Монте-Карло, разработанного для вычисления равновесных величин, М. д. м. позволяет описать приближение системы к состоянию равновесия. Впервые М. д. м. был использован в работах Б. Олдера (B. Alder) и Т. Вайнрайта (Th. Wainwright) в 1957, а также А. Рахмана (A. Rahman) в 1964.

Численное моделирование в М. д. м. С помощью адекватного метода вычислит. математики численно интегрируют ур-ния движения классич. механики для всех частиц системы при заданных потенциалах межчастичных взаимодействий, внеш. полях, связях, начальных и граничных условиях. В простейшем случае одно-

атомной ван-дер-ваальсовой жидкости решают след. ур-ния:

$$dx_i^{(k)}/dt = p_i^{(k)}/m_i,\ dp_i^{(k)}/dt = -\partial U/\partial x_i^{(k)}; \quad (1)$$

$$k = 1, 2, 3;\ i = 1, \ldots, N;\ 0 \leqslant t \leqslant t_{\max}$$

($x_i^{(k)}$ и $p_i^{(k)}$ — k-я координата и импульс i-й молекулы, а

$$U \equiv U\left(x_i^{(k)}\right) = (1/2)\sum_{j \neq i} U_{ij} - \quad (2)$$

потенц. энергия системы N молекул, U_{ij} — потенциал взаимодействия i-й и j-й молекул, зависящий только от расстояния между ними, m_i — масса i-й молекулы, t — время) с нач. условиями

$$x_i^{(k)}(t=0) = x_{i0}^{(k)};\ p_i^{(k)}(t=0) = p_{i0}^{(k)}. \quad (3)$$

Если рассматриваемая система N частиц является частью макроскопич. изотропной системы, то обычно используют периодич. граничные условия, т. е. рассматривают N частиц в ограниченном объёме, к-рый, периодически повторяясь, заполняет всё пространство. При $N \geqslant 3$ и обычно используемых межмолекулярных потенциалах аналитич. решение задачи (1) — (3) невозможно, поэтому вычисляют дискретное отображение фазовой траектории системы через нек-рые, обычно равные промежутки времени Δt (шаг по времени) с помощью численной схемы, связывающей значения координат и импульсов молекул в разл. последовательные моменты времени. Численная схема строится так, чтобы при $\Delta t \to 0$ вычисленные отображения сходились к точным решениям.

Чтобы проследить за движением молекул на промежутке времени $0 \leqslant t \leqslant t_{\max}$, следует задать нач. положения и импульсы частиц (3). По смыслу задачи они обычно не заданы, и их следует выбирать так, чтобы ответ существенно не зависел от привнесённого ими произвола, а средние по времени устанавливались с ростом $t_{\max}$ по возможности быстрее. Т. о., вариации нач. данных и $t_{\max}$ — обязательный элемент М. д. м. Однако никаких строгих правил их выбора нет. В задаче подобного типа обычно оказывается достаточной нач. расстановка частиц в виде правильной решётки, т. к. уже через неск. сотен шагов Δt этот порядок полностью исчезает. Если же нач. скорости взять излишне упорядоченными, то могут возникнуть процессы (типа столкновения пучков), сильно затягивающие переход к термодинамич. равновесию, что требует больших $t_{\max}$. Поэтому нач. скорости задают случайным образом.

Выбор величины шага Δt основан на неск. соображениях: необходимо, чтобы Δt был на неск. порядков меньше периода колебаний атомов τ_0. Более точно Δt подбирают в зависимости от используемой числ. схемы, типа ЭВМ, конкретного вида межмолекулярного потенциала, полной энергии и требуемой точности вычисляемых средних.

Обычно изучают замкнутые системы, в к-рых полная энергия сохраняется, а темп-ру T определяют по ср. кинетич. энергии системы:

$$K = t_{\max}^{-1} \int_0^{t_{\max}} \mathscr{E}_{\text{кин}}(t)dt = 3NkT/2.$$

Даже для небольших N и «хороших» нач. условий величина K существует и устанавливается со скоростью $\sim t_{\max}^{-1/2}$ характерной для эргодич. систем. Распределение по импульсам оказывается биномиальным (из-за ограниченности полной энергии), т. е. лишь при $N \to \infty$ стремится к максвелловскому. Всё это служит основанием для применения понятия темп-ры к системе, подчиняющейся микроканонич. распределению. Введение к.-л. метрики в фазовом пространстве позволяет определить и энтропию такой системы. Вычисление давления основано на применении *вириала теоремы*, требует эргодичности системы и предполагает близость средних по микроканонич. ансамблю к средним по канонич. ансамблю Гиббса, что имеет место при $N \to \infty$.

Такого рода поведение *динамических систем* наз. стохастичностью. Осн. механизм, вызывающий появление стохастичности,— неустойчивость движения, приводящая к расходимости (обычно экспоненциальной) близких фазовых траекторий и явлению перемешивания, к-рое приводит к эргодичности. В М. д. м., к-рый применяют для исследования конденсир. систем, всегда имеют дело с неустойчивостью и стохастичностью. С одной стороны, это оправдывает применение М. д. м. для термодинамич. исследований, а с другой — означает, что точное вычисление траекторий, по-видимому, в принципе невозможно. Однако возможно приближённое вычисление дискретных отображений этих траекторий с наперёд заданной точностью при заданных $t_{\max}$.

При разработке конкретного М. д. м. необходимо обратить внимание на то, как алгоритм передаёт нек-рые важные свойства имитируемой динамич. системы, напр. сохранение интегралов движения. Полная энергия консервативной динамич. системы $\mathscr{E}_{\text{полн}}$ должна сохраняться. Легко построить М. д. м., в к-рых $\mathscr{E}_{\text{полн}}$ сохраняется автоматически. Однако обычные алгоритмы интегрирования дифференц. ур-ний приводят к зависимости $\mathscr{E}_{\text{полн}}(t, \Delta t)$, к-рая служит для грубого контроля за правильностью вычислений. Несохранение $\mathscr{E}_{\text{полн}}$ свидетельствует либо об ошибке в выборе Δt, либо о непригодности численной схемы. В нестационарных задачах М. д. м. этот критерий вообще бесполезен. Если в рассматриваемой системе интегралом движения является импульс, то М. д. м. обычно автоматически сохраняет эту величину, т. к. при вычислении межмолекулярных сил явно используется третий закон Ньютона.

Др. важное свойство траекторий динамич. систем— обратимость во времени — также может быть выполнено автоматически в М. д. м. Т. о., легко убедиться, что в М. д. м. проблемы стохастичности динамич. систем и обратимости ур-ний механики во времени никак не связаны между собой. Описанный метод замкнут, ибо его основания и результаты можно проверить внутр. образом, в рамках самого этого подхода.

Другие М. д. м. Объект исследования М. д. м.— движение всех частиц системы. Во мн. случаях интерес представляет движение лишь нек-рых сортов частиц (напр., в растворах полимеров, в коллоидных растворах). Эту задачу решает разновидность М. д. м.— броуновская (ланжевеновская) динамика. Суть этого метода состоит в численном интегрировании системы *Ланжевена уравнений*, описывающих движение взаимодействующих броуновских частиц и моделирующих взаимодействие броуновских частиц с окружающей средой (напр., с растворителем). Эти ур-ния отличаются от ур-ний Ньютона тем, что их правая часть содержит случайную силу со спектром белого шума и силу трения, пропорциональную скорости частицы. Случайные силы и компоненты тензора трения можно детально изучить с помощью М. д. м., описанного ранее. Т. о., оба М. д. м., применяемые вместе, составляют замкнутый аппарат.

Следующая разновидность М. д. м. основана на изучении динамики ф-ций распределения координат и импульсов, а не отд. частиц. Это динамич. методы Монте-Карло, суть к-рых состоит в численном интегрировании *кинетических уравнений Больцмана* (Ландау, Власова, Фоккера — Планка, Колмогорова, Смолуховского), основного кинетич. ур-ния, стохастич. ур-ния Лиувилля и т. д. Кинетич. коэффициенты и нек-рые важные свойства ф-ций распределения можно получить при помощи описанного выше М. д. м.

Применения М. д. м. Большое число работ посвящено изучению жидкости, в частности модели из твёрдых шаров. Удалось обнаружить фазовый переход типа

плавления и получить оценки скорости перемешивания. М. д. м. применяют, в частности, для исследования простых ван-дер-ваальсовых жидкостей. Были определены ур-ние состояния, бинарные и тернарные ф-ции распределения, разл. сведения о микроструктуре, коэф. переноса, получено хорошее согласие с экспериментом. Исследованы ван-дер-ваальсовы одноатомные жидкости и газы в тонких слоях и вблизи адсорбирующих стенок. Смоделированы нек-рые фазовые переходы, адсорбция, образование кластеров и т. д. С помощью разл. модификаций М. д. м. исследовали жидкие металлы для выяснения их структурных и динамич. (транспортных) свойств, а также ур-ний состояний и нек-рых свойств поверхностей металлов. М. д. м. применяют для изучения взаимодействия молекулярных и атомных пучков с поверхностями разл. природы и радиац. повреждений твёрдых тел. М. д. м. позволил исследовать динамику отд. полимерных цепей, растворов и расплавов полимеров, его используют также для исследования биополимеров (белков и нуклеиновых к-т), воды, водных растворов и адсорбции воды, для описания классич. стадии хим. реакций и коагуляции коллоидов, расчёта вязкости в потоке и др.

Лит.: Вычислительные методы в физике атомных и молекулярных столкновений, пер. с англ., М., 1974; Крокстон К., Физика жидкого состояния, пер. с англ., М., 1978; Федосеев Д. В., Чужко Р. К., Гривцов А. Г., Гетерогенная кристаллизация из газовой фазы. Вопросы кинетики и численного моделирования, М., 1978; Лагарьков А. Н., Сергеев В. М., Метод молекулярной динамики в статистической физике, «УФН», 1978, т. 125, с. 409; Моделирование на ЭВМ дефектов в кристаллах, Л., 1979; Бёрд Г., Молекулярная газовая динамика, пер. с англ., М., 1981; Полухин В. А., Ухин В. Ф., Дзугутов М. М., Компьютерное моделирование динамики и структуры жидких металлов, М., 1981; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Лихтенберг А., Либерман М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1984; Хокни Р., Иствуд Дж., Численное моделирование методом частиц, пер. с англ., М., 1987.

А. Г. Гривцов.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ И АТОМНЫЕ ПУЧКИ — направленные потоки молекул или атомов, движущихся в вакууме практически без столкновений друг с другом и с молекулами остаточных газов. М. и а. п. позволяют изучать свойства отд. частиц, пренебрегая эффектами, обусловленными столкновениями, кроме тех случаев, когда сами столкновения являются объектом исследований. Первый эксперимент с атомным пучком был осуществлён в 1911 Л. Дюнуайе (L. Dunoyer), к-рый продемонстрировал прямолинейный пролёт в вакууме атомов Na. В дальнейшем эксперименты были продолжены в 1929 О. Штерном (O. Stern), к-рый использовал М. и а. п. для измерения скорости молекул и эфф. сечений их соударений друг с другом, а также для исследования явлений, обусловленных электронными спинами и магн. моментами ядер. В 1937 И. Раби (I. Rabi) использовал М. и а. п. в изобретённом им резонансном методе измерения магн. моментов ядер, к-рый в дальнейшем стал одним из осн. методов *радиоспектроскопии*, позволившим измерить с большой точностью фундам. характеристики молекул, атомов и атомных ядер [Н. Рамзей (N. F. Ramsey) и др.].

Источник, в к-ром формируются М. и а. п., представляет собой камеру, соединённую с высоковакуумным объёмом (камера взаимодействия) при помощи отверстия в тонкой стенке (или узкого капилляра в толстой стенке). Исследуемые частицы вводятся в источник в виде газа или пара при давлении неск. мм рт. ст. Для формирования М. и а. п. давление газа в источнике должно быть достаточно малым, чтобы ср. длина l свободного пробега частиц внутри источника была равна или несколько больше диаметра соединит. отверстия. В этом случае частицы вылетают из источника независимо друг от друга. Для капилляра длина l должна быть соизмерима также с длиной капилляра. Рост l за счёт уменьшения давления в источнике уменьшает интенсивность М. и а. п., не улучшая их свойств. Для увеличения интенсивности пучков применяют источники с неск. отверстиями или капиллярами, расстояние между к-рыми должно быть несколько больше их диаметра.

Соударения с частицами остаточного газа разрушают М. и а. п. тем быстрее, чем хуже вакуум. Длина М. и а. п. в идеальном вакууме была бы чрезвычайно велика, т. е. возможны были бы только соударения «догона». Для получения в камере взаимодействия предельно достижимого вакуума её отделяют от камеры источника ещё одной — буферной камерой, откачиваемой высоковакуумным насосом. Если давление паров исследуемого вещества при комнатной темп-ре недостаточно велико, его вводят в камеру в форме твёрдых (жидких) образцов и нагревают камеру до темп-ры, обеспечивающей нужное давление.

Взаимодействие частиц. Метод М. и а. п. даёт возможность изучать акт столкновения между двумя частицами в отличие от хим. и газодинамич. методов, в к-рых из-за множеств. столкновений частиц друг с другом наблюдаются лишь усреднённые эффекты. В нек-рых экспериментах измеряются эфф. сечения упругих и неупругих соударений частиц, движущихся под разными углами и с разными скоростями. В др. экспериментах наблюдаются хим. реакции между частицами и изучается угл. и энергетич. распределение продуктов реакции [Лестер (Lester), 1971; Дж. Росс (J. S. Ross), 1966; Р. Дж. Гордон (R. J. Gordon) и др., 1971]. Типичный эксперимент 2-го типа показан на рис. 1.

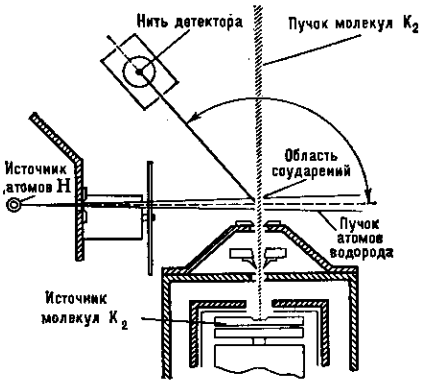


Рис. 1. Схема установки для исследования химических реакций.

Атомы водорода вылетают из источника в камеру, где сталкиваются и вступают в хим. реакцию с двухатомными молекулами щелочного металла, напр. K_2. Угл. распределение продуктов реакции измеряется с помощью детекторов с *поверхностной ионизацией* (горячие нити Pt и W). Т. к. вольфрамовый детектор одинаково чувствителен к частицам K_2 и KOH, а платиновый — менее чувствителен к KOH, то, комбинируя оба детектора, можно различать эти молекулы. Иногда М. и а. п. предварительно поляризуют или, наоборот, измеряют появляющуюся поляризацию. В нек-рых экспериментах исследуется возбуждение колебат. уровней энергии у продуктов реакции.

Резонансные эксперименты (метод Раби). Частицы, вылетая из источника в вакуум (давление $p \leqslant 1{,}33 \cdot 10^{-5}$ Па или 10^{-7} мм рт. ст.), пролетают через неоднородное магн. поле, создаваемое магнитом A (рис. 2), к-рое по-разному искривляет их траектории в зависимости от взаимодействия их магн. моментов с неоднородным магн. полем и от их скорости. Далее частицы пролетают через однородное магн. поле, создаваемое магнитом C. В этом поле расположена диафрагма, ограничивающая пучок, и устройство, формирующее эл.-магн. поле, частота к-рого ω_p может настраиваться на частоту исследуемого энергетич. перехода:

$$\omega = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/\hbar,$$

где $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$ — энергии частицы в двух состояниях. Неоднородное поле магнита B, противоположное по направлению полю A, но подобное ему по структуре,

разделяет проходящие через него М. и а. п. так, что частицы, испытавшие энергетич. переход $\mathscr{E}_1 \to \mathscr{E}_2$ в эл.-магн. поле, действующем на них в зазоре магнита C, фокусируются на детектор Д и регистрируются, а

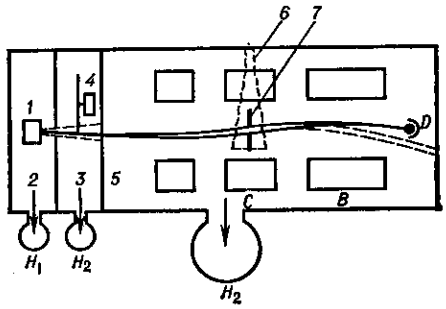


Рис. 2. Схема установки для исследования пучков в радиодиапазоне: *1* — источник пучка; *2* — камера источника; *3* — буферная камера; *4* — прерыватель пучка; *5* — камера взаимодействия; *6* — двухпроводная линия; *7* — диафрагма; Д — детектор пучка. H_1 — форвакуумный насос, H_2 и H_3 — высоковакуумные насосы.

частицы, не испытавшие перехода, отклоняются в стороны и не попадают на детектор. При $\omega_p = \omega$ интенсивность I, регистрируемая детектором, имеет максимум. По величине ω определяют уровни энергии молекул.

Для детектирования частиц иногда применяют *масс-спектрометр*, а для увеличения чувствительности обычно используют прерыватель (модулятор) пучка, помещая его в буферной камере установки на пути пучка в гл. камеру, при этом сигнал от детектора пропускают через синхронный усилитель. Для увеличения интенсивности сигнала I вместо двухполюсных магнитов A и B применяют шестиполюсные.

Если резонансная частота ω соответствует радиодиапазону, то эл.-магн. поле в зазоре магнита C возбуждают при помощи двухпроводной линии, закороченной на конце. Открытые концы линии соединяют с генератором. Пучок пропускают сквозь пучность магн. поля стоячей волны на расстояние $^1/_2$ длины волны этого поля от закороченного конца линии.

Для наблюдения переходов, резонансная энергия к-рых лежит в диапазоне СВЧ, вместо двухпроводной линии применяют *объёмный резонатор*. М. и а. п. пропускают через отверстия в противоположных стенках резонатора, расположенных так, что частицы пролетают сквозь пучность магн. компоненты СВЧ-поля. Спектральные линии наблюдают периодически, изменяя частоту эл.-магн. поля ω по «пилообразному» закону (рис. 3).

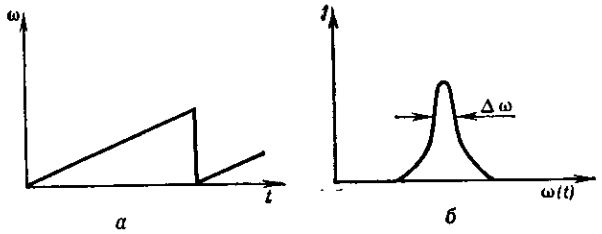


Рис. 3. Кривая модуляции частоты ВЧ-поля и форма спектральной линии: *а* — напряжённость магнитной составляющей поля H в относительных единицах; *б* — интенсивность спектральной линии в относительных единицах; t — время; ω — частота; Δω — ширина спектральной линии.

Ширина спектральных линий Δω определяется временем взаимодействия частиц пучка с эл.-магн. полем, т. е. временем их пролёта сквозь пространство, в к-ром действует поле, а также однородностью магн. поля C в области взаимодействия. Одноврем. достижение оптимума по этим параметрам затруднительно, однако уменьшение Δω необходимо для достижения достаточно высокой разрешающей способности установки. Уменьшения Δω достиг Н. Рамзей, введя в установку П-образный резонатор (рис. 4). М. и а. п. пропускают

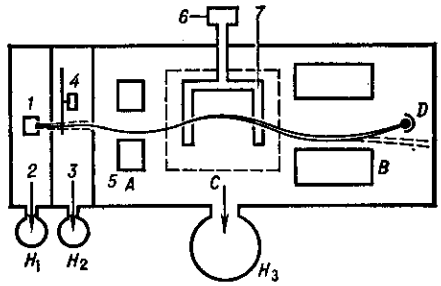


Рис. 4. Схема установки для исследования пучков в диапазоне СВЧ: *1* — источник пучка; *2* — камера источника; *3* — буферная камера; *4* — прерыватель пучка; *5* — камера взаимодействия; *6* — генератор СВЧ; *7* — П-образный резонатор. H_1 — форвакуумный насос, H_2 и H_3 — высоковакуумные насосы.

сквозь пучности магн. поля резонатора через отверстия вблизи его концов, создавая таким образом две раздельные области взаимодействия пучка с эл.-магн. полем. При этом высокая степень однородности поля C должна быть обеспечена только в малых областях взаимодействия. Спектральные линии, наблюдаемые при этом, возникают как результат наложения двух широких спектральных линий, формируемых в областях взаимодействия (рис. 5). Широкий «пьедестал» (пунктир)

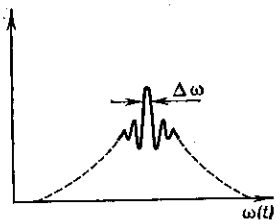


Рис. 5. Спектральная линия в П-образном резонаторе. Интенсивность спектральной линии I дана в относительных единицах; Δω — ширина спектрального пика.

соответствует времени пролёта частиц пучка через каждую из областей взаимодействия. Узкие линии в ср. части рисунка возникают в результате разности фаз поля за время пролёта частиц между областями взаимодействия. Ширина центр. пика определяется полным временем пролёта частиц через области взаимодействия и между ними.

Дальнейшего уменьшения Δω можно добиться, увеличивая время взаимодействия частиц с эл.-магн. полем, отбором медленных частиц. Однако доля таких частиц в М. и а. п., порождённых источником, находящимся в тепловом равновесии, мала. Эфф. способом уменьшения скорости является сочетание метода М. и а. п. с оптич. ориентацией ядер [А. Кастлер, (A. Kastler), 1950; см. *Ориентированные ядра*]. Возможности комбинир. методов расширились после появления лазеров. Стало возможным получение интенсивных медленных М. и а. п., лазерное охлаждение, исследования спектров единичных атомов и молекул, основанные на взаимодействии М. и а. п. с излучением лазеров, в частности «пленение» отд. атомов и молекул эл.-магн. полем и их длит. хранение в изолир. состоянии.

Метод параэлектрического резонанса аналогичен методу магн. резонанса, за исключением того, что изменения траектории частиц обусловлены взаимодействием электрич. моментов молекул с неоднородными электрич. полями, а квантовые переходы между ними вызваны колебаниями электрич. поля в резонаторе. Интенсивность пучка может быть увеличена за счёт использования четырёхполюсных или шестиполюсных электродов, создающих пространств. фокусировку пучка. Применяется также сочетание обоих методов; напр., однород-

ное постоянное электрич. поле используют в экспериментах с магн. резонансом, а однородное магн. поле в опытах с параэлектрич. резонансом [К. Мак-Адан, (K. McAdan), Н. Рамзей и др., 1972].

Эксперименты с магн. и параэлектрич. резонансами в М. и а. п., в т. ч. с применением лазеров, дали большое кол-во информации о строении молекул, атомов и атомных ядер. Этим методом были измерены спины ядер, магн. и электрич. квадрупольные моменты стабильных и радиоакт. ядер (см. *Квадрупольный момент ядра*). В частности, был обнаружен электрич. квадрупольный момент дейтрона, что впервые указало на существование тензорных сил между элементарными частицами. Была измерена (с высокой точностью) тонкая структура атомных спектров, в результате чего в экспериментах с атомарным водородом открыт *лэмбовский сдвиг*, послуживший источником серии открытий в *квантовой электродинамике*. С М. и а. п. были осуществлены измерения пост. тонкой структуры и получено пока единств. доказательство существования у ядер электрич. октупольных моментов. Резонансные эксперименты с М. и а. п. позволили измерить вращательные магн. моменты и электрич. дипольные моменты молекул, энергию взаимодействия ядерных магн. моментов с вращательными магн. моментами молекул, зависимость электрич. и магн. свойств от ориентации молекул, определить квадрупольные моменты молекул, энергию межъядерных взаимодействий и т. д. Частота колебаний, соответствующая линиям сверхтонкой структуры магн. резонанса в М. и а. п., является основой для определения секунды в пассивных стандартах частоты (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Возможность пространств. фокусировки М. и а. п., содержащих частицы в определённых энергетич. состояниях при помощи неоднородных электрич. или магн. полей, позволила использовать М. и а. п. для накопления частиц в состояниях с более высокой энергией (т. е. для создания *инверсии населённостей*), что необходимо для осуществления мазера. Первый мазер был осуществлён на пучке молекул аммиака (см. *Молекулярный генератор*). Мазер на пучке атомов водорода широко использовался как для исследования атома водорода, так и для создания активного квантового стандарта частоты (см. *Водородный генератор*).

Лит.: Смит К. Ф., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1959; Kusch P., Hughes V. W., Atomic and molecular beam spectroscopy, в кн.: Handbuch der Physik, hrsg. von S. Flügge, Bd 37, Tl 1, B.— [u. a.], 1959; Рамзей Н., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1960; English T. C., Zorn J. C., Molecular beam spectroscopy, в кн.: Methods of experimental physics, v. 3, pt B, 2 ed., N.Y. — L., 1974; Летохов В. С., Лазерная фотоионизационная спектроскопия, М., 1987.

Н. Ф. Рамзей, М. Е. Жаботинский.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы, образованные молекулами, связанными силами *межмолекулярного взаимодействия*. Это гл. обр. ван-дер-ваальсовы силы и *водородная связь*. Внутри молекул атомы соединены более прочными *ковалентными связями*, поэтому плавление, возгонка и полиморфные переходы в М. к. происходят без нарушения целостности молекул.

К М. к. относятся *квазидвумерные соединения* (слоистые) и *квазиодномерные соединения* (цепочечные), где слои и цепочки связаны силами Ван-дер-Ваальса. М. к. образуют комплексные и элементоорганич. соединения (рис. 1, *а*, *б*), бинарные соединения (H_2O, CO_2, HC и др.). В форме М. к. могут существовать нек-рые простые вещества (H_2, O_2, N_2, галогены).

Строение М. к. определяется принципом макс. заполнения пространства, симметрией *молекул* и их укладки. Укладку определяют ван-дер-ваальсовы силы (энергия связи ~ 1—3 ккал/моль). Макс. заполнение пространства молекулами произвольной формы достигается выделением отд. слоёв. Молекулы в слоях могут располагаться параллельными и антипараллельными рядами или «ёлочкой» (рис. 2). При этом обычно достигается *координационное число* 12 или 14 (реже 8, 10, 16 и др.). Молекулы располагаются так, что выступы одних молекул (обычно атомы Н) входят в углубления или промежутки соседних. Это способствует возникновению в М. к. скользящих плоскостей или винтовых осей (плоскости симметрии встречаются редко, см. *Симметрия кристаллов*). Существуют определ. соотношения между симметрией молекул и М. к.

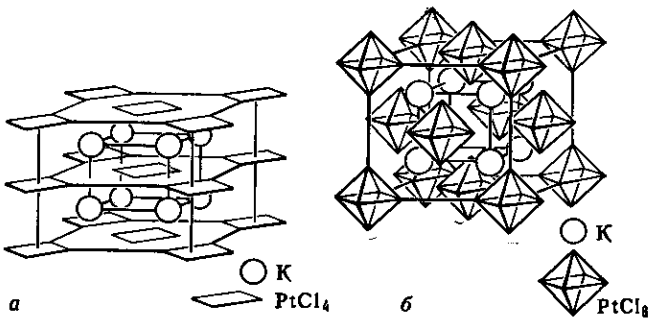


Рис. 1. Структура комплексных соединений, в которых центральный атом Pt образует октаэдрические K_2PtCl_4 (*а*) и квадратные K_2PtCl_6 (*б*) комплексы.

Симметрия молекул и молекулярных кристаллов

Точечная симметрия молекулы	1	$\bar{1}$	2	m	mm	mmm	222
Симметрия расположения	1	$\bar{1}$	1; 2	1; m	1; 2; m	$\bar{1}$	1; 2

Чаще всего М. к. имеет моноклинную, ромбоэдрич. или триклинную структуру; реже более высокосимметричную — тетрагональную, гексагональную и кубическую.

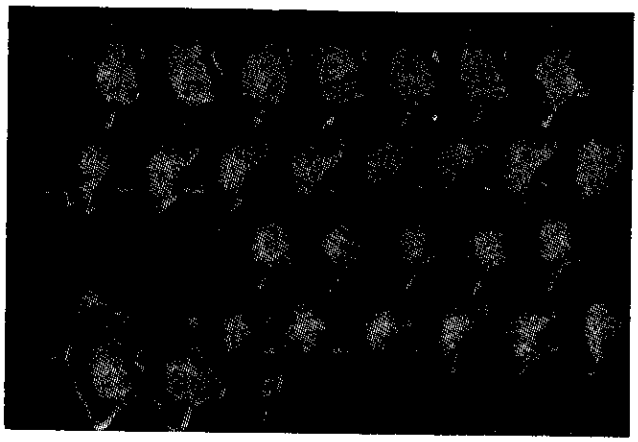


Рис. 2. Укладка слоёв органических молекул.

М. к. с водородными связями образуются молекулами H_2O (лёд), спиртов, карбоновых к-т, а также большинством молекул биол. происхождения (см. *Биологический кристалл*). Водородная связь — направленная, требование плотной упаковки молекул приводит к сближению выступов (Н) одной молекулы с выступами другой (О, N). Отсюда, если молекулы обладают центром симметрии и двойной осью симметрии, то эти же элементы симметрии появляются у М. к. В случае асимметричных молекул в М. к. можно ожидать появления винтовых осей.

Для М. к. характерны низкие темп-ры плавления, большие коэф. теплового расширения и сжимаемость, малая твёрдость. Большинство М. к. при комнатной темп-ре — *диэлектрики*, но у нек-рых (органич. красители) наблюдаются полупроводниковые свойства.

Лит.: Китайгородский А. И., Молекулярные кристаллы, М., 1971; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979, гл. 2; Зоркий П. М., Симметрия молекул и кристаллических структур, М., 1986.

Б. К. Вайнштейн.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ — спектры поглощения, испускания или рассеяния, возникающие при *квантовых переходах* молекул из одного энергетич. состояния в другое. М. с. определяются составом молекулы, её структурой, характером хим. связи и взаимодействием с внеш. полями (и, следовательно, с окружающими её атомами и молекулами). Наиб. характерными получаются М. с. разреженных молекулярных газов, когда отсутствует *уширение спектральных линий* давлением: такой спектр состоит из узких линий с доплеровской шириной.

В соответствии с тремя системами уровней энергии в молекуле — электронной, колебательной и вращательной (рис. 1), М. с. состоят из совокупности электронных, колебат. и вращат. спектров и лежат в широком диапазоне эл.-магн. волн — от радиочастот до рентг. области спектра. Частоты переходов между вращат. уровнями энергии обычно попадают в микроволновую область (в шкале волновых чисел 0,03—30 $см^{-1}$), частоты переходов между колебат. уровнями — в ИК-область (400—10 000 $см^{-1}$), а частоты переходов между электронными уровнями — в видимую и УФ-области спектра. Это разделение условное, т. к. часто вращат. переходы попадают и в ИК-область, колебат. переходы — в видимую область, а электронные переходы — в ИК-область. Обычно электронные переходы сопровождаются и изменением колебат. энергии молекулы, а при колебат. переходах изменяется и вращат. энергия. Поэтому чаще всего электронный спектр представляет собой системы электронно-колебат. полос, причём при высоком разрешении спектральной аппаратуры обнаруживается их вращат. структура. Интенсивность линий и полос в М. с. определяется вероятностью соответствующего квантового перехода. Наиб. интенсивные линии соответствуют переходу, разрешённому *отбора правилами*. К М. с. относят также оже-спектры и рентг. спектры молекул (в статье не рассматриваются; см. *Оже-эффект*, *Оже-спектроскопия*, *Рентгеновские спектры*, *Рентгеновская спектроскопия*).

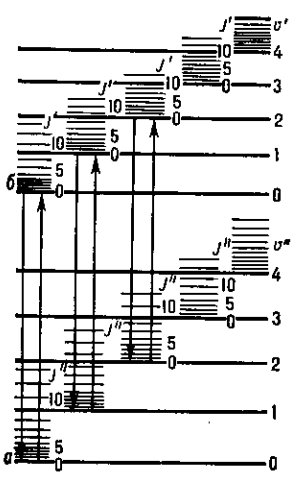


Рис. 1. Схема уровней энергии двухатомной молекулы: *а* и *б* — электронные уровни; *v'* и *v''* — колебательные квантовые числа; *J'* и *J''* — вращательные квантовые числа.

Электронные спектры. Чисто электронные М. с. возникают при изменении электронной энергии молекул, если при этом не меняются колебат. и вращат. энергии. Электронные М. с. наблюдаются как в поглощении (спектры поглощения), так и в испускании (спектры люминесценции). При электронных переходах обычно изменяется электрич. дипольный момент молекулы. Электрич. дипольный переход между электронными состояниями молекулы типа симметрии Γ' и Γ'' (см. *Симметрия молекул*) разрешён, если прямое произведение $\Gamma' \times \Gamma''$ содержит тип симметрии, по крайней мере одной из компонент вектора дипольного момента $\boldsymbol{d}$. В спектрах поглощения обычно наблюдают переходы из основного (полносимметричного) электронного состояния в возбуждённые электронные состояния. Очевидно, что для осуществления такого перехода типы симметрии возбуждённого состояния и дипольного момента должны совпадать. Т. к. электрич. дипольный момент не зависит от спина, то при электронном переходе спин должен сохраняться, т. е. разрешены только переходы между состояниями с одинаковой мультиплетностью (интеркомбинац. запрет). Это правило, однако, нарушается для молекул с сильным спин-орбитальным взаимодействием, что приводит к *интеркомбинационным квантовым переходам*. В результате таких переходов возникают, напр., спектры фосфоресценции, к-рые соответствуют переходам из возбуждённого триплетного состояния в осн. синглетное состояние.

Молекулы в разл. электронных состояниях часто имеют разную геом. симметрию. В таких случаях условие $\Gamma' \times \Gamma'' \subset \Gamma_d$ должно выполняться для точечной группы низкосимметричной конфигурации. Однако при использовании перестановочно-инверсионной (ПИ) группы такая проблема не возникает, т. к. ПИ группа для всех состояний может быть выбрана одинаковой.

Для линейных молекул симметрии C_{xy} тип симметрии дипольного момента $\Gamma_d = \Sigma^+(d_z) + \Pi(d_x, d_y)$, поэтому для них разрешены только переходы $\Sigma^+ — \Sigma^+$, $\Sigma^- — \Sigma^-$, $\Pi — \Pi$ и т. д. с дипольным моментом перехода, направленным по оси молекулы, и переходы $\Sigma^+ — \Pi$, $\Pi — \Delta$ и т. д. с моментом перехода, направленным перпендикулярно оси молекулы (обозначения состояний см. в ст. *Молекула*).

Вероятность B электрич. дипольного перехода с электронного уровня m на электронный уровень n, просуммированная по всем колебательно-вращат. уровням электронного уровня m, определяется ф-лой:

$$B_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h^2\epsilon} |M_{mn}|^2, \qquad (1)$$

где

$$M_{mn} = \int_{en} \psi^*_{en}\, d\psi_{em} d\tau_e = \langle \psi_{em} | \boldsymbol{d} | \psi_{en} \rangle — \qquad (2)$$

матричный элемент дипольного момента для перехода $n — m$, ψ_{en} и ψ_{em} — волновые ф-ции электронов. Интегральный коэф. поглощения, к-рый можно измерить экспериментально, определяется выражением

$$\int_\nu K_\nu d\nu = N_m B_{mn} h\nu_{nm} = \frac{8\pi^3}{3hc} N_m \nu_{nm} |M_{mn}|^2, \qquad (3)$$

где N_m — число молекул в нач. состоянии m, ν_{nm} — частота перехода $m \to n$. Часто электронные переходы характеризуются силой осциллятора

$$f_{nm} = \frac{m_e h c^2 \nu_{nm}}{\pi e^2} B_{mn}, \qquad (4)$$

где e и m_e — заряд и масса электрона. Для интенсивных переходов $f_{nm} \sim 1$. Из (1) и (4) определяется ср. время жизни возбуждённого состояния:

$$\tau_n = \frac{1}{8\pi h c \nu^3_{nm} B_{mn}}. \qquad (5)$$

Эти ф-лы справедливы также и для колебат. и вращат. переходов (в этом случае следует переопределить матричные элементы дипольного момента). Для разрешённых электронных переходов обычно коэф. поглощения на неск. порядков больше, чем для колебат. и вращат. переходов. Иногда коэф. поглощения достигает величины $\sim 10^3 — 10^4$ $см^{-1}$ $атм^{-1}$, т. е. электронные полосы наблюдаются при очень низких давлениях ($\sim 10^{-3} — 10^{-4}$ мм рт. ст.) и малых толщинах ($\sim 10 — 100$ см) слоя вещества.

Колебательные спектры наблюдаются при изменении колебат. энергии (электронная и вращат. энергии при этом не должны меняться). Нормальные колебания молекул обычно представляют как набор невзаимодействующих гармонич. осцилляторов. Если ограничиться только линейными членами разложения дипольного момента $\boldsymbol{d}$ (в случае спектров поглощения) или поляризуемости α (в случае комбинац. рассеяния) по нормальным координатам Q_k, то разрешёнными колебат. переходами считаются только переходы с изменением одного из квантовых чисел v_k на единицу. Таким переходам соответствуют осн. колебат. полосы, они в колебат. спектрах наиб. интенсивны.

Осн. колебат. полосы линейной многоатомной молекулы, соответствующие переходам из осн. колебат. состояния, могут быть двух типов: параллельные (||) полосы, соответствующие переходам с дипольным моментом перехода, направленным по оси молекулы, и перпендикулярные (⊥) полосы, отвечающие переходам с дипольным моментом перехода, перпендикулярным оси молекулы. Параллельная полоса состоит только из R- и P-ветвей, а в перпендикулярной полосе разрешена также и Q-ветвь (рис. 2). Спектр осн. полос поглощения молекулы типа симметричного волчка также состоит из || и ⊥ полос, но вращат. структура этих полос (см. ниже) более сложная; Q-ветвь в || полосе также не разрешена. Разрешённые колебат. полосы обозначают ν_k. Интенсивность полосы ν_k зависит от квадрата производной $(\partial d/\partial Q_k)^2$ или $(\partial\alpha/\partial Q_k)^2$. Если полоса соответствует переходу из возбуждённого состояния на более высокое, то её наз. горячей.

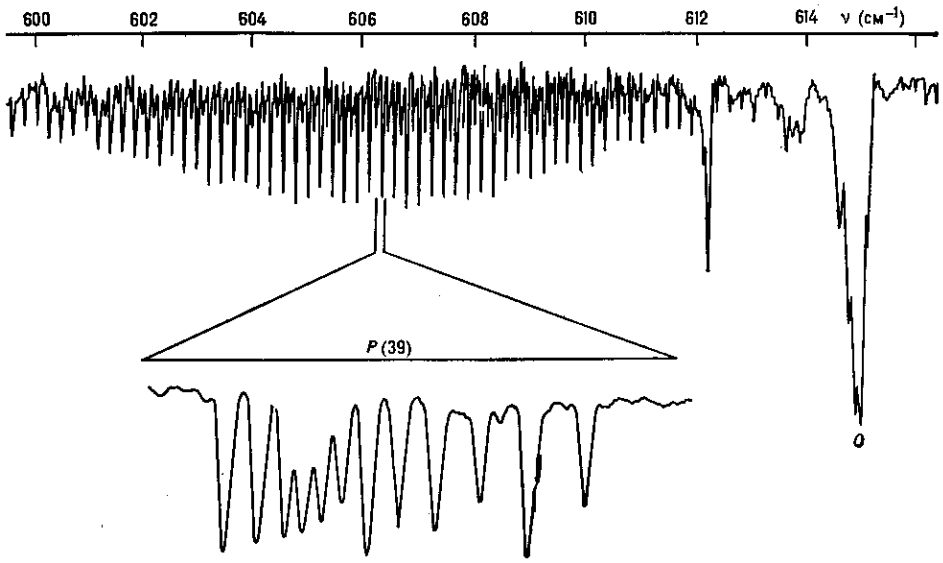


Рис. 2. ИК-полоса поглощения ν_4 молекулы SF_6, полученная на фурье-спектрометре с разрешением 0,04 $см^{-1}$; ниже показана тонкая структура линии $P(39)$, измеренная на диодном лазерном спектрометре с разрешением 10^{-4} $см^{-1}$.

При учёте ангармонизма колебаний и нелинейных членов в разложениях d и α по Q_k становятся вероятными и переходы, запрещённые правилом отбора по v_k. Переходы с изменением одного из чисел v_k на 2, 3, 4 и т. д. наз. обертонными ($\Delta v_k = 2$ — первый обертон, $\Delta v_k = 3$ — второй обертон и т. д.). Если при переходе изменяются два или более из чисел v_k, то такой переход наз. комбинационным или суммарным (если все v_k увеличиваются) и разностным (если нек-рые из v_k уменьшаются). Обертонные полосы обозначаются $2\nu_k$, $3\nu_k$, ..., суммарные полосы $\nu_k + \nu_l$, $2\nu_k + \nu_l$ и т. д., а разностные полосы $\nu_k - \nu_l$, $2\nu_k - \varepsilon_l$ и т. д. Интенсивности полос $2\nu_k$, $\nu_k + \nu_l$ и $\nu_k - \nu_l$ зависят от первых и вторых производных d по Q_k (или α по Q_k) и кубич. коэффициентов ангармонизма потенц. энергии; интенсивности более высоких переходов зависят от коэф. более высоких степеней разложения d (или α) и потенц. энергии по Q_k.

Для молекул, не имеющих элементов симметрии, разрешены все колебат. переходы как при поглощении энергии возбуждения, так и при комбинац. рассеянии света. Для молекул, имеющих центр инверсии (напр., CO_2, C_2H_4 и др.), переходы, разрешённые в поглощении, запрещены для комбинац. рассеяния, и наоборот (альтернативный запрет). Переход между колебат. уровнями энергии типов симметрии Γ_1 и Γ_2 разрешён в поглощении, если прямое произведение $\Gamma_1 \times \Gamma_2$ содержит тип симметрии дипольного момента, и разрешён в комбинац. рассеянии, если произведение $\Gamma_1 \times \Gamma_2$ содержит тип симметрии тензора поляризуемости. Это правило отбора приближённое, т. к. оно не учитывает взаимодействия колебат. движения с электронным и вращат. движениями. Учёт этих взаимодействий приводит к возникновению полос, запрещённых согласно чисто колебат. правилам отбора.

Изучение колебат. М. с. позволяет установить гармонич. частоты колебаний, константы ангармонизма. По колебат. спектрам проводится конформац. анализ (см. *Конформации молекулы*), изучаются межмолекулярные взаимодействия. Колебат. спектроскопия — эфф. метод качеств. и количеств. спектрального анализа в химии, биологии, медицине.

Вращательные спектры формируются при квантовых переходах между вращат. уровнями энергии молекулы. Их наблюдают обычно в поглощении методами *микроволновой спектроскопии*, реже в испускании и комбинац. рассеянии. Для двухатомной и линейной многоатомной молекул вращат. спектры, обусловленные дипольными электрич. переходами (изменение вращат. квантового числа $\Delta J = \pm 1$), состоят из линий с частотами

$$\nu = 2B(J+1) - 4D_J(J+1)^3 \qquad (6)$$

(R-ветвь; B — вращательная, D_J — центробежная постоянные, $D_J \ll B$). Вращат. спектр состоит из почти эквидистантных линий, интервал между к-рыми примерно равен $2B$. Вращат. спектр молекул типа симметричного волчка также прост, в соответствии с правилами отбора для таких молекул $\Delta J = 0, \pm 1$, $\Delta K = 0$, он состоит из линий с частотами

$$\nu = 2B(J+1) - 4D_J(J+1)^3 - 2D_{JK}(J+1)K^2 \qquad (7)$$

(R-ветвь). В отличие от спектров линейных молекул каждая J-линия в этом случае имеет т. н. K-структуру, соответствующую последнему члену в (7). Напр., для NH_3 $D_{JK} = -45$ МГц и с высокочастотной стороны каждой J-линии наблюдаются K-линии, отстоящие от линии с $K = 0$ на $90(J+1)K^2$МГц. Правило отбора $\Delta K = 0$ нарушается при учёте колебательно-вращат. взаимодействия, ангармонизма и нежёсткости молекулы.

Вращат. спектры молекул типа асимметричного волчка более сложны, т. к. изменения чисел K_a, K_c при квантовых переходах не ограничены правилами отбора. В отличие от молекул типа симметричного волчка, у к-рых единств. компонента дипольного момента направлена по оси симметрии, у молекул типа асимметричного волчка все 3 компоненты дипольного момента могут быть отличными от нуля. Переходы, осуществляемые при взаимодействии d_a, d_b, d_c по гл. осям инерции a, b, c с электрич. вектором поля излучения, наз. переходами типа «a», «b», «c» соответственно. Эти переходы удовлетворяют след. правилам отбора по числам K_a, K_c (при условии $K_a = K_c = J$ или $J+1$): для переходов типа «a» $\Delta K_a = 0, \pm 2, \pm 4, \ldots$; $\Delta K_c = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \ldots$; для переходов типа «$c$» $\Delta K_a = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \ldots$; $\Delta K_c = 0, \pm 2, \pm 4, \ldots$; для переходов типа «$b$» $\Delta K_a = \pm 1, \pm 3, \ldots$; $\Delta K_c = \pm 1, \pm 3, \ldots$, а также общим для

всех переходов правилам $\Delta J = 0, \pm 1$. Эти правила отбора получаются только для жёсткого асимметричного волчка в результате применения D_2-симметрии; для реальной нежёсткой молекулы они нарушаются.

Для классификации вращат. переходов и соответствующих вращат. спектральных линий используются два способа. В первом указываются значения J, K_a, K_c обоих уровней, причём значения этих чисел для ниж. уровня всегда записываются справа. Напр., $1_{10} - 1_{11}$ означает, что $J' = 1$, $K_a' = 1$, $K_c' = 0$ для верхнего и $J'' = 1$, $K_a'' = 1$, $K_c'' = 1$ для ниж. уровня. Этот способ обозначений обычно используется для молекул типа асимметричных волчков. Для молекул типа асимметричного волчка переходы с $\Delta J = -1, 0, +1$ обозначаются лат. буквами P, Q, R соответственно, а значения J и K указываются в скобках, напр. вращат. переход P (2, 1) (в комбинац. рассеянии разрешены также переходы с $\Delta J = -2$ и $+2$, к-рые обозначаются буквами O и S). При $\Delta K > 0$ значение ΔK указывают (индексом слева вверху) буквами o, p, q, r, s для $\Delta K = -2, -1, 0, +1, +2$ соответственно.

Во вращат. спектрах обычно наблюдаются сотни и даже тысячи линий, из частот к-рых с высокой точностью (до 1 КГц) определяются величины вращат. и центробежных констант молекул, к-рые используются при построении *потенциальных поверхностей* молекул. В случае нежёстких молекул, имеющих неск. равновесных конфигураций, наблюдаются туннельные расщепления вращат. линий, по к-рым определяются высота и форма барьеров на потенц. поверхности.

Колебательная структура электронных спектров. Поверхности потенц. энергии и соответствующие им системы колебат. уровней разл. электронных состояний могут существенно отличаться друг от друга, поэтому колебат. структура электронных переходов подчиняется довольно сложным правилам отбора и электронно-колебат. спектр сильно отличается от чисто колебательного. Тем не менее осн. особенности колебат. структуры поддаются не только качеств., но и количеств. анализу. Теоретич. основой этого анализа является *Франка — Кондона принцип*, позволяющий предсказывать распределение интенсивностей полос колебат. структуры.

Рассмотрим переход между двумя электронными состояниями e' и e'' двухатомной молекулы, потенц. ф-ции $V(h)$ к-рых смещены друг относительно друга (рис. 3). Согласно принципу Франка — Кондона, при колебат. движении атомные ядра замедляются около поворотных точек (точки a и b на кривой e''), а между поворотными точками движутся значительно быстрее. Электронный переход происходит столь быстро, что за время перехода ядра остаются в тех же поворотных точках, и поэтому наиб. вероятный путь перехода должен быть вертикальным, при этом колебат. квантовое число может изменяться, вообще говоря, на любую величину.

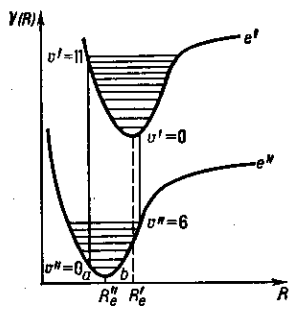


Рис. 3. Схема электронных (e' и e'') и колебательных уровней энергии двухатомной молекулы и образование электронно-колебательных полос (R_e'', R_e') в соответствии с принципом Франка — Кондона.

Электронно-колебат. система полос двухатомной молекулы состоит из прогрессий и секвенций. Если все молекулы находятся в осн. электронно-колебат. состоянии ($e'' = 0$, $v'' = 0$), то в спектре поглощения могут наблюдаться переходы из этого состояния на все возбуждённые состояния $e'v''$. Совокупность этих полос наз. ($v'' = 0$)-прогрессией (рис. 4, *а*, *б*). Аналогично переходы из состояния с $v'' = 1$ на все верх. состояния образуют ($v'' = 1$)-прогрессию и т. д. В то же время переходы из верх. состояния $e'v''$ на все ниж. состояния (испускание) наз. v''-прогрессиями. В гармонич. приближении для обоих состояний эти прогрессии состоят из равноотстоящих полос с частотами $\nu_0 + \omega' v'$ (для v'-прогрессии) и $\nu_0 - \omega'' v''$ (для v''-прогрессии). Если частоты колебания ω в верх. (ω') и ниж. (ω'') состояниях отличаются не сильно, то переходы с одинаковым

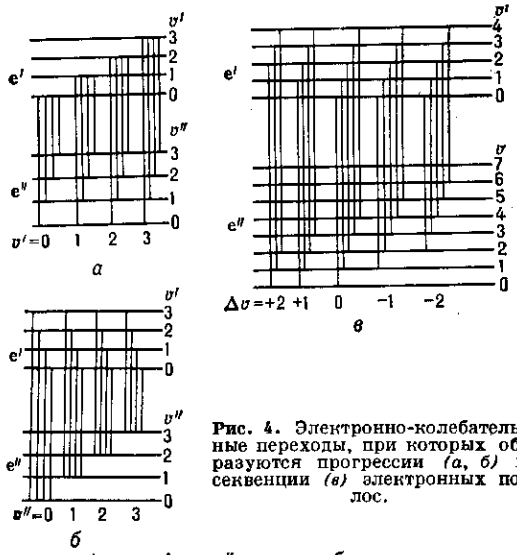


Рис. 4. Электронно-колебательные переходы, при которых образуются прогрессии *(а, б)* и секвенции *(в)* электронных полос.

значением $\Delta v = v' - v''$ дают близкорасположенные полосы, к-рые составляют секвенцию (рис. 4, *в*).

Обычно частоты (или волновые числа) электронно-колебат. полос заносят в таблицу Деландра, к-рая строится таким образом: строки нумеруют значениями v', а столбцы — значениями v''; полосы по строке образуют v'-прогрессию, а полосы по столбцу — v''-прогрессию. Если объединить клетки этой таблицы, содержащие наиб. интенсивные полосы кривой, то получается нек-рая парабола, симметричная относительно гл. диагонали таблицы; она наз. параболой Кондона. Чем шире парабола Кондона, тем больше отличаются друг от друга потенц. ф-ции верх. и ниж. электронных состояний.

В случае многоатомных молекул при электронном переходе одновременно изменяются квантовые числа неск. колебаний. Поэтому полосы относят к многомерным прогрессиям и секвенциям, т. к. теперь для каждого колебания возможны серии прогрессий, соответствующие разл. значениям квантовых чисел остальных колебаний.

В случае симметричных многоатомных молекул принцип Франка — Кондона ограничивает возможные переходы между колебат. уровнями энергии верх. и ниж. электронных состояний. Согласно этому принципу, не только электронный переход $e' - e''$ должен быть разрешённым, но и т. н. фактор Франка — Кондона должен быть инвариантным относительно всех операций группы симметрии молекулы, т. е. колебат. уровни v' и v'' должны относиться к одному и тому же типу симметрии. В частности, если все молекулы находятся в осн. полносимметричном вибронном состоянии, то в спектре поглощения должны наблюдаться только прогрессии полос полносимметричных колебаний, а полосы всех остальных колебаний будут запрещёнными. Для антисимметричных колебаний v_k типа A_2, B_1, A'' и т. д. уровни с чётным v_k полносимметричны, а уровни с нечётным v_k антисимметричны. Поэтому если переход осуществляется с нек-рого уровня такого колебания, то будут разрешены только полосы секвенций с чётным Δv_k ($\Delta v_k = 0, \pm 2, \pm 4, \ldots$).

Эти правила, справедливые только в приближении Франка — Кондона, нарушаются, и многие из запрещённых переходов можно наблюдать. Гл. причина нарушения принципа Франка — Кондона — электронно-колебат. взаимодействия, в результате к-рых приближение Борна — Оппенгеймера становится неприменимым. Кроме того, электронный дипольный момент перехода в этом случае зависит от нормальных координат. Эти обстоятельства приводят к тому, что правило отбора по типам симметрии вибронных уровней становится менее жёстким, а именно: дипольный переход между вибронными состояниями типов симметрии Γ'_{ev} и Γ''_{ev} разрешён, если прямое произведение $\Gamma'_{ev}\times\Gamma''_{ev}$ содержит тип симметрии по крайней мере одной из компонент электрич. дипольного момента:

$$\Gamma'_{ev}\times\Gamma''_{ev}\subset\Gamma_d. \qquad (8)$$

Это правило можно переформулировать: произведение волновых ф-ций нач. и конечного состояний $\psi^*_{v'}$, $\psi_{v''}$ может быть неполносимметричным по отношению к тем операциям симметрии, относительно к-рых неполносимметрично произведение $\psi^*_{e'}\,\boldsymbol{d}\,\psi_{e''}$. Др. словами, запрещённый электронный или вибронный переход может стать активным, если типы симметрии $\psi^*_{v'}$, $\psi_{v''}$ и $\psi^*_{e'}\,\boldsymbol{d}\,\psi_{e''}$ совпадают.

В электронных спектрах молекул часто наблюдаются запрещённые электронно-колебат. полосы. Напр., электронный переход $B_{2u}-A_{1g}$ в молекуле бензола (точечная группа симметрии D_{6h}), запрещённый по чисто электронному правилу отбора $\Gamma'_e\times\Gamma''_e\subset\Gamma_d$, может происходить в соответствии с более точным правилом (8), если возбуждены колебания типов b_{1g} и e_{2g}, т. к. $\psi^*_{e'}\,d_z\,\psi_{e''}$ и $\psi^*_{e'}\,d_{x,y}\,\psi_{e''}$ относятся к типам симметрии B_{1g} и E_{2g} соответственно. Действительно, в спектре поглощения бензола наблюдается довольно сильная система полос ок. 2600 Å с колебат. структурой, характерной для перехода $B_{2u}-A_{1g}$.

Вращательная структура колебательных спектров. В газовой фазе при комнатной темп-ре вращат. уровни энергии молекул заселены в соответствии с *Больцмана распределением*. Поэтому изменение колебат. энергии сопровождается изменением вращат. энергии. Полосы поглощения двухатомных молекул состоят из двух ветвей — R и P, соответствующих переходам с $\Delta J=+1$, $\Delta J=-1$; Q-ветвь ($\Delta J=0$) запрещена.

Колебат. переходы высокосимметричных молекул часто запрещены по чисто колебат. правилам отбора, но их вращат. структура разрешается вследствие эффектов колебательно-вращат. взаимодействия. Напр., в ИК-спектре поглощения метана (CH_4) из четырёх осн. полос $\nu_1(A_1)$, $\nu_2(E)$, ν_3 и $\nu_4(F_2)$ в соответствии с колебат. правилами отбора разрешены только полосы ν_3 и ν_4. Кориолисово взаимодействие колебания ν_2 с колебаниями ν_3 и ν_4 приводит к активизации полосы ν_2, а эффекты колебательно-вращат. взаимодействия более высокого порядка активизируют и полосу ν_1, хотя чисто колебат. полосы ν_1 и ν_2 ($J=0$) остаются запрещёнными.

Вращат. структуру колебат. полос обычно исследуют методами *Фурье спектроскопии*, *лазерной спектроскопии*, двойного ИК — МВ-резонанса и др.; эти методы обеспечивают спектральное разрешение $\sim10^{-3}$ см$^{-1}$ и лучше и позволяют полностью (для лёгких молекул) или частично разрешить структуру полос. Каждая полоса наблюдается в виде сотен и даже тысяч вращат. линий. Существуют эфф. теоретич. методы для моделирования такого большого массива линий. Из частот переходов определяются величины молекулярных параметров, к-рые затем используются при построении потенц. поверхности и при расчёте частот линий в др. участках спектра.

Интенсивность отд. линий полосы и интегральная интенсивность всей полосы несут информацию о строении молекул и используются в молекулярном спектральном анализе. Относит. интенсивность линий используется обычно для идентификации линий. Интегральная интенсивность осн. полосы зависит гл. обр. от первой производной дипольного момента молекулы по данной нормальной координате. Интегральные интенсивности обертонов и составных полос зависят от более высоких производных дипольного момента по нормальным координатам и от коэф. ангармонизма. Кроме того, интенсивности отд. линий вследствие эффектов колебательно-вращат. взаимодействия зависят от определ. комбинаций дипольного момента и его производных. Поэтому измеряемые величины интенсивности линий и полос дают ценную информацию о функции дипольного момента.

Помимо дипольных переходов иногда удаётся наблюдать также переходы, обусловленные изменением квадрупольного момента молекулы. Так, дипольные колебательно-вращат. спектры гомоядерных двухатомных молекул строго запрещены, но они имеют квадрупольный момент, при изменении к-рого возникают квадрупольные спектры. Такие спектры наблюдались для молекул H_2, D_2, O_2 и др.

Вращательная структура электронных спектров. Согласно принципу Франка — Кондона, при разрешённом электронном переходе тип симметрии колебат. уровня энергии не изменяется, вращат. структура вибронной полосы определяется гл. обр. типом электронного перехода. В частности, вращат. структура электронного перехода $^1\Sigma-{}^1\Sigma$ двухатомной или линейной многоатомной молекулы состоит, как и в случае чисто колебат. спектра, из P- и R-ветвей, соответствующих вращат. переходам с $\Delta J=-1$ и $+1$ соответственно. В случае переходов $^2\Sigma-{}^2\Sigma$, $^3\Sigma-{}^3\Sigma$ и т. д. J заменяется на N. Если при этом спин-орбитальное взаимодействие невелико, а дублетное, триплетное и т. д. расщепления отсутствуют, то вращат. структура этих переходов будет такая же, как и перехода $^1\Sigma-{}^1\Sigma$. Все эти переходы связаны с проекцией электрич. дипольного момента на ось z и не имеют Q-ветви, т. к. $K=\Lambda=0$. Переходы же с изменением Λ ($\Pi-\Sigma$, $\Delta-\Pi$ и т. д.) связаны с проекциями d_x и d_y ($\perp$ переходы) и имеют интенсивные Q-ветви. Эффекты Λ-удвоения, спинового расщепления и др. проявляются в спектре и приводят к расщеплению P-, Q- и R-ветвей на подветви, причём картина расщепления зависит от того, какие взаимодействия преобладают или к какому случаю Хунда (см. *Молекула*) относятся рассматриваемые состояния. Напр., если $^2\Pi$-состояние относится к случаю «*b*», то в полосе перехода $^2\Pi-{}^2\Pi$ наблюдается простое удвоение P-, Q-, R-ветвей, а если состояние $^2\Pi$ относится к случаю «*a*», то эта полоса состоит из двух подполос, $^2\Pi_{1/2}-{}^2\Sigma$ и $^2\Pi_{3/2}-{}^2\Sigma$, каждая из к-рых состоит из трёх ветвей.

Т. к. величины молекулярных констант (B, D_J и т. д.) в разл. электронных состояниях могут сильно отличаться друг от друга, структура P-, Q-, R-ветвей электронных полос может сильно отличаться от структуры этих ветвей в чисто колебат. полосах. Именно этим обусловлена более сильная сходимость линий и образование кантов (резких краёв) полос в электронных спектрах, при $B'<B''$ образуется ВЧ-кант R-ветви (красное оттенение полосы), а при $B'>B''$ образуется НЧ-кант P-ветви (фиолетовое оттенение полосы). Образование кантов лучше всего иллюстрируется диаграммой Фортра, т. е. зависимостью J от частоты перехода (рис. 5), к-рая оказывается полезной для идентификации отд. линий.

Анализ вращат. структуры вибронных полос нелинейных многоатомных молекул намного сложнее. Практически для каждого типа полос нужно вводить свою модель взаимодействий. Отметим, что если данный вибронный переход запрещён в соответствии с виброн-

ным правилом (8), он может тем не менее наблюдаться за счёт электронно-вращат. взаимодействия. Кроме того, в электронных спектрах молекул часто наблюдаются также и электрич. квадрупольные и магн. дипольные переходы.

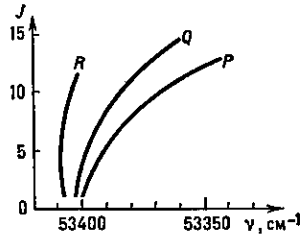


Рис. 5. Диаграмма Фортра для полосы 020—010 электронного перехода $\Sigma - \Pi$ молекулы HCN; точка схождения кривых на оси ν называется кантом полосы.

Лит. см. при ст. *Молекула.* *М. Р. Алиев.*

МОЛЕКУЛЯ́РНЫЕ ЭКСИТО́НЫ — электронные возбуждения (квазичастицы) в *молекулярных кристаллах*, обладающие свойствами *Френкеля экситонов*. Это означает, что молекулы и в основном, и в возбуждённом состояниях сохраняют свою индивидуальность, слабо возмущены *внутрикристаллическим полем* и волновые ф-ции соседних молекул перекрываются слабо. При этом, в отличие от *Ванье — Мотта экситона*, возбуждение сосредоточено на одной молекуле. Возбуждённое состояние молекулы не локализовано и может перемещаться от молекулы к молекуле. Взаимодействие между молекулами приводит к образованию экситонной энергетич. зоны. Сила межмолекулярного взаимодействия определяет ширину экситонной зоны и характерную скорость экситонов. М. э. наблюдаются, напр., в кристалле бензола и более сложных родственных ему соединениях.

Если в молекулярных кристаллах элементарная ячейка содержит неск. (σ) молекул, то гамильтониан электронно-возбуждённого состояния кристалла имеет вид [1, 2]:

$$H = \sum_{n,\alpha,m,\beta} M_{n\alpha m\beta} a^{+}_{n\alpha} a_{m\beta}. \qquad (1)$$

Здесь $a^{\mp}_{n\alpha}$ — оператор рождения электронного возбуждения на молекуле, находящейся в элементарной ячейке n и занимающей в ней позицию α; $M_{n\alpha m\beta}$ — матричные элементы передачи возбуждения между молекулами m и $n\alpha$. Собств. ф-ции гамильтониана описывают состояния, к-рые представляют собой волны возбуждения:

$$\psi_{\mathbf{k}\mu} = \sum_{n\alpha} B_{\mu\alpha}(\mathbf{k}) \psi_{n\alpha} \exp(i\mathbf{k}n). \qquad (2)$$

Здесь k — квазиимпульс М. э.; индекс $\mu = 1, 2, \ldots$ принимает σ значений (по числу молекул в элементарной ячейке). Он нумерует экситонные зоны, возникающие из одного внутримолекулярного состояния. Ф-ция $\psi_{n\alpha}$ описывает состояние кристалла, в к-ром возбуждена молекула $n\alpha$, а остальные молекулы находятся в осн. состоянии. Коэф. $B_{\mu\alpha}(\mathbf{k})$ находятся из условия, чтобы $\psi_{\mathbf{k}\mu}$ было собств. ф-цией оператора H; это же условие определяет энергетич. спектр системы $\mathscr{E}_\mu(\mathbf{k})$. Вследствие ограничений, накладываемых симметрией кристалла, в спектре поглощения молекулярных кристаллов переходы возможны только в состоянии с $k \approx 0$ (закон сохранения квазиимпульса). При этом переходы обычно разрешены не для всех μ, а излучение, сопровождающее переходы, поляризовано вдоль кристаллографич. осей. Т. о., из каждого возбуждённого (невырожденного) электронного уровня молекулы в кристалле образуется σ экситонных зон, а в его спектре поглощения присутствует экситонный мультиплет, состоящий из неск. ($\leqslant\sigma$) полос, поляризованных по кристаллографич. осям (см. *Давыдовское расщепление*).

Из внутримолекулярных колебат. возбуждений в кристалле возникают оптич. *фононы*, к-рые по своим свойствам сходны с электронными экситонами. Их называют колебательными экситонами [3]. Из электронно-колебат. (вибронных) возбуждений молекул возникают т. н. вибронные возбуждения кристалла, имеющие более сложный энергетич. спектр, чем электронные возбуждения. Он содержит связанные состояния электронного и колебат. экситонов и диссоциированные состояния этой пары квазичастиц (одночастичные и двухчастичные возбуждения [4]). Взаимодействие М. э. с фононами, отвечающими колебаниям молекул как целого, обычно можно рассматривать как слабое. Однако в ряде кристаллов (напр., в пирене) наблюдается *автолокализация* экситонов с образованием эксимеров.

Исследование структуры экситонных зон основано на изучении оптич. спектров экситонов, захваченных на мелкий примесный уровень (см. *Гигантские силы осциллятора*), и вибронных спектров [3, 4].

Обычно осн. состояние молекулы является синглетным, первое возбуждённое — триплетным, следующее — снова синглетным. Из синглетных и триплетных молекулярных возбуждений образуются соответственно синглетные и триплетные М. э. Ширина зон синглетных экситонов определяется электрич. мультипольными взаимодействиями между молекулами и обычно $\sim 0{,}01$—$0{,}1$ эВ. Для триплетных М. э. она определяется обменным взаимодействием и обычно $\sim 10^{-4}$—10^{-3} эВ. *Люминесценция* в случае триплетных экситонов, как правило, связана с предварит. слиянием двух триплетных экситонов в один синглетный. В магн. поле H скорость этого процесса зависит от H даже в области слабых полей ($H \sim 100$ Гс [5]). Это явление связано с конкуренцией зеемановской энергии и энергии спин-орбитального взаимодействия, последняя мала в молекулах, построенных из атомов лёгких элементов. Триплетные М. э. благодаря наличию электронного спина могут изучаться методами *радиоспектроскопии*.

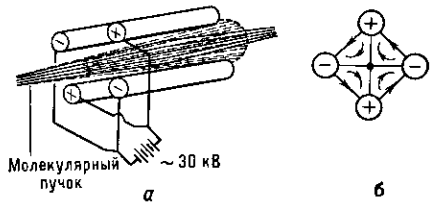
Изучение М. э. в изотопно-смешанных молекулярных кристаллах позволяет исследовать свойства неупорядоченных систем, в т. ч. плотность состояний $g(\mathscr{E})$, протекание (см. *Протекания теория*), прыжковую диффузию и т. д. [4, 6].

Лит.: 1) Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968; 2) Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; 3) Белоусов М. В., Колебательные экситоны Френкеля, в кн.: Экситоны, под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа, М., 1985, с. 534; 4) Броуде В. Л., Рашба Э. И., Шека Е. Ф., Спектроскопия молекулярных экситонов, М., 1981; 5) Соколик И. А., Франкевич Е. Л., Влияние магнитных полей на фотопроцессы в органических твердых телах, «УФН», 1973, т. 111, с. 261; 6) Спектроскопия и динамика возбуждений в конденсированных молекулярных системах, под ред. В. М. Аграновича, Р. М. Хохштрассера, М., 1987. *Э. И. Рашба.*

МОЛЕКУЛЯ́РНЫЙ ГЕНЕРА́ТОР — первый квантовый генератор, в к-ром эл.-магн. колебания СВЧ генерировались за счёт вынужденных квантовых переходов молекул NH_3 (см. *Квантовая электроника*). М. г. создан в 1954 Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым и независимо от них Ч. Таунсом (Ch. Townes), Дж. Гордоном (J. Gordon) и Х. Цайгером (H. Zeiger). Оба варианта М. г. работали на пучке молекул аммиака (см. *Молекулярные и атомные пучки*) и генерировали эл.-магн. колебания с частотой $\omega = 24\,840$ МГц ($\lambda = 1{,}24$ см).

Молекулы NH_3, обладающие электрич. дипольным моментом, пролетая через неоднородное электрич. поле, по-разному отклоняются этим полем в зависимости от их внутр. энергии (см. *Штарка эффект*). В первом М. г. сортирующая система представляла собой квадрупольный конденсатор, состоящий из 4 параллельных стержней спец. формы, соединённых попарно через один с высоковольтным выпрямителем (рис., *а*). Электрич. поле (рис., *б*) такого конденсатора неоднородно, оно вызывает искривление траекторий молекул, летящих вдоль его продольной оси. Молекулы, находящие-

ся в верх. энергетич. состоянии, отклоняются к оси конденсатора и попадают внутрь *объёмного резонатора*. Молекулы, находящиеся в ниж. энергетич. состоянии, отбрасываются в стороны. Попадая внутрь резонатора,



возбуждённые молекулы испускают фотоны под воздействием эл.-магн. поля резонатора. Энергия этих фотонов усиливает поле в резонаторе, увеличивая вероятность вынужденного испускания для молекул, пролетающих позже (о б р а т н а я с в я з ь). Если вероятность вынужденного испускания фотона больше, чем вероятность его поглощения в стенках резонатора и излучения за его пределы, то интенсивность эл.-магн. поля резонатора на частоте перехода быстро возрастает за счёт внутр. энергии молекул. Возрастание прекращается, когда поле в резонаторе достигает величины, при к-рой вероятность вынужденного испускания становится столь большой, что за время пролёта резонатора успевает испустить фотон как раз половина молекул пучка. При этом для пучка в целом вероятность поглощения становится равной вероятности вынужденного испускания (н а с ы щ е н и е). Мощность, генерируемая М. г. на пучке молекул NH_3, равна 10^{-11}. Созданы М. г. и на др. дипольных молекулах, с λ в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Они служат в качестве радиоспектроскопов высокого разрешения.

Лит.: О р а е в с к и й А. Н., Молекулярные генераторы, М., 1964.
М. Е. Жаботинский.

МОЛЕКУЛЯ́РНЫЙ ЛА́ЗЕР — лазер, в к-ром активной средой являются молекулярные газы (напр., CO_2, N_2, D_2), а инверсия населённостей осуществляется в системе электронных уровней молекул (напр., N_2-лазер) или колебат. уровней (напр., CO_2-лазер, см. *Молекулярные спектры*). По способу создания инверсии населённости (накачки) в М. л. различают *газодинамические лазеры* (CO_2), *газоразрядные лазеры*, в т. ч. *эксимерные лазеры*.

МОЛЕКУЛЯ́РНЫХ ОРБИТА́ЛЕЙ МЕ́ТОД — метод расчёта энергии и определения электронной структуры молекулы. Основан на одноэлектронном приближении, согласно к-рому каждая молекулярная орбиталь описывает состояние электрона в усреднённом поле ядер и всех остальных электронов. Осн. метод *квантовой химии*. См. также *Молекулярная орбиталь*.

МОЛИБДЕ́Н (Molybdenum), Mo,— хим. элемент побочной подгруппы VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 42, ат. масса 95,94. В природе представлен 7 стабильными изотопами: ^{92}Mo (14,84%), ^{94}Mo (9,25%), ^{95}Mo (15,92%), ^{96}Mo (16,68%), ^{97}Mo (9,55%), ^{98}Mo (24,13%), ^{100}Mo (9,63%). Электронная конфигурация двух внеш. оболочек $4s^2p^6d^55s^1$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 7, 10; 16, 16; 27,14; 46 и 61 эВ. Металлич. радиус 0,139 нм, радиусы ионов Mo^{4+} и Mo^{6+} равны соответственно 0,068 и 0,065 нм. Значение электроотрицательности 1,30.

М.— светло-серый металл, имеет кубич. объёмно-центрированную структуру с параметром $a = 0{,}31466$ нм. Плотность 10,22 кг/дм^3, $t_{пл} = 2620$ °С, $t_{кип}$, по разным источникам, 4600—4800 °С. Теплота плавления 36 кДж/моль, теплота испарения 552 кДж/моль. Уд. теплоёмкость 272 Дж/(кг·К), теплопроводность при 20 °С 146,6 Вт/(м·К), термич. коэф. линейного расширения (как и лабораторного «молибденового» стекла) равен $(5{,}8—6{,}2)\cdot10^{-6}$ град$^{-1}$. Уд. электрич. сопротивление $5{,}2\cdot10^{-2}$ мкОм·м (20 °С) и 0,814 мкОм·м (2620 °С). М. парамагнитен, магн. восприимчивость $90\cdot10^{-9}$. При $T = 0{,}90—0{,}98$ К М. переходит в сверхпроводящее состояние.

Механич. свойства М. существенно зависят от чистоты металла и способа его предварит. обработки. Так, тв. по Бринеллю для спечённых штабиков 1,5—1,6 ГПа, для кованых прутков 2,0—2,3 ГПа и для отожжённой проволоки 1,4—1,8 ГПа. Предел прочности отожжённой проволоки при растяжении 0,8—1,2 ГПа для монокристаллич. М.— 0,3 ГПа. Модуль упругости 285—300 ГПа.

Степени окисления М. от +2 до +6 (наиб. характерная). На воздухе при темп-рах св. 400—450 °С М. окисляется, с парами воды реагирует при темп-рах выше 700 °С.

М. используется в основном в жаропрочных и др. сплавах (темп-ра эксплуатации сплава Mo — Ti достигает 1500 °С). Из М. изготовляют аноды, сетки, катоды, держатели нитей накаливания в лампах. Для измерения высоких темп-р используют термопару Mo — W. М. и $MoSi_2$ применяют при изготовлении высокотемпературных электрич. печей. MoS_2 обладает очень низким коэф. трения и применяется как твёрдая смазка. Бориды М. MoB и Mo_2B_5 — компоненты керметов — материалов, сочетающих свойства керамики и металлов. Находят применение искусственно полученные радионуклиды М. ^{93}Mo (электронный захват, $T_{1/2} = 3{,}5\cdot10^3$ лет) и β^--радиоактивный ^{99}Mo ($T_{1/2} = 66$ ч).

С. С. Бердоносов.

МОЛЬ (моль, mol) — единица СИ кол-ва вещества. В 1 моле содержится столько молекул (атомов, ионов и к.-л. др. структурных элементов вещества), сколько атомов содержится в 0,012 кг ^{12}C (нуклида углерода с ат. массой 12). См. также *Авогадро постоянная*.

МОМЕ́НТ ВРАЩА́ЮЩИЙ — см. *Вращающий момент*.

МОМЕ́НТ ИМПУЛЬСА — то же, что *момент количества движения*.

МОМЕ́НТ ИНЕ́РЦИИ — величина, характеризующая распределение масс в теле и являющаяся наряду с массой мерой инертности тела при непоступат. движении. В механике различают М. и. осевые и центробежные. Осевым М. и. тела относительно оси z наз. величина, определяемая равенством

$$I_z = \sum m_i h_i^2 \text{ или } I_z = \int_V \rho h^2 dV, \qquad (1)$$

где m_i — массы точек тела, h_i — их расстояния от оси z, ρ — массовая плотность, V — объём тела. Величина I_z является мерой инертности тела при его вращении вокруг оси (см. *Вращательное движение*). Осевой М. и. можно также выразить через линейную величину ρ_z, наз. радиусом инерции относительно оси z, по ф-ле $I_z = M\rho_z^2$, где M — масса тела. Размерность М. и.— L^2M; единицы измерения — кг·м^2.

Центробежными М. и. относительно системы прямоуг. осей x, y, z, проведённых в точке O, наз. величины, определяемые равенствами

$$I_{xy} = \sum m_i x_i y_i; \quad I_{yz} = \sum m_i y_i z_i; \quad I_{zx} = \sum m_i z_i x_i \qquad (2)$$

или соответствующими объёмными интегралами. Эти величины являются характеристиками динамич. неуравновешенности тела. Напр., при вращении тела вокруг оси z от значений I_{xz} и I_{yz} зависят силы давления на подшипники, в к-рых закреплена ось.

М. и. относительно параллельных осей z и z' связаны соотношением (теорема Гюйгенса)

$$I_z = I_{z'} + Md^2, \qquad (3)$$

где z' — ось, проходящая через центр массы тела, d — расстояние между осями.

М. и. относительно любой проходящей через начало координат O оси Ol с направляющими косинусами α, β, γ находится по ф-ле

$$I_{Ol} = I_x\alpha^2 + I_y\beta^2 + I_z\gamma^2 - 2I_{xy}\alpha\beta - 2I_{yz}\beta\gamma - 2I_{zx}\gamma\alpha. \quad (4)$$

Зная шесть величин I_x, I_y, I_z, I_{xy}, I_{yz}, I_{zx}, можно последовательно, используя ф-лы (4) и (3), вычислить всю совокупность М. и. тела относительно любых осей. Эти шесть величин определяют т. н. тензор инерции тела. Через каждую точку тела можно провести 3 такие взаимно перпендикулярные оси, наз. гл. осями инерции, для к-рых $I_{xy} = I_{yz} = I_{zx} = 0$. Тогда М. и. тела относительно любой оси можно определить, зная гл. оси инерции и М. и. относительно этих осей.

М. и. тел сложной конфигурации обычно определяют экспериментально. Понятием о М. и. широко пользуются при решении мн. задач механики и техники.

Лит.: Гернет М. М., Ратобыльский В. Ф., Определение моментов инерции, М., 1969; Фаворин М. В., Моменты инерции тел. Справочник, М., 1970; см. также лит. при ст. *Динамика*.

С. М. Targ.

МОМЕ́НТ КОЛИЧЕ́СТВА ДВИЖЕ́НИЯ (кинетический момент, момент импульса, орбитальный момент, угловой момент) — одна из динамич. характеристик движения материальной точки или механич. системы; играет особенно важную роль при изучении вращат. движения. Как и для момента силы, различают М. к. д. относительно центра (точки) и относительно оси.

М. к. д. материальной точки относительно центра O равен векторному произведению радиуса-вектора $\boldsymbol{r}$ точки, проведённого из центра O, на её кол-во движения $m\boldsymbol{v}$, т. е. $\mathbf{k}_0 = [\boldsymbol{rmv}]$ или в др. обозначениях $\mathbf{k}_0 = \boldsymbol{r} \times m\boldsymbol{v}$. М. к. д. k_z материальной точки относительно оси z, проходящей через центр O, равен проекции вектора $\mathbf{k}_0$ на эту ось. Для вычисления М. к. д. точки справедливы все ф-лы, приведённые для вычисления *момента силы*, если в них заменить вектор $\boldsymbol{F}$ (или его проекции) вектором $m\boldsymbol{v}$ (или его проекциями). Изменение М. к. д. точки происходит под действием момента $m_0(\boldsymbol{F})$ приложенной силы. Характер этого изменения определяется ур-нием $d\mathbf{k}/dt = m_0(\boldsymbol{F})$, являющимся следствием осн. закона динамики. Когда $m_0(\boldsymbol{F}) = 0$, что, напр., имеет место для центр. сил, М. к. д. точки относительно центра O остаётся величиной постоянной; точка движется при этом по плоской кривой и её радиус-вектор в любые равные промежутки времени описывает равные площади. Этот результат важен для небесной механики (см. *Кеплера законы*), а также для теории движения космич. летат. аппаратов, ИСЗ и др.

Для механич. системы вводится понятие о главном М. к. д. (или кинетич. моменте) системы относительно центра O, равном геом. сумме М. к. д. всех точек системы относительно того же центра: $\boldsymbol{K}_0 = \sum_i [\boldsymbol{r}_i\, m_i\boldsymbol{v}_i]$.

Вектор $\boldsymbol{K}_0$ может быть определён его проекциями на взаимно перпендикулярные оси $Oxyz$. Величины K_x, K_y, K_z являются одновременно главным М. к. д. системы относительно соответствующих осей. Для тела, вращающегося вокруг неподвижной оси z с угл. скоростью ω, эти величины равны: $K_x = -I_{xz}\omega$, $K_y = -I_{yz}\omega$, $K_z = I_z\omega$, где I_z — осевой, а I_{xz} и I_{yz} — центробежные моменты инерции. Если же тело движется около неподвижной точки O, то для него в проекциях на главные оси инерции, проведённые в точке O, будет $K_x = I_x\omega_x$, $K_y = I_y\omega_y$, $K_z = I_z\omega_z$, где I_x, I_y, I_z — моменты инерции относительно гл. осей; ω_x, ω_y, ω_z — проекция мгновенной угл. скорости $\boldsymbol{\omega}$ на эти оси. Из ф-л видно, что направление вектора $\boldsymbol{K}_0$ совпадает с направлением $\boldsymbol{\omega}$ лишь тогда, когда тело вращается вокруг одной из своих гл. (для точки O) осей инерции. В этом случае $\boldsymbol{K}_0 = I\boldsymbol{\omega}$, где I — момент инерции тела относительно этой гл. оси.

Изменение главного М. к. д. системы происходит только в результате внеш. воздействий и зависит от гл. момента $\boldsymbol{M}_0^e$ внеш. сил; эта зависимость определяется ур-нием $d\boldsymbol{K}_0/dt = \boldsymbol{M}_0^e$ (ур-ние моментов). В отличие от случая движения одной точки, ур-ние моментов для системы не является следствием ур-ния кол-в движения, и оба эти ур-ния могут применяться для изучения движения системы одновременно. С помощью одного только ур-ния моментов движение системы (тела) может быть полностью определено лишь в случае чисто вращат. движения (вокруг неподвижной оси или точки). Если гл. момент внеш. сил относительно к.-н. центра или оси равен нулю, то главный М. к. д. системы относительно этого центра или оси остаётся величиной постоянной, т. е. имеет место закон сохранения М. к. д. (см. *Сохранения законы*). Понятие о главном М. к. д. широко используется в динамике твёрдого тела, особенно в теории *гироскопа*.

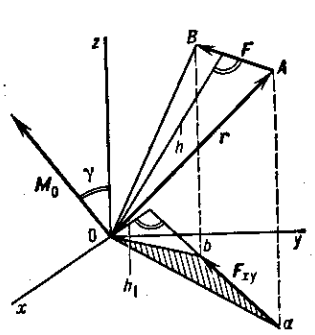
М. к. д., так же как и кол-вом движения, обладают все формы материи, в т. ч. эл.-магн., гравитац. и др. поля (см. *Поля физические*, *Спин*).

С. М. Targ.

МОМЕ́НТ ОРБИТА́ЛЬНЫЙ — см. *Орбитальный момент*.

МОМЕ́НТ СИ́ЛЫ — величина, характеризующая вращательный эффект силы; имеет размерность произведения длины на силу. Различают момент силы относительно центра (точки) и относительно оси.

М. с. относительно центра O наз. векторная величина $\boldsymbol{M}_0$, равная векторному произведению радиуса-вектора $\boldsymbol{r}$, проведённого из O в точку приложения силы $\boldsymbol{F}$, на силу $\boldsymbol{M}_0 = [\boldsymbol{rF}]$ или в др. обозначениях $\boldsymbol{M}_0 = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{F}$ (рис.). Численно М. с. равен произведению модуля силы на плечо h, т. е. на длину перпендикуляра, опущенного из O на линию действия силы, или удвоенной площади треугольника, построенного на центре O и силе:



$$M_0 = Fh = 2 \text{ пл.} \triangle OAB.$$

Направлен вектор $\boldsymbol{M}_0$ перпендикулярно плоскости, проходящей через O и $\boldsymbol{F}$. Сторона, куда направляется $\boldsymbol{M}_0$, выбирается условно ($\boldsymbol{M}_0$ — аксиальный вектор). При правой системе координат вектор $\boldsymbol{M}_0$ направляют в ту сторону, откуда поворот, совершаемый силой, виден против хода часовой стрелки.

М. с. относительно оси z наз. скалярная величина M_z, равная проекции на ось z вектора М. с. относительно любого центра O, взятого на этой оси; величину M_z можно ещё определять как проекцию на плоскость xy, перпендикулярную оси z, площади треугольника OAB или как момент проекции F_{xy} силы $\boldsymbol{F}$ на плоскость xy, взятый относительно точки пересечения оси z с этой плоскостью. Т. о.,

$$M_z = M_0\cos\gamma = \pm 2 \text{ пл.} \triangle Oab = \pm F_{xy}h_1.$$

В двух последних выражениях М. с. считается положительным, когда поворот силы F_{xy} виден с положит. конца оси z против хода часовой стрелки (в правой системе координат). М. с. относительно координатных осей $Oxyz$ могут также вычисляться по аналитич. ф-лам:

$$M_x = yF_z - zF_y, \quad M_y = zF_x - xF_z, \quad M_z = xF_y - yF_x,$$

где F_x, F_y, F_z — проекции силы $\boldsymbol{F}$ на координатные оси, x, y, z — координаты точки A приложения силы. Величины M_x, M_y, M_z равны проекциям вектора $\boldsymbol{M}_0$ на координатные оси.

Если система сил имеет равнодействующую, то момент этой равнодействующей относительно любого центра (или оси) равен сумме моментов всех сил системы относительно того же центра (оси) (см. *Вариньона теорема*). Понятие о М. с. является одним из осн. понятий механики.

Лит. см. при ст. *Статика*.

С. М. Targ.

МОМЕНТЫ случайной величины ξ — ср. значения её степеней; момент порядка n ($n = 1, 2, 3,\ldots$) для непрерывно распределённой случайной величины с плотностью $p(x)$ равен

$$M\xi^n \equiv \langle \xi^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x^n p(x)dx.$$

Для дискретной случайной величины, принимающей значения $\{x_k\}$ с вероятностями $\{p_k\}$, n-й момент равен

$$M\xi^n = \langle \xi^n \rangle = \sum_k x_k^n p_k.$$

Момент 1-го порядка $M\xi$ — *математическое ожидание*. Величина $M(\xi - M\xi)^n$ наз. центральным М. порядка n, центральный М. 2-го порядка наз. *дисперсией*.

В случае конечного или бесконечного семейства случайных величин $\{\xi_t,\ t \in T\}$, где T — нек-рое множество, помечающее эти величины, смешанные моменты (мультимоменты) этого семейства определяются ф-лой

$$M_{n_1,\ldots,n_k}(t_1\ldots,t_k) = \langle \xi_{t_1}^{n_1} \ldots \xi_{t_k}^{n_k} \rangle,$$

где $\{t_1, \ldots, t_k\}$ — произвольный набор попарно различных точек T, а $\{n_1,\ldots,n_k\}$ — целочисленный мультииндекс; среднее $\langle\ \rangle$ вычисляется по совместному распределению вероятностей значений случайных величин $\xi_{t_1},\ldots,\xi_{t_k}$. *Р. А. Минлос.*

МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫРАЩИВАНИЕ — осуществляют из газовой, жидкой и твёрдой среды (см. *Кристаллизация*). Выбор метода выращивания определяется областью устойчивости вещества, наличием, типом и темп-рой фазовых переходов, хим. свойствами, давлением насыщенного пара и др. Большие, совершенные кристаллы получают, применяя «затравки» и создавая оптим. пересыщение (переохлаждение) σ на поверхности кристаллизации. Наиб. крупные (до 1 м) кристаллы получают из расплава или раствора.

М. в. из расплава. На вращающейся затравке переохлаждение σ создаётся регулируемым теплоотводом от поверхности кристалла и мениска прилегающего к нему расплава (метод Чохральского, рис. 1,*а*). Вытягиванием через щель на поверхности расплава получают профилированные кристаллы, напр. трубы, пластины (метод Степанова, рис. 1,*б*). При М. в. внутри расплава σ создаётся охлаждением, напр. проточной водой держателя затравки (метод Киропулоса, рис. 1,*в*). При направленной кристаллизации контейнер с расплавом перемещают в горизонтальном или вертикальном направлении из горячей в холодную зону печи, при этом кристаллизацию начинают в специальным образом суженной передней части контейнера, что обеспечивает получение монокристаллич. слитка (метод «лодочки», рис. 1,*д*; метод Стокбергера — Бриджмена, рис. 1,*г*). В т. н. методе гарнисажа контейнер может быть сам из кристаллизующегося материала, охлаждаемого снаружи водой, тогда как его внутр. часть плавится токами высокой частоты; М. в. проводится «вытягиванием на затравку» или медленным охлаждением. В методе зонной плавки расплавленная зона передвигается от затравки через поликристаллич. слиток. Зонная плавка может проводиться в контейнере или без него (рис. 1,*з*). В последнем случае мениск расплава удерживается капиллярными силами, а иногда и эл.-маги. «поддержкой». Для тугоплавких веществ используют плавление порошка, сыплющегося в горячую плазму, с оседанием получающихся капель расплава на затравку (метод Вернейля, рис. 1,*е*). Монокристаллы в виде волокон толщиной 10—200 мкм получают вытягиванием через фильеру либо из капли расплава, образующейся на стержне (в 1,5—2 раза большей толщины) при нагревании его лазерным лучом (метод «пьедестала», рис. 1,*ж*).

Скорости выращивания из расплава 0,1—1 см/ч. Однородные кристаллы получают из расплава устойчивого хим. соединения. В присутствии примесей для получения однородных кристаллов целесообразно использовать метод вытягивания, обеспечив при выращивании постоянство формы границы раздела фаз.

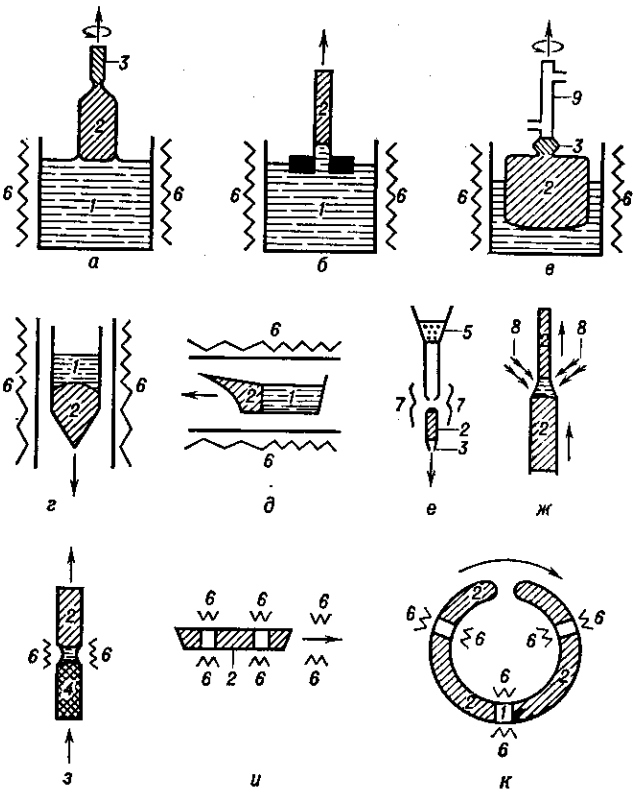


Рис. 1. Выращивание монокристаллов из расплава: *а* — метод Чохральского; *б* — метод Степанова; *в* — метод Киропулоса; *г* — метод Стокбергера — Бриджмена; *д* — метод «лодочки»; *е* — метод Вернейля; *ж* — метод «пьедестала»; *з* — зонная плавка без тигля; *и*, *к* — способы зонной плавки. 1 — расплав; 2 — монокристалл; 3 — затравка; 4 — поликристалл; 5 — порошок 6 — электрический нагреватель; 7 — газовый нагреватель; 8 — лазерное излучение; 9 — охлаждаемый водой держатель затравки.

Гл. усилия при М. в. из расплава направляются на управление полем темп-р способом перемешивания расплава (естеств. и принудит. конвекция), контролем атмосферы выращивания.

М. в. из раствора. Переохлаждение создаётся снижением T, испарением растворителя (рис. 2,*а*) или «подпиткой» более концентрированным раствором (рис. 2,*б*). В т. н. методе температурного градиента в аппаратуре создаётся более горячая зона, где вещество растворяется и диффузией или конвекцией переносится к растущему кристаллу (рис. 2, *в*, *г*). Гидротермальное выращивание малорастворимых веществ проводят в автоклавах при высоких темп-рах и давлениях. Скорость выращивания 0,1—1 мм/сут. Для получения совершенных кристаллов из раствора необходимо, чтобы подвод вещества к растущей поверхности не лимитировал скорости роста. Это достигается, напр., перемешиванием раствора. В таких условиях возможна скорость 1 мм/ч и более (скоростное выращивание). Важны очистка сырья, стабилизация T и σ, создание гидродинамич. течений, обеспечивающих равномерное питание граней.

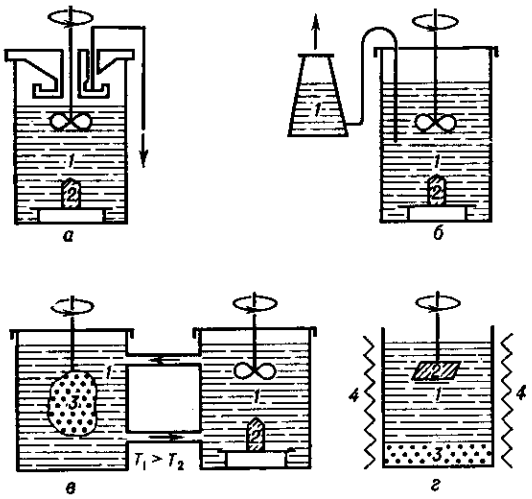


Рис. 2. Выращивание монокристалла из раствора: *а* — метод испарения растворителя; *б* — метод «подпитки»; *в*, *г* — метод температурного градиента. *1* — раствор; *2* — монокристалл; *3* — порошок; *4* — нагреватель.

М. в. из газовой среды осуществляется возгонкой вещества и его конденсацией на охлаждённую затравку. Используются также хим. реакции (при транспорте вещества к зоне роста, его разложении или синтезе на затравке). Выращивание осуществляется либо в герметич. контейнере, вдоль к-рого создаётся градиент T, либо в потоке газа. Для получения *нитевидных кристаллов* на поверхность затравки наносят капли растворителя, из к-рого кристаллизация идёт быстрее, чем из пара.

При М. в. из поликристаллического образца последний выдерживают при высокой T для перекристаллизации мелких кристаллич. зёрен в крупные (р е к р и с т а л л и з а ц и я). Если вещество имеет полиморфные модификации (см. *Полиморфизм*), то монокристаллы низкотемпературной фазы можно получить, охлаждая кристаллы в определ. температурном поле.

В виде монокристаллов выращивают множество веществ. В наиб. кол-вах производятся Si, Ge (метод Чохральского), *кварц* (гидротермальный метод), щёлочно-галлоидные соединения (метод Киропулоса), корунд с разл. примесями (методы Вернейля, Чохральского и направленной кристаллизации), $Y_3Al_5O_{12}$ с примесью Nd (методы Чохральского и направленной кристаллизации), $LiNbO_3$, $LiTaO_3$ (метод Чохральского), $K(H_5D)_2PO_4$ (снижение T и «подпитка»), $LiIO_3$ (испарение растворителя). Техн. *алмаз* в виде мелких монокристаллич. зёрен (до 0,2 мм) получают из графита прессованием в небольшом объёме при давлении ок. 4,4 атм и $T = 1100$ °С.

Лит.: В и л ь к е К. Т., Методы выращивания кристаллов, пер. с нем., Л., 1968; Современная кристаллография, т. 3, М., 1980.
Л. Н. Рашкович.

МОНОМОЛЕКУЛЯРНЫЙ СЛОЙ (моноатомный слой, монослой) — внеш. слой поверхности конденсированной фазы на её границе с др. фазой или с вакуумом. Понятие М. с. применяется и в тех случаях, когда имеется выраженная поверхность, но нет фазы в термодинамич. понимании (тонкие плёнки, тела биол. природы, мембраны и пр.).

М. с., как правило, является адсорбционным. Адсорбц. слой можно считать М. с. тем более строго, чем однороднее по составу и структуре адсорбат и адсорбент. Толщина разл. М. с. колеблется от межатомных расстояний (адсорбция одноатомных молекул на совершенных плотноупакованных гранях монокристаллов) до размеров адсорбиров. макромолекул (до $\sim 10^3$—10^4 Å).

Частицы М. с. имеют иное, чем в объёме, атомно-молекулярное окружение, вследствие чего условия равновесия сил, действующих в М. с. и в объёме, различны. Свободная энергия, равновесные расстояния между атомами, концентрация примесей и дефектов, плотность зарядов и т. п. параметры в М. с. отличаются от тех же параметров в объёмной фазе (см. *Поверхностные явления*, *Поверхность*).

В исследованиях М. с. без использования сверхвысокого вакуума, к-рые проводились до нач. 1960-х гг., установлено, что атомы и молекулы перемещаются в пространстве М. с. из одного локализов. положения в соседнее, если потенц. барьер между этими положениями ниже тепловой энергии. Если время перемещения больше времени нахождения на адсорбц. центрах, то М. с. можно считать двумерным газом, состояние к-рого описывается ур-ниями идеального (либо одной из модификаций реального) двумерного газа; на основе ур-ний состояния двумерного газа получены усреднённые размеры сложных органич. молекул, хорошо согласующиеся с данными, полученными методами *малоуглового рассеяния* нейтронов и рентг. лучей. При исследовании М. с. в них были обнаружены также фазовые переходы 1-го и 2-го родов, изучена их кинетика и термодинамика.

С 1960-х гг. начались исследования М. с. с применением сверхвысоковакуумной аппаратуры в условиях вакуумной гигиены, т. е. в хорошо контролируемых и поддерживаемых условиях. Появилась возможность дозированного изменения состава, темп-ры, зарядового состояния и др. параметров М. с. и прецизионного измерения этих величин, выяснена их связь с геом., в частности структурными, характеристиками поверхности. Наиб. удобны для исследования М. с. на чистых поверхностях полупроводников и др. монокристаллов, т. к. в таких М. с. наблюдаются анизотропные явления. Для изучения состава и структуры М. с. применяют зондирование поверхности электронными, нейтронными, ионными, молекулярными, рентг., световыми и позитронными пучками, автоионную, автоэлектронную, полевую и тепловую эмиссию частиц с исследуемых поверхностей, а также метод зондовой микроскопии. Большинство исследований должно проводиться в условиях сверхвысокого вакуума, что ограничивало возможности этих методов. Применение зондов-острий позволило снять эти ограничения.

Монослои, образовавшиеся на периодических упорядоченных подложках, характеризуются наличием дальнего порядка. Упорядочение структуры М. с. в этом случае навязано структурой подложки. Структура М. с. на жидких или аморфных подложках имеет лишь ближний порядок. В М. с. зафиксированы множества поверхностных фаз с концентрационными и температурными фазовыми переходами между ними.

При исследовании работы выхода чистых поверхностей монокристалла и тех же поверхностей с адсорбированным М. с. были обнаружены значит. расхождения этих величин, значительные концентрац. зависимости и анизотропия работы выхода с разл. граней монокристаллов тугоплавких металлов. Так, работа выхода с грани (110) W изменяется от 5,35 эВ для чистой поверхности до 1,5 эВ при её покрытии монослоем Cs. Аналогичные эффекты найдены и для др. комбинаций М. с. и подложек. Эти исследования имеют важное значение, в частности для эмиссионной электроники.

М. с. щелочных и щёлочноземельных элементов на поверхности тугоплавких и переходных металлов обладают большим положит. зарядом (приблизительно 1 элементарный заряд на атом); в образованных на тех же поверхностях М. с. молекулами O_2, N_2, CO, Cl_2 и молекулами др. галогенов имеют заряд примерно в 10 раз меньший. Нек-рые М. с. образуют сверхструктуры с закономерным чередованием положительно и отрицательно заряженных фрагментов.

К М. с. близко примыкают клеточные мембраны, к-рые представляют собой бислой липидных молекул (рис.). Их гидрофобные остатки жирных к-т («хвосты») обращены навстречу и пронизывают друг друга,

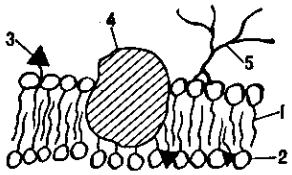


Схема бислоя клеточной мембраны (жидкомозаичная модель): *1* — гидрофобные концы; *2* — гидрофильные головки липидов; *3* — молекулы холестерина; *4* — глобула белка; *5* — моно- и олигосахариды.

а полярные головки остатков фосфорной к-ты, спиртов и углеводов обращены наружу. Вязкость этого жидкокристаллич. образования в 100—1000 раз больше, чем у воды, но глобулярные молекулы белков могут перемещаться вдоль и сквозь мембрану (см. *Клеточные структуры*).

Свойства М. с. определяют явления катализа, роста кристаллов (в частности, эпитаксиальных плёнок), поведение суспензий, эмульсий; М. с. используют в эмиссионной электронике и *микроэлектронике*.

Лит.: Большов Л. А. и др., Субмонослойные пленки на поверхности металлов, «УФН», 1977, т. 122, с. 125; Адамсон А. У., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979; Крылов О. В., Киселев В. Ф., Адсорбция и катализ на переходных металлах и их оксидах, М., 1981; Крепс Е. М., Липиды клеточных мембран, Л., 1981; Черепин В. Т., Васильев М. А., Методы и приборы для анализа поверхности материалов. Справочник, К., 1982; Физика поверхности: колебательная спектроскопия адсорбатов, под ред. Р. Уиллиса, пер. с англ., М., 1984; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985; Кумар, Уикрамасингх Х., Растровые микроскопы с зондами-остриями, «В мире науки», 1989, № 12.

Ю. Н. Любитов.

МОНОПО́ЛЬ ДИРА́КА — см. *Магнитный монополь.*

МОНОХРОМАТИ́ЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (от греч. mónos — один и chróma, род. падеж chrómatos — цвет) — эл.-магн. излучение одной определённой и строго постоянной частоты. Происхождение термина «М. и.» связано с тем, что различие в частоте с в е т о в ы х волн воспринимается человеком как различие в цвете. Однако по своей природе *электромагнитные волны* видимого диапазона, лежащие в интервале 0,4—0,7 мкм, не отличаются от эл.-магн. волн др. диапазонов (ИК-, УФ-, рентгеновского и т. д.), по отношению к к-рым также используют термин «монохроматический» (одноцветный), хотя никакого ощущения цвета эти волны не дают.

Теория эл.-магн. излучения, основанная на *Максвелла уравнениях*, описывает любое М. и. как гармонич. колебание, происходящее с неизменной амплитудой и частотой в течение бесконечно долгого времени. Плоская монохроматич. волна эл.-магн. излучения служит примером полностью когерентного поля (см. *Когерентность*), параметры к-рого неизменны в любой точке пространства и известен закон их изменения во времени. Однако процессы излучения всегда ограничены во времени, а потому понятие М. и. является идеализацией. Реальное естеств. излучение обычно представляет собой сумму нек-рого числа монохроматич. волн со случайными амплитудами, частотами, фазами, поляризацией и направлением распространения. Чем у́же интервал, к-рому принадлежат частоты наблюдаемого излучения, тем оно монохроматичнее. Так, излучение, соответствующее отд. линиям спектров испускания свободных атомов (напр., атомов разреженного газа), очень близко к М. и. (см. *Атомные спектры*); каждая из таких линий соответствует переходу атома из состояния m с большей энергией в состояние n с меньшей энергией. Если бы энергии этих состояний имели строго фиксиров. значения $\mathscr{E}_m$ и $\mathscr{E}_n$, атом излучал бы М. и. частоты $\nu_{mn} = (\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n)/h$. Однако в состояниях с большей энергией атом может находиться лишь малое время Δt (обычно 10^{-8} с — т. н. *время жизни* на энергетич. уровне), и, согласно *неопределённостей соотношению* для энергии и времени жизни квантового состояния ($\Delta\mathscr{E}\cdot\Delta t \geqslant h$), энергия, напр., состояния m может иметь любое значение между $\mathscr{E}_m + \Delta\mathscr{E}$ и $\mathscr{E}_m - \Delta\mathscr{E}$. Поэтому излучение каждой линии спектра соответствует интервалу частот $\Delta\nu_{mn} = \Delta\mathscr{E}/h = 1/\Delta t$ (подробнее см. в ст. *Ширина спектральной линии*).

Т. к. идеальным М. и. не может быть по самой своей природе, то обычно монохроматическим считается излучение с узким спектральным интервалом, к-рый можно приближённо характеризовать одной частотой (или длиной волны).

Приборы, с помощью к-рых из реального излучения выделяют узкие спектральные интервалы, наз. *монохроматорами*. Чрезвычайно высокая монохроматичность характерна для излучения нек-рых типов лазеров (ширина спектрального интервала излучения достигает величины 10^{-7} нм, что значительно у́же, чем ширина линий атомных спектров).

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978.

Л. Н. Капорский.

МОНОХРОМА́ТОР — спектральный оптич. прибор для выделения узких участков спектра оптич. излучения. М. состоит (рис. 1) из входной щели *1*, освещаемой источником излучения, коллиматора *2*, диспергирующего элемента *3*, фокусирующего объектива *4* и выходной щели *5*. Диспергирующий элемент пространственно разделяет лучи разных длин волн λ, направляя их под разными углами φ, и в фокальной плоскости объектива *4* образуется спектр — совокупность изображений входной щели в лучах всех длин волн, испускаемых источником. Нужный участок спектра совмещают с выходной щелью поворотом диспергирующего элемента; изменяя ширину щели *5*, изменяют спектральную ширину $\delta\lambda$ выделенного участка.

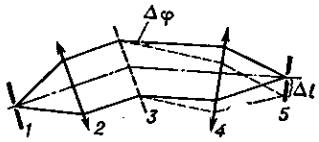


Рис. 1. Общая схема монохроматора: *1* — входная щель, освещаемая источником излучения; *2* — входной коллиматор; *3* — диспергирующий элемент; *4* — фокусирующий объектив выходного коллиматора; *5* — выходная щель.

Диспергирующими элементами М. служат дисперсионные призмы и дифракц. решётки. Их угл. дисперсия $D = \Delta\varphi/\Delta\lambda$ вместе с фокусным расстоянием f объектива *4* определяют линейную дисперсию $\Delta l/\Delta f = D f$ ($\Delta\varphi$ — угл. разность направлений лучей, длины волн к-рых отличаются на $\Delta\lambda$; Δl — расстояние в плоскости выходной щели, разделяющее эти лучи). Призмы дешевле решёток в изготовлении и обладают большой дисперсией в УФ-области. Однако их дисперсия существенно уменьшается с ростом λ и для разных областей спектра нужны призмы из разных материалов. Решётки свободны от этих недостатков, имеют постоянную высокую дисперсию во всём оптич. диапазоне и при заданном пределе разрешения позволяют построить М. с существенно бóльшим выходящим световым потоком, чем призменный М.

Осн. характеристиками М., определяющими выбор параметров его оптич. системы, являются: лучистый поток Φ_λ, проходящий через выходную щель; предел разрешения $\delta\lambda^*$, т. е. наим. разность длин волн, ещё различимая в выходном излучении М., либо его разрешающая способность r, определяемая, как и для любого др. спектрального прибора, отношением $\lambda/\delta\lambda^*$, а также относительное отверстие объектива коллиматора A_0. Разрешающая способность r, ширина выделяемого спектрального интервала $\delta\lambda$ и спектральное распределение энергии излучения, прошедшего через выходную щель, определяются *аппаратной функцией* М., к-рую можно представить как распределение потока лучистой энергии по ширине изобра-

жения входной щели (в плоскости выходной щели), если та освещается *монохроматическим излучением*.

Световой поток, выходящий из М., $\Phi'_\lambda = \tau_\lambda \Phi_\lambda = \tau_\lambda B_\lambda S\Omega\delta\lambda$, где τ_λ — коэф. пропускания М.; Φ_λ — световой поток, попадающий в М.; B_λ — спектральная яркость входной щели; S — площадь выходной щели; Ω — телесный угол лучей фокусирующего объектива, сходящихся на выходной щели. Произведение $S\Omega = S_0\Omega_0$ (индексы $_0$ относятся к входной щели) при прохождении светового потока через прибор остаётся постоянным (если световые пучки не срезаются к.-л. диафрагмами) и наз. геом. фактором прибора. Т. к. $\Omega = \pi d^2/4f^2 = \pi A^2/4$, где f, d и A — фокусное расстояние, диаметр и действующее относительное отверстие фокусирующего объектива, а $S = hb$ (h — высота, b — ширина выходной щели), то $\Phi'_\lambda = (\pi/4)A^2\tau_\lambda B_\lambda hb\cdot\delta\lambda$. При определении оптим. условий работы М. существен характер спектра источника света — линейчатый или сплошной, — к-рым освещается входная щель. В первом случае выходящий поток пропорционален ширине выходной щели, во втором случае — квадрату ширины щели b^2, а также квадрату пропускаемого спектрального диапазона $(\delta\lambda)^2$; при заданном $\delta\lambda$ выходящий поток пропорционален линейной дисперсии М.

Объективы М. (коллиматорный и фокусирующий) могут быть линзовыми или зеркальными. Зеркальные объективы пригодны в более широком спектральном диапазоне, чем линзовые, и, в отличие от последних, не требуют перефокусировки при переходе от одного выделяемого участка спектра к другому, что особенно удобно для ИК- и УФ-областей спектра.

Из большого кол-ва существующих оптич. схем М. можно выделить, помимо традиционных (рис. 1), автоколлимационные (рис. 2), z-образные (рис. 3), схемы с расположением щелей одна над другой либо просто

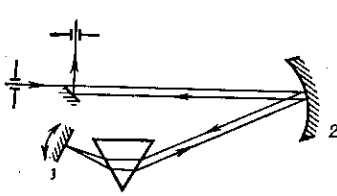


Рис. 2. Автоколлимационная схема: *1* — зеркало, вращением которого осуществляется сканирование спектра.

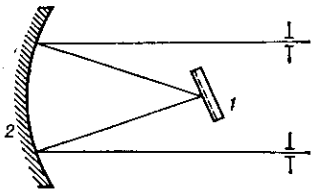


Рис. 3. z-образная симметричная схема: *1* — дифракционная решётка; *2* — сферическое зеркало.

с одной щелью, у к-рой верх. часть служит входной, а нижняя — выходной щелью, и пр. В тех случаях, когда особенно важно избежать попадания в выходную щель М. рассеянного света с длинами волн, далёкими от выделяемого участка спектра (напр., в *спектрофотометрии*), применяют т. н. двойные М., представляющие собой два М., расположенных так, что свет, выходящий из первого М., попадает во второй и выходная щель первого служит входной щелью второго (рис. 4). В зависимости от взаимного расположения диспергирующих элементов в каждом из этих М. различают двойные М. со сложением и с вычитанием дисперсий. Приборы со сложением дисперсий позволяют не только во много раз снизить уровень рассеянного света на выходе, но и увеличить разрешающую способность М., а при заданном разрешении — повысить выходящий световой поток (т. е. расширить щели). Двойные М. с вычитанием дисперсий позволяют снизить уровень рассеянного света без увеличения разрешающей способности. В них на выходную щель приходит свет такого же спектрального состава, с каким он вышел из ср. щели. Такие М. менее светосильны, чем М. со сложением дисперсий, однако они позволяют проводить сканирование спектра перемещением ср. щели в плоскости дисперсии прибора, что очень удобно конструктивно для спектрофотометров, особенно скоростных.

В ряде случаев, когда необходимо одновременное выделение неск. недалёких узких спектральных интер-

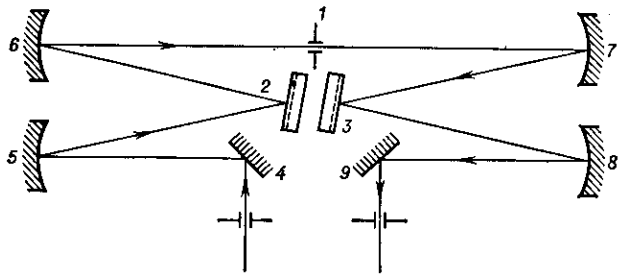


Рис. 4. Двойной монохроматор: *1* — средняя щель; *2* и *3* — дифракционные решётки, вращающиеся на общем основании; *4*—*9* — зеркала.

валов, применяют простые М. с несколькими выходными щелями, т. н. полихроматоры.

Лит.: Лабораторные оптические приборы, под ред. Л. А. Новицкого, 2 изд., М., 1979; Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975. *А. П. Гагарин.*

МОНТЕ-КАРЛО МЕТОД (метод статистических испытаний) — численный метод решения разл. задач при помощи моделирования случайных событий. В приложении к физике М.-К. м. можно определить как метод исследования физ. процесса путём создания и эксплуатации стохастич. модели, отражающей динамику данного процесса.

Если физ. процесс описывается k величинами (переменными) $p_1,\ldots,p_k$, к-рые можно рассматривать как случайные величины с плотностью распределения $F(p_1,\ldots,p_k)$, и требуется оценить плотность распределения нек-рой характеристики f данного процесса, являющейся ф-цией переменных, $f = f(p_1,\ldots,p_k)$, или совокупности таких характеристик $f_1,\ldots,f_m$, то М.-К. м. состоит в следующем. Создаётся алгоритм, реализуемый в виде программы на ЭВМ или в виде спец. устройства (электронного, механического или др.). Назначение алгоритма — многократно генерировать набор величин $q_1,\ldots,q_k$ с плотностью вероятности F. Процедуру многократного получения набора $\{q_j\}$ наз. моделированием физ. процесса; числа q_j отождествляют с переменными p_j. Для каждого конкретного набора $\{q_j^i\}$ вычисляют величину $f(q_1^i,\ldots,q_k^i)$; получив достаточно большое число N наборов $\{q_j\}$, можно оценить ср. значение величины f, её дисперсию и поведение ф-ции распределения плотности вероятности. Такой подход наз. прямым моделированием. При т. н. косвенном моделировании процесс описывают одним или неск. ур-ниями (дифференц., интегральными или др.), к-рые решают затем с помощью М.-К. м. С матем. точки зрения обе процедуры эквивалентны вычислению интеграла по нек-рой многомерной области. Кратность вычисляемого интеграла варьируется от 10—20 (в нек-рых задачах физики элементарных частиц) до $\sim 10^6$ (в расчётах на решётке).

М.-К. м. был сформулирован в 1949 в работах Дж. Неймана (J. Neumann), С. Улама (S. Ulam), Н. Метрополиса (N. Metropolis). Предшественник М.-К. м. — статистическое моделирование, известное ещё в 19 в. Классич. примером такого моделирования является «игла Бюффона», т. е. получение числа π путём случайного бросания иглы на горизонтальную поверхность, расчерченную сеткой равноотстоящих параллельных линий. С появлением быстродействующих компьютеров метод обрёл второе рождение и получил в 1949 назв. «метод Монте-Карло».

Техника моделирования. Обычно М.-К. м. реализуют в виде программы на универсальной ЭВМ. Ранее

применялись механич. устройства, ныне всё чаще используют спец. моделирующие устройства с применением микропроцессоров. С помощью таких устройств получен ряд результатов в статистич. физике и квантовой теории поля.

Для реализации случайной величины в М.-К. м. традиционно используют датчики, генерирующие случайную последовательность чисел, равномерно распределённых на интервале (0,1). Различают три типа случайных чисел. Истинно **случайные числа** можно вырабатывать, напр., преобразуя случайные сигналы от радиоакт. источника или от шумового диода. Таким способом можно достаточно быстро получать большие последовательности некоррелированных случайных чисел. В расчётах на ЭВМ используют **псевдослучайные числа**, полученные с помощью нек-рого алгоритма. Назначение такого алгоритма — генерировать числа, к-рые похожи на случайные, хотя, строго говоря, они детерминированы. Необходимы спец. исследования и тесты, чтобы убедиться в достаточной случайности таких чисел (равномерность распределения, отсутствие корреляций и пр.). **Квазислучайные числа** также получают при помощи нек-рого алгоритма, причём в основу алгоритма закладывают требование равномерного заполнения точками заданного многомерного объёма. Известен ряд алгоритмов, дающих точки, распределённые в гиперкубе более равномерно, чем случайные и псевдослучайные. Следствием лучшей равномерности является более быстрая сходимость результата.

Использование М.-К. м. в физике базируется гл. обр. на возможности его применения для вычисления интегралов, решения интегральных ур-ний и др. Пусть требуется вычислить интеграл $\int_\Omega f(x)dx$, где Ω — конечная k-мерная область определения. Алгоритм вычисления в М.-К. м. основан на теореме о среднем: $\int_\Omega f(x)dx = V\langle f\rangle$, где V — объём области Ω. Выберем k-мерный параллелепипед с объёмом W, содержащий область Ω, и выберем случайным образом достаточно большое число N точек, равномерно распределённых в этом параллелепипеде. Для M точек, попавших при этом в область Ω, вычислим значение ф-ции f. Оценку интеграла даёт величина

$$I = \frac{M}{N}W\cdot\frac{1}{M}\sum_{j=1}^{M} f(x_j) = \frac{W}{N}\sum_{j=1}^{M} f(x_j).$$

Если в области Ω точки распределены с плотностью вероятности $p(x)$, то, зная объём V, можно получить след. оценку интеграла:

$$I = \frac{V}{M}\sum_{j=1}^{M}\frac{f(x_j)}{p(x_j)}.$$

Алгоритм решения интегрального ур-ния

$$\varphi(x) = \int_\Omega K(x,y)\varphi(y)dy + f(x)$$

М.-К. м. таков. Для достаточно широкого класса ядер $K(x,y)$ приближённое решение можно искать в виде суммы

$$\varphi_M(x) = \sum_{j=0}^{M}\psi_j(x),$$

где

$$\psi_0(x) = f(x) \text{ и } \psi_j(x) = \int_\Omega K(x,y)\psi_{j-1}(y)dy.$$

Пусть далее нам нужно найти функционал

$$\Phi = \int_\Omega \varphi(x)g(x)dx.$$

Построим стохастич. процесс, соблюдая след. правила. Будем многократно строить цепочки из M случайных точек. Первая точка x_0 всегда «бросается» в область Ω с плотностью вероятности $f(x)$ (с точностью до нормирующего множителя); переход от точки x_{m-1} к точке x_m определяется плотностью вероятности $K(x_{m-1}, x_m)dx_m$. Можно показать, что матем. ожидание случайной величины $\Phi_M = \sum_{j=0}^{M} g(x_j)$ равно искомому функционалу Ф. Вообще говоря, можно осуществлять переход $x_{m-1}\to x_m$ с произвольной плотностью вероятности $P(x_{m-1},x_m)dx_m$. При этом случайная величина, с помощью к-рой оценивается функционал, вычисляется по ф-ле

$$\Phi_M = g(x_0) + \sum_{j=1}^{M} g(x_j)\frac{\prod_{m=1}^{j} K(x_{m-1},x_m}{\prod_{m=1}^{j} P(x_{m-1},x_m)}.$$

При моделировании физ. процесса важно выбрать оптим. ф-цию $p(x)$ [или $P(x_{m-1},x_m)$]. Разработке методов, позволяющих правильно выбрать эти ф-ции, посвящено большинство работ, связанных с вопросом ускорения сходимости. Перспективным является, напр., адаптивный метод, при к-ром ф-ция $p(x)$ «настраивается» в процессе моделирования на данную подынтегральную ф-цию $f(x)$.

Применения М.-К. м. В *нейтронной физике* осн. задачами являются моделирование прохождения потока нейтронов в среде, расчёт коэф. размножения нейтронов в *ядерном реакторе*, расчёт защиты реактора и др. Используют как прямое, так и косвенное моделирование. В первом случае в объёме реактора моделируют набор нек-рого числа нейтронов с заданными скоростями (первое поколение). Для каждого нейтрона прослеживают его судьбу (поглощение, вылет из реактора, деление). Образовавшиеся в результате деления нейтроны — это второе поколение, судьбу к-рых прослеживают аналогично. После моделирования достаточно большого числа поколений можно оценить критичность режима реактора. Метод удобен тем, что позволяет учитывать любую геом. форму реактора, наличие неоднородных примесей и пр. Однако время расчётов может быть существенно больше, чем при косвенном моделировании, когда движение нейтронов описывают интегральным ур-нием переноса. Для решения ур-ния составляют цепь Маркова. Характеристики поведения системы (в т. ч. и коэф. размножения) являются функционалами от состояний этой цепи и могут быть оценены стандартными методами.

В **физике элементарных частиц** одним из первых применений М.-К. м. было моделирование электронно-фотонных ливней. Успех метода в приложении к этой задаче определяется тем, что классич. описание процесса, хотя и не представляет принципиальных трудностей, практически бесполезно из-за чрезмерно большого числа переменных. Решение проблемы с помощью М.-К. м. сводится к последоват. моделированию судьбы каждой частицы (гамма-кванта, электрона или позитрона), участвующей в процессе, и моделированию соответств. элементарного акта взаимодействия. При этом возникают параметры вторичных частиц, судьбу к-рых прослеживают аналогично. Имеется ряд прикладных программ, работающих по этому принципу, однако для сверхвысоких энергий ($\sim$1 ТэВ) прослеживание всех частиц ливня требует нереально большого машинного времени.

М.-К. м. используется также при анализе данных, полученных в экспериментах с элементарными частицами. В результате взаимодействия двух частиц образуется ряд вторичных частиц; нек-рые из них нестабильны и распадаются, образуя новые частицы. Весь каскадный процесс описывается совокупностью k пе-

ременных p_1, ..., p_k. Плотность распределения этих переменных определяется теорией или моделью, используемой для интерпретации данной реакции. Соответств. ф-ла может включать ряд неизвестных параметров h_1, ..., h_m, для определения к-рых проводят физ. эксперимент. Т. о., полную плотность вероятности можно записать в виде $F(p_1,...,p_k; h_1,...,h_m)$. С помощью физ. установки (детектора) регистрируют все или нек-рые из частиц, участвующих в реакции. В каждой конкретной реакции измеряют нек-рые величины $u_1,...,u_n$, являющиеся ф-циями тех же переменных p_i и параметров h_j. Зарегистрировав достаточно большое число событий, можно экспериментально оценить плотность вероятности величин u_j: $\rho(u_1,...,u_n)$ и путём сопоставления этой ф-ции с теоретически предсказываемой определить параметры h. Обычно для этого применяют *наименьших квадратов метод* или (в более общем случае) *максимального правдоподобия метод*. При использовании конкретной физ. методики (фотоэмульсия, пузырьковая камера, спектрометр с искровыми, пропорциональными или дрейфовыми камерами) непосредств. результатом эксперимента является произведение ф-ции ρ на т. н. приборную ф-цию или эффективность $\varepsilon(p_1,...,p_k)$. Очевидно, что при анализе соответств. распределений необходимо учитывать искажения, вносимые *детектором*. Общепринятым методом расчёта эффективностей ε является М.-К. м.

Моделирование взаимодействий и процесса прохождения вторичных частиц через детектор даёт возможность определить геом. эффективность детектора, т. е. долю регистрируемых событий от их полного числа. Имитация траекторий или сигналов в детекторах (сцинтилляционных, черенковских и др.) позволяет производить обратную реконструкцию моделиров. событий и сравнивать найденные т. о. кинематич. характеристики с истинными. С помощью такой процедуры определяют разрешающую способность детектора.

В квантовой теории поля М.-К. м. интенсивно используют для расчётов в калибровочных теориях на решётке. Наиб. эффективно применение этого метода к тем явлениям в *квантовой хромодинамике* (КХД), к-рые обусловлены взаимодействием кварков на сравнительно больших расстояниях. Как известно, в КХД с увеличением расстояния растёт и эфф. константа связи, что делает невозможным применение теории возмущений. Одним из осн. средств исследования в т. н. непертурбативной области КХД стал метод численного расчёта на четырёхмерной решётке. В таком подходе используют формулировку КХД с помощью функциональных интегралов, при этом средние по квантовым флуктуациям полей в каждой точке пространства-времени представлены в виде интегралов. Эти интегралы вычисляют с применением М.-К. м. Точность расчётов улучшается с увеличением размера решётки, однако при этом существенно растёт время, затрачиваемое на вычисления. Даже наиб. мощные ЭВМ способны обеспечить проведение расчётов на решётках лишь сравнительно небольшого размера. Качеств. скачок в этом направлении возможен при использовании спец. счётных устройств, включающих большое кол-во автономных микропроцессоров. Наиб. интересные результаты: вычисление спектра масс чисто глюонных частиц (глюболов), оценка темп-ры фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму и расчёт потенциала взаимодействия на больших расстояниях. Учёт кварков при расчётах на решётке даёт возможность вычислить спектр масс адронов, т. е. почти всех элементарных частиц. Сделанные до сих пор оценки имеют не очень высокую точность.

В статистич. физике использование М.-К. м. имеет свою специфику и тесно переплетается с др. численным методом — *молекулярной динамики методом*. Одно из направлений в этой области — исследование физики жидкости. Традиц. модель, применяемая для описания жидкости,— система твёрдых сфер либо твёрдых дисков. Обычно исследуют модель, содержащую от неск. десятков до тысячи таких сфер. Варьируя конкретный вид взаимодействия между этими объектами, можно моделировать поведение таких сред, как классич. жидкость, электролитич. раствор или жидкий металл. Методика моделирования плазмы различна для разл. плотности электронов. При высокой плотности (характерной, напр., для белых карликов) электронный газ вырожден и рассматривается как неподвижная среда, в к-рой движутся ионы (однокомпонентная плазма). При меньшей плотности необходимо учитывать поляризацию электронного фона и эффекты экранирования. Поведение такой плазмы исследуют, напр., с помощью модели заряж. твёрдых сфер, движущихся в однородном фоне. М.-К. м. (наряду с *молекулярной динамики методом*) применяют также для изучения поверхностных явлений в жидкостях.

М.-К. м. даёт возможность практич. исследования фазовых диаграмм смесей и магн. систем. Осн. проблемы в этой области связаны с изучением упорядоченных состояний систем и с определением области устойчивости. Много работ посвящено природе фазовых переходов и поведению системы вблизи критич. точки, а также динамике этого процесса. Чаще всего эти проблемы исследуются на *Изинга модели*.

М.-К. м. применяют также для исследования квантовых жидкостей и кристаллов. С помощью этого метода можно решать ур-ния Шрёдингера и получать точные численные оценки для характеристик осн. состояния бозонной системы.

Важное практич. применение М.-К. м. нашёл в ядерной геофизике. Широкое использование нейтронного и гамма-каротажа при поиске полезных ископаемых делает актуальными задачи переноса излучения в многокомпонентной среде и оценки ф-ции отклика прибора с учётом реальных геологич. и техн. условий измерения. Решение этих задач основано на применении М.-К. м.

В 1980-х гг. прямое статистич. моделирование стало применяться в аэро- и гидромеханике. Типичной задачей в этой области является обтекание тела произвольной геометрии высокоскоростной струёй разреженного газа. Процесс описывается нелинейным ур-нием Больцмана, и оценки эксперим. величин (напр., распределение потоков импульса и энергии на поверхности тела) проще получаются с применением М.-К. м.

Лит.: Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений, М., 1967; Соболь И. М., Численные методы Монте-Карло, М., 1973; Ермаков С. М., Михайлов Г. А., Статистическое моделирование, 2 изд., М., 1982; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Кройц М., Кварки, глюоны и решетки, пер. с англ., М., 1987.

Г. Г. Тахтамышев.

МОРИНА ТОЧКА — темп-ра T_M, при к-рой в магнитоупорядоченных кристаллах происходит переориентация спинов магнитно-активных ионов от одной кристаллич. оси к другой, сопровождаемая переходом кристалла из слабоферромагн. в антиферромагн. состояние. Впервые этот переход (переход Морина) наблюдался Ф. Дж. Морином [1] в природном гематите (α-Fe_2O_3) при понижении темп-ры до $T_M = 260$ К. Гематит имеет ромбоэдрич. кристаллографич. симметрию и при темп-рах $T < T_M$ является слабым ферромагнетиком («скошенным» антиферромагнетиком) со спинами (магн. моментами ионов), лежащими в базисной плоскости (111). Ниже T_M спины ионов Fe^{3+} переориентируются (см. *Ориентационные фазовые переходы*) к тригональной оси [111] и кристалл становится чистым антиферромагнетиком. Как видно из рис. 1, где представлена температурная зависимость магн. момента слабого ферромагнетика, с приближением к М. т. его намагниченность резко уменьшается (небольшой магн. момент остаётся за счёт магнетизма примесей). Величина слабоферромагн. момента ($\sim 1 \cdot 10^{-3}$ μ_B) мала

по сравнению с полным магн. моментом иона Fe^{3+} (равным $5\mu_б$, где $\mu_б$ — *магнетон* Бора). В работе [2] была предложена модель, объясняющая *слабый ферромагнетизм* небольшой неколлинеарностью («скашиванием») антиферромагн. подрешёток. Теоретич. доказательство существования слабого ферромагнетизма гематита было дано И. Е. Дзялошинским [3] на основе термодинамич. рассмотрения фазового перехода при учёте *магнитной симметрии*. Согласно [3], наличие слабого ферромагнетизма гематита выше М. т. и отсутствие его ниже этой точки связано с различием магн. симметрии в этих состояниях. Перестройка *магнитной атомной структуры* при переходе Морина (фазовом переходе 1-го рода) определяется температурной зависимостью констант *магнитной анизотропии*.

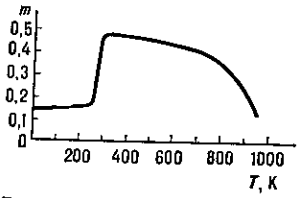


Рис. 1. Температурная зависимость магнитного момента m (в единицах $\mu_б$ на молекулу) монокристалла гематита.

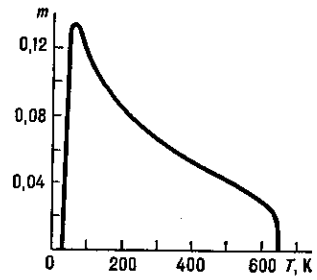


Рис. 2. Температурная зависимость магнитного момента m (в единицах $\mu_б$ на молекулу) ортоферита диспрозия (T_M = = 40 К).

Влияние внеш. магн. поля и гидростатич. давления на темп-ру Морина T_M и на характер перехода слабый ферромагнетизм → антиферромагнетизм изучено достаточно подробно [4, 5, 6]. Спин-переориентационные переходы Морина наблюдались также в редкоземельных ортоферритах и ортохромитах [7] (рис. 2).

Лит.: 1) Morin F. J., Magnetic susceptibility of αFe_2O_3 and αFeO_3 with added titanium, «Phys. Rev. Lett.», 1950, v. 78, p. 819; 2) Боровик-Романов А. С., Орлова М. П., Магнитные свойства карбонатов кобальта и марганца, «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 579; 3) Дзялошинский И. Е., Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 1547; 4) Flanders P. J., Metamagnetic effects in hematite, «Phys. Mag.», 1966, v. 14, p. 1; 5) Восканян Р. А., Левитин Р. З., Щуров В. А., Магнитострикция монокристалла гематита в полях до 150 кЭ, «ЖЭТФ», 1968, т. 54, с. 790; 6) Wayne R. C., Anderson D. H., Pressure dependence of the Morin transition in the weak ferromagnet αFe_2O_3, «Phys. Rev.», 1967, v. 155, p. 496; 7) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979.

А. М. Кадомцева.

МОТТА ПЕРЕХОД—см. в ст. *Переход металл — диэлектрик*.

МОТТОВСКИЕ ДИЭЛЕКТРИКИ (диэлектрики Мотта — Хаббарда) — кристаллы с диэлектрич. свойствами, происхождение к-рых связано не с влиянием периодич. поля кристаллич. решётки (как в обычных *диэлектриках* или *полупроводниках* типа Ge и Si), а с сильным межэлектронным взаимодействием. Это состояние реализуется, если характерная энергия межэлектронного (кулоновского) взаимодействия $U = e^2/\bar{r}$ ($\bar{r}$ — ср. расстояние между электронами) больше ср. кинетич. энергии электронов, мерой к-рой является ширина разрешённой зоны $W = \hbar^2/mr^2$ (m — *эффективная масса электрона*). При $U < W$ пригодна простая зонная диаграмма твёрдого тела (см. *Зонная теория*). Если $U > W$, то ситуация радикально изменяется. Зона может быть заполнена электронами частично, как в *металлах*, однако движению электронов, необходимому для переноса заряда, «мешают» др. электроны, находящиеся на соседних атомах. Своим отталкиванием они «запирают» (локализуют) каждый электрон на своём атоме и делают вещество диэлектриком. Это имеет место в системе, если $\bar{r} > a_0$, где a_0 — боровский радиус. Более аккуратный анализ даёт критерий $n^{1/3} a_0 \approx 0{,}02$, где n — концентрация электронов. При малой концентрации ($n^{1/3} a_0 < 0{,}02$) в электронейтральной системе электроны и дырки образуют связанные состояния — *экситоны* и вещество, лишённое носителей заряда, оказывается непроводящим — диэлектриком. При большей концентрации ($n^{1/3} a_0 > 0{,}02$) экранировка кулоновского взаимодействия приводит к исчезновению связанных состояний и происходит переход диэлектрик—металл (переход Мотта, см. *Переход металл—диэлектрик*). В 1949 Н. Ф. Мотт (N. F. Mott) объяснил переход кристалла из металлич. состояния в диэлектрическое при изменении давления и темп-ры уменьшением W.

Др. трактовка М. д. основана на использовании дискретной модели, описывающей электроны, перемещающиеся с узла j на узел i кристалла (с матричным элементом перехода t) при отталкивании двух электронов на одном узле (модель Хаббарда). Мерой кинетич. энергии электронов при этом также является ширина электронной зоны $W = 2zt$, где z — число ближайших электронов—соседей. Если в системе имеется один электрон на узел (центр) (концентрация электронов $n = N_{эл}/N_{ат} = 1$) и $W > U$, то вещество будет металлом с наполовину заполненной зоной. Однако при сильном взаимодействии ($U > W$) в осн. состоянии электроны локализованы на своих центрах и вещество оказывается М. д. Чтобы создать в такой системе подвижные носители заряда, надо «пересадить» электрон со «своего» узла на какой-то другой, на к-ром уже есть электрон; на это надо затратить энергию $\sim U$, а выигрыш в энергии за счёт делокализации получающихся дырки и лишнего электрона порядка W, так что при $U > W$ это невыгодно, и вещество остаётся диэлектриком со щелью $\sim(U - W)$ (щель Мотта — Хаббарда), хотя с точки зрения обычной зонной схемы оно было бы металлом.

Реально к М. д. принадлежат мн. соединения переходных и редкоземельных металлов с частично заполненными внутренними d- или f-оболочками. В силу малого радиуса d- и f-орбиталей их перекрытие и матричный элемент перехода малы, и для них легко выполняется условие $U > W$.

В фазе М. д. на центре имеются локализов. электроны, т. е. локализов. магн. моменты. Соответственно подобные вещества обычно обладают магн. упорядочением, как правило, они — *антиферромагнетики*. Магн. упорядочение в этом случае обусловлено т. н. *косвенным обменным взаимодействием*; оно возникает при частичной делокализации электронов — виртуальных переходах их на соседние (занятые) центры. Так описываются электронная структура и магн. свойства мн. соединений переходных металлов типа NiO. В непрерывной среде (без учёта периодич. потенциала решётки) состоянием, родственным М. д., является т. н. вигнеровский кристалл, в к-ром электроны при малой плотности локализуются и образуют кристаллич. структуру с периодом, определяемым их плотностью.

При изменении внеш. условий (давления, темп-ры, состава соединения) в веществах, находящихся в фазе М. д., может произойти переход в металлич. состояние. Он может сопровождаться изменениями в кристаллич. структуре и исчезновением магн. упорядочения. Механизм перехода Мотта во многом ответствен за переход металл — диэлектрик в таких веществах, как V_2O_3, или в парах металлов.

Лит.: Мотт Н. Ф., Переходы металл—изолятор, пер. с англ., М., 1979; Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979; Хомский Д. И., Необычные электроны в кристаллах, М., 1987.

Д. И. Хомский.

МОТТОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — рассеяние, обусловленное взаимодействием спина заряженной частицы с её орбитальным моментом, возникающим при движении в электрич. поле рассеивающего центра. Носит имя Н. Ф. Мотта (N. F. Mott), разработавшего релятивистскую теорию рассеяния электронов. Характерной осо-

бенностью М. р. является его асимметрия относительно плоскости, содержащей спин и импульс электрона. Такая асимметрия используется для измерения поляризации электронов (см. ниже).

Пусть в системе покоя электронов, в к-рой определено направление их спинов, движется рассеивающий заряж. центр со скоростью v. Ток, соответствующий движению этого центра, создаёт магн. поле $H = E \cdot v/c$, где E — напряжённость электрич. поля, создаваемого центром. Т. о., в системе отсчёта, движущейся вместе с электроном, на его спин действует эфф. магн. поле, созданное током, т. е. рассеивающим заряж. центром. Это приводит к изменению энергии электрона на величину μH, где μ — магн. момент электрона, связанный с его спином s: $\mu = (e/mc)s$ (e, m — заряд и масса электрона).

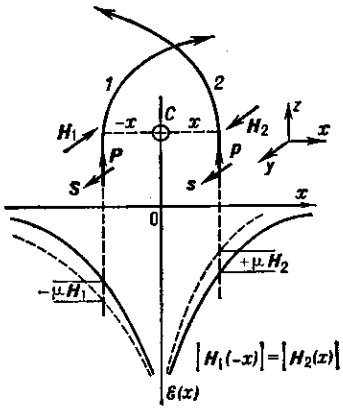


Рис. 1. Асимметрия мottовского рассеяния: вверху — траектории – электронов (поляризованных перпендикулярно плоскости чертежа), пролетающих слева и справа от кулоновского центра – C; внизу – зависимость потенциальной энергии электронов $\mathscr{E}$ от расстояния x до C. Сплошные линии соответствуют электростатической энергии; пунктир — полной энергии, включающей энергию спин-орбитального взаимодействия.

Пусть две траектории электронов *1* и *2* проходят на мин. расстоянии x от положительно заряженного кулоновского центра C (рис. 1). В зависимости от того, слева ($x < 0$) или справа ($x > 0$) от центра проходит электрон, он рассеивается соответственно направо или налево. Если спин электронов направлен вдоль оси $+y$, их магн. момент μ направлен вдоль $-y$ (т. к. $e < 0$). На спины электронов, движущихся слева и справа от кулоновского центра, действуют противоположно направленные магн. поля, индуцированные относит. движением этого центра. Это приводит к разл. изменению потенц. энергии $\mathscr{E}(x)$ электронов на траекториях *1* и *2* (рис. 1). Для траектории *1* энергия спин-орбитального взаимодействия μH прибавляется к энергии $\mathscr{E}(x)$ эл.-статич. взаимодействия; для траектории *2* вычитается из $\mathscr{E}(x)$. Т. о., суммарная потенц. энергия оказывается нечётной ф-цией. При этом электронам, пролетающим слева от C, соответствует больший рассеивающий потенциал, чем для электронов, пролетающих на том же расстоянии справа от C. Различие в потенциалах приводит к увеличению интенсивности рассеяния вправо по сравнению с интенсивностью рассеяния влево. Очевидно, что при изменении ориентации спинов (или скоростей) на противоположную знак асимметрии изменится.

Асимметрия М. р. приводит к поляризации исходно неполяризов. электронов, рассеиваемых в заданном направлении. При этом поляризация электронов $\boldsymbol{P} = S(\vartheta)\boldsymbol{h}$, где $\boldsymbol{h}$ — единичный вектор вдоль нормали к плоскости рассеяния, включающей начальный $\boldsymbol{p}$ и конечный $\boldsymbol{p}'$ импульсы, ϑ — угол между $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}'$, $S(\vartheta)$ — т. н. ф-ция Шермана (рис. 2). Эта ф-ция определяет степень поляризации электронов: $P = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$, где n_+ и n_- — числа электронов с противоположно направленными спинами. Направо рассеиваются преимущественно электроны со спинами, ориентированными вдоль оси $+y$, налево — вдоль $-y$ [при этом величина $S(\vartheta)$ для рассеянных налево и направо электронов составляет $+S$ и $-S$]. Эта же ф-ция $S(\vartheta)$ определяет величину асимметрии рассеяния частично поляризованных вдоль $\boldsymbol{h}$ электронов: $A = (N_л - N_{пр})/(N_л + N_{пр})$. Здесь $N_л$ и $N_{пр}$ — числа электронов, рассеянных налево и направо. Зная $S(\vartheta)$ по измеряемой величине A, анализируется поляризация электронов P; на этом принципе работает детектор Мотта. Т. о., анализирующая и поляризующая способности М. р. характеризуются ф-цией Шермана. Зная $S(\vartheta)$, можно определить поляризацию электронов (с энергией $\mathscr{E} \geqslant 100$ кэВ), рассеиваемых атомными ядрами на достаточно большие углы, когда можно пренебречь эффектами экранировки *кулоновского барьера ядра*. Величина S растёт с ростом заряда ядра, степень поляризации электронов, рассеянных на золоте, может достигать 40—50%.

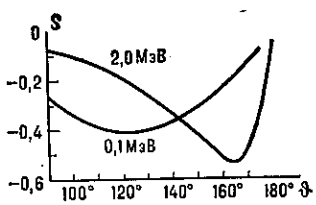


Рис. 2. Функция Шермана для золота при энергии электронов 0,1 МэВ и 2,0 МэВ.

Детектор Мотта используется для калибровки др. поляризац. детекторов. Типичная схема эксперимента с детектором Мотта представлена на рис. 3. Если измеряется поляризация электронов с малой энергией, они предварительно ускоряются до энергии $\mathscr{E} \sim 100$ кэВ с помощью ускорителя *1* и после рассеяния под углом $\vartheta = +120°$ на золотой фольге *2* регистрируются детекторами *3* и *4*. Детектор Мотта использовался при исследовании несохранения чётности при *бета-распаде* ядер, к-рая приводит к возникновению продольной поляризации электронов (вдоль их импульса). Т. к. детектор измеряет только поперечную поляризацию электронов, использовались дополнит. электрич. или магн. поля, обеспечивающие относит. разворот векторов импульса и спина электронов.

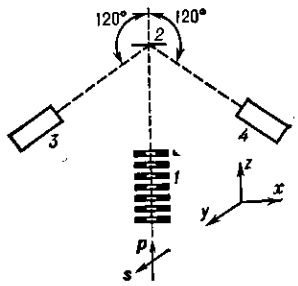


Рис. 3. Схема детектора Мотта: *1* — ускоритель; *2* — золотая фольга; *3*, *4* — счётчики электронов.

Для исключения влияния многократного рассеяния электронов на меньшие углы при том же результирующем угле ϑ необходимо использовать мишени с относительно небольшой плотностью атомов. Так, напр., плотность пучка атомов Hg (мишень) должна соответствовать давлению $p < 10^{-3}$ мм рт. ст.; толщина золотой фольги, используемой в детекторах Мотта, не должна превышать 100 нм.

Лит.: Мотт Н., Месси Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., [3 изд.], М., 1969.

В. Г. Флейшер.

МОЩНОСТЬ — физ. величина, измеряемая отношением работы к промежутку времени, в течение к-рого она произведена. Если работа производится равномерно, то М. определяется ф-лой $N = A/t$, где A — работа, совершённая за время t; для общего случая $N = dA/dt$, где dA — элементарная работа, производимая за элементарный промежуток времени dt. М. в системе СИ измеряется в Вт.

МО́ЩНОСТЬ ЗВУ́КА — энергия, передаваемая звуковой волной через рассматриваемую поверхность в единицу времени. Различают мгновенное значение М. з. и среднее за период или за длит. время. Наиб. интерес представляет ср. значение М. з., отнесённое к единице площади,— т. н. ср. удельная М. з., или *интенсивность звука*. Для плоской гармонич. бегущей звуковой волны ср. удельная М. з.

$$w = \frac{1}{2} p_0 v_0 = \frac{1}{2\rho c} p_0^2,$$

где p_0 и v_0 — амплитуды *звукового давления* и *колебательной скорости частиц*, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. Величина w — важная характеристика акустич. излучателей. М. з. в системе СИ измеряется в Вт, в системе СГС — в эрг/с (1 Вт = = 1 Дж/с = 10^7 эрг/с). Удельная М. з. измеряется соответственно в Вт/м² и в эрг/с·см²; на практике при оценке свойств УЗ-излучателей пользуются единицей Вт/см².

МУЛЬТИВИБРА́ТОР (от лат. multum — много и vibro — колеблю) — электронное устройство с двумя метастабильными состояниями, к-рым соответствуют два различных значения напряжения (или тока) и к-рые периодически скачкообразно сменяют друг друга за счёт положительной *обратной связи*. М. генерирует периодический сигнал прямоугольной формы, в спектре к-рого содержится много гармоник (см. *Фурье анализ*). Если интервалы времени, соответствующие различным состояниям, одинаковы, М. называется симметричным, иначе — несимметричным. Названные интервалы времени определяются временем зарядки и (или) разрядки конденсаторов (одного или двух), входящих в схему. М. может быть построен на *операционных усилителях*, *транзисторах биполярных* и *полевых транзисторах*, компараторах и др. электронных приборах.

В схеме симметричного М. (рис. 1) операционный усилитель (ОУ) осуществляет сравнение напряжения U_C на конденсаторе C и напряжения U с делителя, образованного резисторами R_1 и R_2. Напряжение $U_{вых}$ на выходе ОУ пропорционально разности напряжений между его входами $\Delta U = U - U_C$. Из-за того, что часть выходного напряжения через делитель поступает на вход ОУ, в схеме образуется положительная обратная связь. Если в нек-рый момент времени разность ΔU станет положительной (напр., вследствие флуктуаций), то положительная обратная связь приведёт к лавинообразному нарастанию напряжения. Его увеличение прекратится, когда $U_{вых}$ достигнет своего максимально возможного значения U_0, близкого к положит. напряжению питания $+E$. При этом напряжение U будет равно $U_0R_1/(R_1 + R_2)$. Такое состояние системы сохранится до тех пор, пока напряжение U_C на конденсаторе, заряжающемся через резистор R, не превысит значения $U = U_0R_1/(R_1 + R_2)$. Как только разность ΔU станет отрицательной, напряжение $U_{вых}$ скачком уменьшится до своего мин. значения $-U_0$, близкого к отрицат. напряжению питания $-E$. Напряжение U станет равным $-U_0R_1/(R_1 + R_2)$ и конденсатор начнёт разряжаться. Когда напряжение U_C сравняется с $U = -U_0R_1/(R_1 + R_2)$, выходное напряжение снова скачком увеличится до значения U_0 и т. д. Время зарядки и разрядки конденсатора одинаково и пропорционально RC.

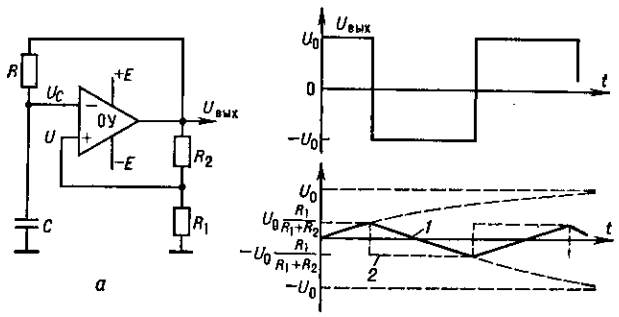


Рис. 1. Симметричный мультивибратор на операционном усилителе: *а* — схема; *б* — временные диаграммы напряжений; *1* — напряжение U_C; *2* — напряжение U.

Несимметричный М. (рис. 2) работает аналогичным образом, но благодаря диодам D и D' конденсатор заряжается и разряжается через разные резисторы (R и R'), поэтому время зарядки и разрядки различно.

Др. распространённая схема М. представляет собой два усилительных транзисторных каскада, охваченных перекрёстной положительной обратной связью через конденсаторы C_1 и C_2 (рис. 3). Благодаря этой связи состояния, когда оба транзистора T_1 и T_2 закрыты (ток коллектора близок к нулю, напряжение на коллекторе близко к напряжению питания E) или открыты (напряжение на коллекторе близко к нулю), неустойчивы. Любое изменение напряжения на коллекторе (или тока базы) одного из транзисторов лавинообразно нарастает и завершается открыванием одного из транзисторов и запиранием другого. Такое состояние сохраняется в течение времени перезарядки конденсатора, подключённого к базе запертого транзистора. По истечении этого интервала, пропорционального R_2C_1 или R_1C_2, открытое состояние транзистора скачком изменяется на закрытое, и наоборот. Такой процесс смены состояний периодически повторяется.

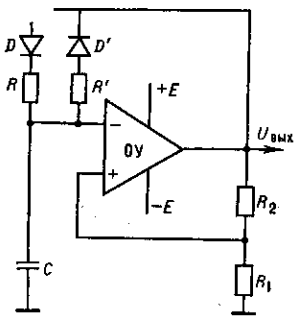


Рис. 2. Несимметричный мультивибратор на операционном усилителе.

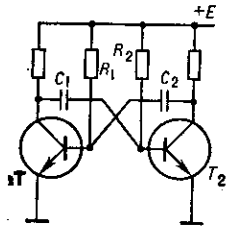


Рис. 3. Мультивибратор на биполярных транзисторах.

В практич. схемах М. скорость перехода между состояниями ограничена наличием паразитных ёмкостей схемы и конечным быстродействием применяемых электронных приборов. М. широко используются в разнообразных устройствах радиоэлектроники в качестве генераторов прямоуг. импульсов для создания пилообразного напряжения (см. *Генератор пилообразного напряжения*) и т. п. Для получения одиночных импульсов заданной длительности и импульсов, синхронных с др. импульсным сигналом, применяются т. н. ж д у щ и е М. (см. *Одновибратор*).

Лит.: Титце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982.

А. В. Степанов.

МУЛЬТИПЕРИФЕРИ́ЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ — модели *множественных процессов*, в к-рых вторичные частицы (или группы частиц) с 4-импульсами p_i рождаются в узлах мультипериферич. цепочки в результате обмена *виртуальными частицами* с 4-импульсами q_i (рис.) [1,2]. Наиб. популярны модели М. в., в к-рых обмен осуществляется пионами и лёгкими *резонансами* (ρ,ω,f), а также учитывается возможность образования кластеров — файрболов [3,4]. При использовании этих моделей для анализа множеств. процессов в узлах мультипериферич. цепочки допускалось рождение лёгких резонансов и учитывался обмен не только пионной, но ρ-, ρ'-, ω-, f- и A_2-траекториями Редже (см. *Редже полюсов метод*). Для описания корреляций вторичных частиц необходимо было ввести ветвле-

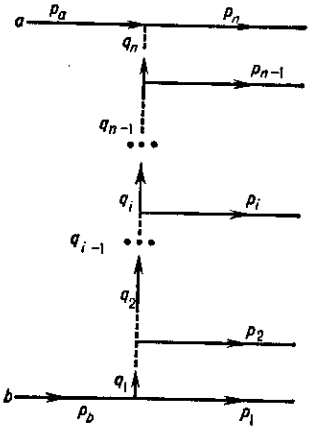


Диаграмма мультипериферического взаимодействия: *a*, *b* — первичные частицы; p_a, p_b — их 4-импульсы.

ние цепочек и сделать их усиленными, т. е. окружить вершины дополнит. померонными обменами (см. *Померон*). Всё это привело к появлению большого числа параметров в модели [4].

Наиб. полно была разработана модель М. в. с учётом образования файрболов, в к-рой обмен осуществляется пионами [3]. Её осн. параметры определялись из сравнения с данными по полным сечениям πN- и NN-взаимодействий (1973). На основе этой модели на ЭВМ были получены наборы («наигран банк») «искусств. событий» для πN- и NN-взаимодействий в интервале энергий (в лаб. системе) от 28 до 400 ГэВ, к-рые использовались для сравнения с эксперим. данными, как имевшимися в то время, так и появившимися впоследствии. Расхождение всюду не превышало 10—15%. В результате были описаны осн. характеристики одночастичных и двухчастичных *инклюзивных процессов* в интервале энергий от 5 до 63 ГэВ в системе центра инерции: *масштабная инвариантность*, поведение инвариантных сечений в области фрагментации, обильное рождение резонансов, корреляции по *быстротам* и азимутальные корреляции [2—5].

В развитых позднее партонных представлениях о динамике сильного взаимодействия (см. *Партоны*) широко используются общие черты кинематики М. в. [1,2].

Лит.: 1) Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Теория множественных процессов, М., 1976; 2) Гришин В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 3) Фейнберг Е. Л., Термодинамические файрболы, «УФН», 1983, т. 139, с. 3; 4) Левин Е. М., Рыскин М. Г., Возможность постоянного полного сечения в мультипериферических моделях, «ЯФ», 1973, т. 17, с. 388; 5) Левин Е. М., Рыскин М. Г., Корреляции по быстротам в мультипериферическом подходе при учете ветвлений, «ЯФ», 1975, т. 21, с. 396.

В. Г. Гришин.

МУЛЬТИПЛЕ́КСНАЯ ГОЛОГРА́ФИЯ (от лат. multiplex — многократный, многообразный) — метод регистрации объёмных изображений, включающий фотогр. съёмку разл. ракурсов объекта (РО) с последующей записью *голограмм* этих ракурсов на одном носителе; даёт возможность регистрации и воспроизведения объёмных изображений объектов, прямое голографирование к-рых либо затруднено, либо невозможно осуществить в связи с их большими размерами или нестабильностью.

На первом этапе голографирования производится фото- или киносъёмка РО за счёт относит. перемещения камеры и объекта. Затем либо с использованием обращения, либо за счёт перепечатки получают плёнку с позитивными изображениями РО. На втором этапе производится голографич. регистрация этих изображений. При восстановлении голограмм возникает совокупность изображений РО; пучки лучей, строящие эти изображения, пространственно организованы таким образом, что каждый глаз наблюдателя видит только одно ракурсное изображение. Изменяя положение глаза, можно видеть разл. РО; при наблюдении обоими глазами возникает эффект объёмности.

Регистрация голограмм ракурсных изображений осуществляется тремя способами. Согласно 1-му способу, на одном и том же участке фоточувствит. среды производятся последоват. запись голограмм сфокусиров. изображений РО. Пространственное разнесение зон видения изображений разл. РО производится за счёт изменения угла между объектным и опорным пучками при переходе от записи одной голограммы к записи последующей. Осн. недостатком данного способа является то, что с увеличением числа РО, к-рые необходимо зарегистрировать на голограмме, падает дифракц. эффективность последней, т. к. на одном и том же участке светочувствит. материала происходит некогерентное сложение голограмм.

При использовании 2-го способа этот недостаток исключается благодаря тому, что регистрация голограмм ракурсных изображений осуществляется на смежные участки светочувствит. материала в виде полосок шириной 2—5 мм. При восстановлении такой голограммы каждый ракурс виден через соответствующую полоску. Недостатком 2-го способа является то, что для восстановления изображений необходимы точечные источники монохроматич. излучения, т. к. при использовании этого способа регистрируются *Френеля голограммы* или *Фурье голограммы*. Для того чтобы восстанавливать изображение полихроматич. источником, проводят дополнит. операцию, к-рая заключается в записи голограммы сфокусиров. изображений, восстановленных голограммой, полученной на первом этапе. Но т. к. запись голограмм изображений РО производится одновременно, то не происходит падения дифракц. эффективности, присущего 1-му способу.

3-й способ в отличие от 2-го является одноступенчатым, голограммы РО регистрируются на отд. участках светочувствит. материала в виде узких полосок шириной 0,3—0,5 мм. Голограмма может восстанавливаться источником полихроматич. излучения. Такая возможность возникает благодаря тому, что при использовании астигматич. оптич. системы голограмма каждого ракурса является в плоскости дисперсии голограммой сфокусиров. изображений, а в плоскости, перпендикулярной плоскости дисперсии, осевой голограммой Фурье. Обычно такие голограммы регистрируются на плёнке, к-рая затем сворачивается в виде цилиндра и подсвечивается сверху или снизу с помощью небольшой лампочки. Наблюдатель видит изображение объекта внутри цилиндра. Поворачивая цилиндр вокруг оси или обходя его, можно рассматривать изображение объекта со всех сторон.

Лит.: Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Redman J. D., Novel applications of holography, «J. Sci. Instr.», 1968, v. 1, p. 821; De Bitetto, Holographic panoramic stereograms synthesized from white light recording, «Appl. Opt.», 1969, v. 8, p. 1740; Гальперн А. Д., Брун В. П., О регистрации композиционных голограмм Френеля, «Оптика и спектр.», 1980, т. 48, с. 1177.

А. Д. Гальперн.

МУЛЬТИПЛЕ́ТНОСТЬ—число $2S+1$ возможных ориентаций в пространстве полного спина атомной системы (где S—спиновое квантовое число системы). В случае LS-связи (нормальной связи, см. *Связь векторная*) при $L \geqslant S$ (L — орбитальное квантовое число) М. равна числу возможных ориентаций в пространстве полного момента J атомной системы (т. е. кратности вырождения уровня энергии). При $L < S$ число возможных ориентаций J равно $2L + 1$, однако и в этом случае М. наз. число $2S + 1$.

М. определяет расщепление уровня энергии на компоненты. Это расщепление обусловлено релятивистскими эффектами в атомной системе (гл. обр. *спин-орбитальным взаимодействием*), наз. тонким или мультиплетным и определяется правилом интервалов Ланде. При $2S + 1 = 1, 2, 3, 4, 5, \ldots$ уровни энергии соответственно наз. синглетными, дублетными, триплетными, квартетными, квинтетными и т. д. Значение М. указывают слева вверху от полного обозначения уровня энергии: ${}^{2S+1}L_J$.

М. атомных систем определяется числом электронов в незаполненных оболочках, т. к. для замкнутых оболочек $S = 0$. Так, для атома H и атомов щелочных элементов (один электрон во внеш. оболочке) возможны только дублетные состояния, т. к. для таких атомов $S = {}^1/_2$, для атомов щёлочноземельных элементов (два электрона во внеш. оболочке) — синглетные ($S = 0$, спины электронов антипараллельны) и триплетные ($S = 1$, спины электронов параллельны) состояния. Их обозначают:

$$^1S_0,\ ^1P_1,\ ^1D_2,\ ^3S_1,\ ^3P_{0,1,2},\ ^3D_{1,2,3}.$$

В случае LK-, jK- и jj-связи обозначения уровней энергии имеют более сложный вид. Так, для двухэлектронной конфигурации $npn'p$ соответственно уровни $L[K]_J$ имеют вид

$$S\left[\tfrac{1}{2}\right]_{0,1},\ P\left[\tfrac{1}{2}\right]_{0,1},\ P\left[\tfrac{3}{2}\right]_{1,2},\ D\left[\tfrac{3}{2}\right]_{1,2},\ D\left[\tfrac{5}{2}\right]_{2,3};$$

уровни $j[K]_J$:

$$\tfrac{1}{2}\left[\tfrac{1}{2}\right]_{0,1},\ \tfrac{3}{2}\left[\tfrac{1}{2}\right]_{0,1},\ \tfrac{1}{2}\left[\tfrac{3}{2}\right]_{1,2},\ \tfrac{3}{2}\left[\tfrac{3}{2}\right]_{1,2},\ \tfrac{3}{2}\left[\tfrac{5}{2}\right]_{2,3};$$

уровни $[j_1j_2]_J$:

$$\left[\tfrac{1}{2},\ \tfrac{1}{2}\right]_{0,1},\ \left[\tfrac{1}{2},\ \tfrac{3}{2}\right]_{1,2},\ \left[\tfrac{3}{2},\ \tfrac{1}{2}\right]_{1,2},\ \left[\tfrac{3}{2},\ \tfrac{3}{2}\right]_{0,1,2,3}.$$

Для химически устойчивых молекул, имеющих, как правило, чётное число электронов, характерны М. $2S+1=1$ для основного и $2S+1=1$ и $2S+1=3$ для возбуждённых состояний. *В. П. Шевелько.*

МУЛЬТИПЛЕ́ТЫ ч а с т и ц — группы элементарных частиц (дублеты, триплеты, октеты, декуплеты и др. объединения частиц с бо́льшим числом составляющих), обладающих одинаковым спином, а в случае, когда они образованы адронами, также и одинаковой внутр. чётностью. Частицы, входящие в М., как правило, имеют близкие по значению величины масс. Существование М. является отражением наличия определ. свойств симметрии у взаимодействий элементарных частиц. Математически симметрия проявляется в инвариантности (обычно приближённой) взаимодействий частиц относительно преобразований, принадлежащих тем или иным группам, напр. группе $SU(2)$ (группе *изотопической инвариантности*), группе $SU(3)$ (группе т. н. унитарной симметрии), группе $SU(2)_w$ (группе слабого изоспина) и др. Мультиплеты объединяют частицы, к-рые по своим трансформац. свойствам принадлежат одному из неприводимых представлений группы (отсюда точно фиксированное число частиц, входящих в М., зависящее от типа группы). Соответственно говорят об изотопич. мультиплетах, унитарных мультиплетах и т. п. Приближённый характер симметрии обусловливает различие масс частиц, входящих в М. Чем сильнее нарушена симметрия, тем больше отличаются по массам отд. компоненты М. В теории элементарных частиц обсуждаются симметрии (сильно нарушенные при небольших энергиях), отвечающие *великому объединению* взаимодействий. М., связанные с соответствующими группами [$SU(5)$, $SO(10)$ и др.], содержат в своём составе частицы, обладающие как сильным, так и электрослабым взаимодействиями. Массы частиц в таких М. могут различаться очень сильно. Обсуждается также существование (при очень высоких энергиях) *суперсимметрий*. Неприводимые представления групп, отвечающих суперсимметриям, описывают частицы разных спинов (целых и полуцелых). В этой связи можно говорить о супермультиплетах. Простейший супермультиплет такого типа содержит частицы со спином J (дважды), $J-1/2$, $J+1/2$. Эти частицы могут заметно различаться по массам. *А. А. Комар.*

МУЛЬТИПО́ЛИ (от лат. multum — много и греч. pólos — полюс) — определённые конфигурации точечных источников (зарядов). Простейшими примерами М. служат: точечный заряд — М. нулевого порядка; два про́тивоположных по знаку заряда, равных по абс. величине,— диполь, или М. 1-го порядка; 4 одинаковых по абс. величине заряда, размещённых в вершинах параллелограмма, так что каждая его сторона соединяет заряды противоположного знака,— *квадруполь*, или М. 2-го порядка. Название М. включает обозначение числа зарядов (на греч. языке), образующих М., напр. октуполь (окту — 8) означает, что в состав этого М. входит 8 зарядов. Выделение таких конфигураций связано с описанием полей от сложных, ограниченных в пространстве систем источников. На больших расстояниях (для статич. полей, значительно превышающих размеры системы источников) поле от таких систем устроено относительно просто и может быть описано как суперпозиция полей нек-рого числа М. Это гл. физ. основание для введения понятия М. Осн. характеристика М.— мультипольный момент, к-рый позволяет однозначно связать поля М. с полями сложных систем источников на больших расстояниях. Эта связь приводит к упрощениям широкого класса задач, т. к. поля М. относительно просты в силу повыш. симметрии относительно вращений и перестановок зарядов мультипольных конфигураций.

Введение мультипольного момента основано на довольно простых соображениях, к-рые удобно проиллюстрировать на примере статич. электрич. полей, создаваемых системой точечных зарядов e_i. В системе координат с центром, расположенным где-нибудь внутри системы зарядов, положения зарядов характеризуются радиус-векторами r_i (i — номер заряда). Потенциал этой системы зарядов в точке $\boldsymbol{R}$ определяется суммой потенциалов всех частиц:

$$\varphi(\boldsymbol{R})=\sum_i \frac{e_i}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{r}_i|}.$$

Если интересующая нас точка $\boldsymbol{R}$ значительно удалена от системы зарядов, т. е. $|\boldsymbol{r}_i|/|\boldsymbol{R}| \ll 1$, то потенциал можно разложить в *Тейлора ряд* по степеням этого отношения:

$$\varphi(\boldsymbol{R})=\varphi^{(0)}+\varphi^{(1)}+\ldots+\varphi^{(l)}+\ldots;$$

$$\varphi^{(l)}=\frac{1}{l!}\sum_i e_i r_{i\alpha_1} r_{i\alpha_2}\ldots r_{i\alpha_l}\frac{\partial^{(l)}}{\partial R_{\alpha_1}\partial R_{\alpha_2}\ldots\partial R_{\alpha_l}}\cdot\frac{1}{R},$$

где $\alpha_j=1,\ 2,\ 3$ — нумеруют компоненты соответствующих векторов; по повторяющимся α_j производится суммирование. Такое разложение потенциала наз. разложением по М. или мультипольным разложением. В нулевом приближении

$$\varphi(\boldsymbol{R})=\varphi^0=\frac{\sum_i e_i}{R},$$

т. е. $\varphi^{(0)}$ совпадает с потенциалом точечного заряда q, равного суммарному заряду системы. Величина $\sum_i e_i$ — мультипольный момент нулевого порядка — полностью определяет в этом приближении потенциал поля на больших расстояниях.

Следующий член разложения

$$\varphi^{(1)}=\sum_i e_i r_i\frac{\boldsymbol{n}}{R^2}.$$

Здесь $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, направленный вдоль $\boldsymbol{R}$. Величина $\boldsymbol{d}=\sum_i e_i\boldsymbol{r}_i$, определяющая (если $q=0$) потенциал в 1-м порядке, наз. *дипольным моментом* системы зарядов или мультипольным моментом 1-го порядка. Т. о., характеризуя потенциал (или поле) в 1-м порядке, можно заменить систему зарядов точечным зарядом q и диполем с дипольным моментом $\boldsymbol{d}$. След. член разложения $\varphi^{(2)}$ после нек-рых преобразований записывается в виде

$$\varphi^{(2)}=\frac{D_{\alpha\beta}n_\alpha n_\beta}{2R^3},$$

где $D_{\alpha\beta}=\sum_i e_i(3r_{i\alpha}r_{i\beta}-|r_i|^2\delta_{\alpha\beta})$ (или $Q_{\alpha\beta}=D_{\alpha\beta}/6$) наз. *квадрупольным моментом* системы зарядов ($\delta_{\alpha\beta}$ — *Кронекера символ*).

Общий член разложения потенциала определяется неприводимым тензором l-го ранга

$$d_{\alpha_1\alpha_2\ldots\alpha_l}=\sum_i e_i r_{i\alpha_1}r_{i\alpha_2}\ldots r_{i\alpha_l},$$

к-рый наз. 2^l-польным моментом системы зарядов, l — порядок М. Тензор 2^l-польного момента симметричен по всем индексам и обращается в нуль при сворачивании по любой паре индексов. Общий член раз-

ложения потенциала имеет более компактную форму при разложении $\varphi(R)$ по *сферическим функциям*:

$$\varphi^{(l)} = \frac{1}{R^{l+1}} \sum_{m=-l}^{l} \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Q_m^{(l)} Y_{lm}^*(\theta,\varphi),$$

$$Q_m^{(l)} \sum_i e_i r_i^l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_{lm}(\theta_i, \varphi_i),$$

где Y_{lm}, Y_{lm}^* — сферич. ф-ции, θ, φ и θ_i, φ_i — полярный и азимутальный углы, образуемые векторами $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{r}_i$ с осями координат. Приведённая форма разложения отличается от исходного ряда Тейлора только перегруппировкой слагаемых и введением сферич. ф-ций, поэтому совокупность $2l+1$ независимых величин $Q_m^{(l)}$ также наз. 2^l-польным моментом. Если все предыдущие моменты равны нулю, 2^l-польный момент не зависит от выбора начала системы координат.

Полученные соотношения позволяют дать более общее определение М. порядка l как системы зарядов, для к-рой мультипольный момент порядка l отличен от нуля, а все остальные мультипольные моменты равны нулю. Потенциал статич. поля М. порядка l убывает на бесконечности как $R^{-(l+1)}$. Такой характер спадания математически объясняется тем, что потенциал раскладывается в ряд по обратным степеням R, а физически связан с интерференцией полей от отд. зарядов, входящих в М. Кроме этого, М. обладает специфич. угл. зависимостью, определяемой l-й сферич. ф-цией. Характер убывания поля вдали от сложной системы зарядов позволяет заменить её совокупность М. соответствующего порядка (с соответствующими значениями мультипольных моментов).

Вполне аналогично мультипольное разложение можно ввести для статич. магн. полей, создаваемых системой стационарных токов. Для этого необходимо провести разложение *векторного потенциала* магн. поля:

$$\boldsymbol{A} = \frac{1}{c} \sum_i \frac{e_i \boldsymbol{v}_i}{|\boldsymbol{R} - \boldsymbol{r}_i|},$$

$\boldsymbol{v}_i$ — скорость движения i-го заряда. В отличие от случая статич. электрич. полей, разложение потенциала статич. магн. поля начинается с дипольного вклада, т. к. магн. зарядов нет (*магнитные монополи* пока не обнаружены). Для первого члена разложения получим

$$\boldsymbol{A}^{(1)} = \frac{[\boldsymbol{MR}]}{R^3},$$

где $\boldsymbol{M} = \frac{1}{2c} \sum_i e_i [\boldsymbol{r}_i \boldsymbol{v}_i]$ — *магнитный момент* системы. След. члены разложения получаются аналогично. Общий член разложения векторного потенциала выражается через шаровые ф-ции.

Для непрерывных ограниченных распределений зарядов (источников и стоков) в приведённых выше ф-лах $\sum_i$ заменяется объёмным интегралом от соответствующей плотности заряда (тока).

Разложение по М. широко используется не только в задачах электро- и магнитостатики, но и в др. областях физики, напр. в акустике и общей теории относительности.

М. применяют также и для исследований полей излучения систем движущихся зарядов (или переменных источников и стоков). Малым параметром, позволяющим описывать поле излучения упрощённым образом, служит отношение размеров области L, в к-рой движутся заряды, к длине излучаемой волны λ ($L \ll \lambda$). Такое поле излучения можно представить как суперпозицию полей М. с переменными во времени мультипольными моментами. В этом случае возникают три физически различных семейства М.— магн. М., определяемые поперечными токами, электрич. М., подразделяющиеся на тороидные [определяемые продольными (радиальными) токами] и зарядовые М., аналогичные обычным эл.-статич. (скалярным) М. (подробнее см. *Мультипольное излучение*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981.

А. В. Тур, В. В. Яновский.

МУЛЬТИПО́ЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ —излучение, обусловленное изменением во времени мультипольных моментов системы. Излучение огранич. системы источников представляет собой расходящиеся сферич. волны, так или иначе промодулированные по угл. переменным. Его анализ естеств. образом приводит к разложению излучаемого поля по полному набору *сферических функций*, обладающих определ. угл. зависимостью. При этом сама система источников, описываемых ф-циями координат ($\boldsymbol{r}$) и времени (t), может быть представлена в виде набора вполне определ. конфигураций излучателей — мультиполей. Отд. мультиполи как источники излучения характеризуются только ф-циями времени — мультипольными моментами. Их зависимость от времени связана как с внутр. динамикой системы, так и с перем. внеш. воздействиями. Представление излучаемого системой поля в виде суперпозиции полей отд. мультиполей плодотворно не только в прямых задачах исследования поля излучения сложных источников, но и в обратных задачах восстановления свойств источников по характеристикам их излучения.

В электродинамике излучение волн или, в общем случае, генерация перем. эл.-магн. полей $\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi - \dot{\boldsymbol{A}}/c$ и $\boldsymbol{B} = [\nabla \boldsymbol{A}]$ обусловлены нестационарностью плотности электрич. заряда $\rho(\boldsymbol{r}, t)$ и тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)$. В вакууме эти поля описываются волновыми ур-ниями

$$\Delta \boldsymbol{A} - \frac{1}{c^2}\ddot{\boldsymbol{A}} = -\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}, \quad \Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\ddot{\varphi} = -4\pi\rho. \qquad (1)$$

Здесь векторный $\boldsymbol{A}$ и скалярный φ потенциалы подчинены условию калибровки Лоренца $\nabla \boldsymbol{A} + \dot{\varphi}/c = 0$ (см. *Градиентная инвариантность*), точка обозначает $\partial/\partial t$, используется *Гаусса система единиц*. *Фурье преобразование* ур-ний (1) по времени $[\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t) \to \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},\omega)\exp(-i\omega t)$ и т. д.] приводит к неоднородным *Гельмгольца уравнениям*

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2}\right)\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},\omega) = -\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},\omega); \left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2}\right)\varphi(\boldsymbol{r},\omega) = -4\pi\rho(\boldsymbol{r},\omega). \qquad (2)$$

Решение ур-ний (2) (при условии излучения — уходящие волны при $r \to \infty$, см. *Зоммерфельда условия излучения*) для фурье-образов потенциалов вне источников, занимающих конечную область пространства в окрестности точки $\boldsymbol{r} = 0$, представляется в виде [без множителя $\exp(-i\omega t)$]:

$$\varphi(\boldsymbol{r},\omega) = 4\pi i\left(\frac{\omega}{c}\right)\sum_{l,m} p_{lm} h_l\left(\frac{r\omega}{c}\right) Y_{lm}(\boldsymbol{n}), \qquad (3)$$

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},\omega) = 4\pi i\left(\frac{\omega}{c^2}\right)\sum_{l,m} [n_{lm}\boldsymbol{N}_{lm}(\boldsymbol{r}) + m_{lm}\boldsymbol{M}_{lm}(\boldsymbol{r}) + cp_{lm}\boldsymbol{L}_{lm}(\boldsymbol{r})]. \qquad (4)$$

Здесь фурье-компоненты скалярных p_{lm}, электрич. n_{lm} и магн. m_{lm} мультипольных моментов определяются след. интегралами по области, занятой источниками:

$$p_{lm} = \int \rho(\boldsymbol{r},\omega) j_l\left(\frac{r\omega}{c}\right) Y_{lm}^*(\boldsymbol{n}) d^3\boldsymbol{r}, \qquad (5)$$

$$n_{lm} = \int \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},\omega)\tilde{\boldsymbol{N}}^*(\boldsymbol{r}) d^3\boldsymbol{r}, \qquad (6)$$

$$m_{lm} = \int \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},\omega)\tilde{\boldsymbol{M}}_{lm}^*(\boldsymbol{r}) d^3\boldsymbol{r}. \qquad (7)$$

В ур-нии (3) фигурируют сферич. ф-ции

$$Y_{lm}(\boldsymbol{n}) = (-1)^{\frac{m+|m|}{2}} i^l \sqrt{\frac{(2l+1)(l-|m|)!}{4\pi(l+|m|)!}} P_l^{|m|}(\cos\theta)\exp(im\varphi),$$

ортонормированные интегралом по сфере единичного радиуса:

$$\int Y_{lm} Y^*_{l'm'} d\Omega = \delta_{ll'}\delta_{mm'},$$

где θ, φ — полярный и азимутальный углы направления $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{r}/r$, $P_l^{|m|}$ — присоединённые полиномы Лежандра, $\delta_{ll'}$ — *Кронекера символ* (звёздочка означает комплексное сопряжение). Они являются *собственными функциями* операторов $\hat{L}^2$ и $\hat{L}_z$:

$$\hat{\boldsymbol{L}}^2 Y_{lm} = l(l+1)Y_{lm},\ \hat{L}_z Y_{lm} = mY_{lm},$$

где $\hat{\boldsymbol{L}} = -i[\boldsymbol{r}\nabla]$ — оператор орбитального момента импульса, ось z — заданное направление в пространстве, $\cos\theta = n_z$, $-l \leqslant m \leqslant l$ (l и $|m|$ — натуральные числа). В (3) и (5) входят сферич. ф-ция Ганкеля h_l (с особенностью в нуле) и регулярная (без особенности в нуле) сферич. ф-ция Бесселя j_l (см. *Цилиндрические функции*). Величины

$$\boldsymbol{N}_{lm}(\boldsymbol{r}) = -i\left(\frac{c}{\omega}\right)[\nabla \boldsymbol{M}_{lm}(\boldsymbol{r})],\ \tilde{\boldsymbol{N}}_{lm}(\boldsymbol{r}) = -i\left(\frac{c}{\omega}\right)[\nabla \tilde{\boldsymbol{M}}_{lm}(\boldsymbol{r})],$$

$$\boldsymbol{M}_{lm}(\boldsymbol{r}) = h_l\left(\frac{r\omega}{c}\right)\boldsymbol{X}_{lm}(\boldsymbol{n}),\ \tilde{\boldsymbol{M}}_{lm}(\boldsymbol{r}) = j_l\left(\frac{r\omega}{c}\right)\boldsymbol{X}_{lm}(\boldsymbol{n}),$$

определяющие электрич. и магн. мультипольные поля, выражаются через ортонормированные векторные сферич. ф-ции

$$\boldsymbol{X}_{lm}(\boldsymbol{n}) = [l(l+1)]^{-1/2}\hat{\boldsymbol{L}}Y_{lm}(\boldsymbol{n}), \qquad (8)$$

к-рые являются собств. ф-циями операторов $[\hat{\boldsymbol{L}}]$, $\hat{\boldsymbol{L}}^2$, $\hat{\boldsymbol{S}}^2$, $\hat{\boldsymbol{j}}^2$ и $\hat{\boldsymbol{j}}_z$, отвечающими *собственным значениям* l, $l(l+1)$, $s(s+1)$, $j(j+1)$ и m соответственно. Оператор полного момента импульса $\hat{\boldsymbol{j}} = \hat{\boldsymbol{L}} + \hat{\boldsymbol{S}}$ включает оператор спина фотона $\hat{\boldsymbol{S}}$, к-рый действует на векторную ф-цию $\boldsymbol{a}(\boldsymbol{r})$ по правилу $\hat{S}_p a_q = -is_{pq\mathbf{k}}a_{\mathbf{k}}$, где $\varepsilon_{pq\mathbf{k}}$ — *Леви-Чивиты символ*, числа p, q, k принимают значения 1, 2, 3 (по $\mathbf{k}$ — суммирование). Для ф-ций (8) $s = 1$, а собств. значения операторов $\hat{\boldsymbol{L}}^2$ и $\hat{\boldsymbol{j}}^2$ совпадают: $j = l$. Величины

$$\boldsymbol{L}_{lm} = -i\left(\frac{c}{\omega}\right)\nabla\left[h_l\left(\frac{r\omega}{c}\right)Y_{lm}(\boldsymbol{n})\right] -$$

продольные «мультипольные потенциалы», к-рые в пустоте не дают никакого эл.-магн. поля (в силу его ненулевой *спиральности*), но сохранены в (4) для полноты разложения.

Используя соотношения

$$\nabla \boldsymbol{N}_{lm} = 0,\quad [\nabla \boldsymbol{N}_{lm}] = -i\left(\frac{\omega}{c}\right)\boldsymbol{M}_{lm},$$

$$\nabla \boldsymbol{M}_{lm} = 0,\quad [\nabla \boldsymbol{M}_{lm}] = i\left(\frac{\omega}{c}\right)\boldsymbol{N}_{lm},$$

$$\nabla \boldsymbol{L}_{lm} = i\left(\frac{\omega}{c}\right)Y_{lm},\quad [\nabla \boldsymbol{L}_{lm}] = 0,$$

находим фурье-образы электрич. и магн. полей М. и.:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},\omega) = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2}\sum_{l,m}[n_{lm}\boldsymbol{N}_{lm}(\boldsymbol{r}) + m_{lm}\boldsymbol{M}_{lm}(\boldsymbol{r})],$$

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},\omega) = \frac{4\pi\omega^2}{c^2}\sum_{l,m}[n_{lm}\boldsymbol{M}_{lm}(\boldsymbol{r}) - m_{lm}\boldsymbol{N}_{lm}(\boldsymbol{r})]. \qquad (9)$$

Т. о., вне источников (т. е. в области, где $\boldsymbol{j} = 0$, $\rho = 0$) поля М. и. распадаются на два типа — электрического (в них магн. поле поперечно, поскольку $\boldsymbol{M}_{lm} \perp \boldsymbol{r}$) и магнитного (в них поперечно электрич. поле). О первых слагаемых в (9), отвечающих состоянию поля с полным моментом $j = l$ и *чётностью* $(-1)^j$, говорят как об электрич. 2^j-польных фотонах, а о вторых слагаемых в (9) с моментом $j = l$ и чётностью $(-1)^{j+1}$ — как о магн. 2^j-польных фотонах. Соответствующие фурье-амплитуды полей этих двух типов задаются набором фурье-компонентов мультипольных моментов $n_{lm}(\omega)$ и $m_{lm}(\omega)$, к-рые определяются свойствами системы или индуцируются внеш. полями (телами).

Мультиполи наз. внешними, если их поля рассматриваются во внешней (по отношению к источникам) области, и внутренними — при рассмотрении их полей внутри системы, но в области, свободной от источников. В области, занятой источниками, такое простое представление невозможно, поскольку амплитуды полей (3), (4) зависят от координат и, кроме того, существенно наличие продольных «мультипольных потенциалов» $4\pi i(\omega/c)p_{lm}\boldsymbol{L}_{lm}$. Более того, величины (5) — (7) не дают полного описания распределения зарядов и токов в источнике и особенностей их взаимодействия с внеш. полем; в общем случае необходимо ещё задание т. н. $(2n + l)$-степенных радиусов распределения плотности заряда и тока. Последние определяются интегралами вида

$$\overline{r_q^{2n}} = Q^{-1}\int \rho(\boldsymbol{r},\omega)r^{2n}d^3\boldsymbol{r} \text{ — для заряда } (q),$$

$$\overline{r_d^{2n+1}} = Q^{-1}\int \rho(\boldsymbol{r},\omega)\boldsymbol{r}r^{2n}d^3\boldsymbol{r} \text{ — для электрич. диполя } (d)$$

и аналогично для др. мультиполей ($Q = \int \rho d^3\boldsymbol{r}, n = 1,2\ldots$).

В отличие от статич. предела ($\omega = 0$) для гармонически колеблющихся зарядов определение электрич. n_{lm} (но не магн. m_{lm}) мультипольных моментов содержит существ. дополнит. особенность. Интеграл в (6) можно выразить в эквивалентной форме, явно выделив зарядовый и токовый вклады:

$$n_{lm} = ic[l(l+1)]^{-1/2}\int \rho(\boldsymbol{r},\omega)Y^*_{lm}(\boldsymbol{n})\frac{d}{dr}\left[rj_l\left(\frac{r\omega}{c}\right)\right]d^3\boldsymbol{r} -$$

$$-\left(\frac{\omega}{c}\right)[l(l+1)]^{-1/2}\int \boldsymbol{r}j(\boldsymbol{r},\omega)j_l\left(\frac{r\omega}{c}\right)Y^*_{lm}(\boldsymbol{n})d^3\boldsymbol{r}. \qquad (10)$$

Наряду с осциллирующей плотностью заряда [входящей в (10) аналогично случаю электростатики, но с учётом эффектов запаздывания] электрич. мультипольный момент формируется также осциллирующей плотностью радиального тока. Это обстоятельство приводит к независимой, новой (по отношению к электро- и магнитостатике, ср. *Мультиполи*) системе т. н. тороидных мультиполей, простейшим представителем к-рой является *анаполь* — тор с токами, текущими строго по его меридианам. Согласно (10) и ур-нию непрерывности $i\omega\rho(\boldsymbol{r},\omega) = \nabla \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},\omega)$, величина тороидных моментов на два порядка по частоте выше, чем зарядовых моментов того же ранга, и на один порядок выше, чем магн. моментов. Магн. мультипольные моменты, как и в магнитостатике, обусловлены плотностью поперечного ($\perp \boldsymbol{r}$) тока, напр. в случае тора — токами, текущими по его параллелям. Необходимость введения тороидных моментов, независимых не только от зарядовых, но и от магн. моментов, становится очевидной, если представить плотность тока в виде

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},\omega) = \nabla\eta(\boldsymbol{r},\omega) + [\nabla \boldsymbol{f}(\boldsymbol{r},\omega)]$$

и учесть, что вихревое поле $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{r},\omega)$ описывается как минимум двумя скалярными ф-циями, напр.:

$$\boldsymbol{f}(\boldsymbol{r},\omega) = i\hat{\boldsymbol{L}}\psi(\boldsymbol{r},\omega) + i[\nabla \hat{\boldsymbol{L}}\chi(\boldsymbol{r},\omega)].$$

Тороидные моменты отсутствуют в случае чисто продольного тока ($\nabla\eta$), когда $\boldsymbol{f} = 0$, и порождаются той (радиальной) частью тока ($[\nabla \boldsymbol{f}]$), к-рая остаётся неучтён-

ной в (7), где $\hat{M}^*_{lm} \perp r$. В статич. пределе ($\omega \to 0$), когда $j_l(r\omega/c) \sim (r\omega/c)^l$ и $h_l(r\omega/c) \sim (r\omega/c)^{-(l+1)}$, тороидные мультиполи наряду с магн. мультиполями дают вклад в разложение векторного потенциала $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}, \omega)$, но после взятия операции ротора, $\boldsymbol{B} = [\nabla \boldsymbol{A}]$, «выживают» только магн. мультиполи.

Поля М. и. (9) заданных интенсивности, типа (электрич. или магн.) и мультипольного характера (lm) могут генерироваться источниками, заключёнными внутри сферы произвольного, сколь угодно малого радиуса. Для любого распределения плотности заряда-тока

$$\rho_0(\boldsymbol{r}, \omega)\exp(-i\omega t),\ \boldsymbol{j}_0(\boldsymbol{r},\omega)\exp(-i\omega t) + \text{const},$$

равного нулю за пределами сферы радиуса r_0, всегда можно найти др. распределение плотности заряда-тока $(\rho_1, \boldsymbol{j}_1)$, осциллирующее с той же частотой ω и равное нулю вне сферы меньшего радиуса $r_1 < r_0$, такое, что поле излучения при $r > r_0$ будет тождественным тому, к-рое порождалось первонач. источниками [теорема Казимира (H. Casimir)]. Следовательно, произвольно узкая угл. *диаграмма направленности* может быть осуществлена при помощи произвольно малого источника. Однако реализация такой сверхэффективной антенны предполагает создание большого кол-ва когерентных мультиполей разного ранга (l) со сравнимой интенсивностью М. и. Последнее весьма затруднительно, по крайней мере для источников, занимающих область малого размера по сравнению с излучаемыми длинами волн, $r_0 \ll c/\omega$, поскольку тогда, как правило, порядок величин мультипольных моментов быстро падает с ростом l:

$$|n_{lm}| \sim (r_0\omega/c)^{-1}|m_{lm}| \sim ec(r_0\omega/c)^l.$$

В отличие от электро- и магнитостатики, все пространственные гармоники полей (9) убывают при удалении от источника по одному и тому же закону — обратно пропорционально расстоянию r. Поэтому все они вносят вклад в мощность излучения P (на данной частоте ω), проинтегрированную по всем направлениям $\boldsymbol{n}$:

$$P = \frac{cr^2}{8\pi}\int \boldsymbol{n}\,\mathrm{Re}[\boldsymbol{EB}^*]d\Omega = 2\pi\frac{\omega^2}{c^2}\sum_{l,m}\left(\left|n^2_{lm}\right| + \left|m^2_{lm}\right|\right).$$

Отсюда видно, что для сосредоточенных источников $(r_0 \ll c/\omega)$ с ростом номера l при прочих равных условиях мощность М. и. убывает как $r_0^{2l}(\omega/c)^{(2l+2)}$. Излучающая система теряет угл. момент, плотность к-рого $\mu = (8\pi c)^{-1}[\boldsymbol{r}[\boldsymbol{EB}^*]]$. Угл. момент относительно оси z, испускаемый в единицу времени, равен

$$\dot{M}_z = 2\pi\frac{\omega}{c^3}\sum_{l,m} m\left(\left|n^2_{lm}\right| + \left|m^2_{lm}\right|\right).$$

Т. о., каждый фотон М. и. с заданным азимутальным индексом m уносит, наряду с энергией $\hbar\omega$, угл. момент $m\hbar$, поскольку $\dot{M}_z = Pm/\omega$. Необходимо отметить, что мультипольные поля с заданными значениями полного угл. момента $j = l$ и типа (электрического или магнитного) не имеют определ. значения спиральности и орбитального момента, поскольку без нарушения условия поперечности свободного эл.-магн. поля невозможно разделение орбитального момента и спина. Последнее связано с *калибровочной инвариантностью* поля и отсутствием массы у фотона.

В квантовой теории вычисление отношения квадрата излучаемого угл. момента к квадрату энергии при излучении N квантов в заданной мультипольной (lm)-моде даёт фактор $\{N^2m^2 + N[l(l+1) - m^2]\}\omega^{-2}$. В классич. пределе ($N \gg 1$) это приводит к указанному выше значению (в расчёте на 1 квант) $\dot{M}_z^2/P^2 = m^2\omega^{-2}$, но в случае излучения только одного фотона даёт «квантовый ответ» $l(l+1)\,\omega^{-2}$, полагающийся для «частицы» в (lm)-состоянии. Нетривиальность соответствующего перехода заключается в том, что при конечном числе квантов N когерентно складываются только их z-компоненты угл. момента (это даёт член N^2m^2), тогда как, согласно принципу неопределённости, две остальные (x-, y-)-компоненты складываются некогерентно, добавляя член, пропорциональный N.

Квантовые источники, напр. возбуждённые молекулы, ядра или адроны, испускают фотоны в мультипольных состояниях (или в определ. суперпозиции этих состояний с определ. чётностью, см. *Отбора правила*). Однако мультипольность (lm)-фотона не измеряется непосредственно, локально, а требует интегрирования по поверхности, охватывающей источники. Реально детектируемые фотоны обычно представляют собой плосковолновые состояния с определ. спиральностью. В связи с этим изучение физ. свойств источников фотонов по характеристикам М. и. фактически предполагает проведение преобразования между мультипольными состояниями и наблюдаемыми плосковолновыми состояниями поля, т. е. разложение сферич. векторных волн по плоским волнам. Подобные особенности квантовых измерений важны, напр., при спектроскопич. изучении угл. корреляций ядерных гамма-лучевых каскадов, поскольку в ядрах, в отличие от атомов и молекул, широко распространены переходы высшей мультипольности.

Согласно *соответствия принципу*, квантовомеханич. ф-лы для интенсивности спонтанного М. и. на частоте $\omega = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/\hbar$ при переходе квантовой системы с энергетич. уровня $\mathscr{E}_2$ на уровень $\mathscr{E}_1$ (т. е. при переходе из стационарного состояния ψ_2 в ψ_1) получаются из классич. ф-л для спектральной мощности излучения соответствующей заменой квадратов фурье-компонентов мультипольных моментов $|n_{lm}(\omega)|^2, |m_{lm}(\omega)|^2$ на квадраты удвоенных матричных элементов $|2\langle\psi_1|\hat{n}_{lm}|\psi_2\rangle|^2$, $|2\langle\psi_1|\hat{m}_{lm}|\psi_2\rangle|^2$. Отношение определённой таким образом интенсивности излучения к энергии кванта $\hbar\omega$ даёт вероятность радиац. перехода в единицу времени. Она складывается из вероятности излучения различных (lm)-фотонов. При этом (в силу закона сохранения угл. момента) М. и. определённого (lm)-фотона оказывается возможным, только если начальное и конечное значения угл. момента (и его z-компоненты) у излучающей системы подчиняются правилам отбора, а изменение чётности состояния системы согласуется с чётностью фотона данного типа [электрического $(-1)^l$ или магнитного $-(-1)^l$]. Если при заданном значении величины момента фотона l его z-проекция m (а с ней и z-проекция момента излучающей системы) не определена, то говорят о М. и. частично поляризованных фотонов. Вероятность индуцированного М. и. (lm)-фотона (или его поглощения) отдельной квантовой системой определяется умножением вероятности спонтанного М. и. на число N уже имеющихся в поле фотонов данной (lm)-моды (см. *Вынужденное испускание*). Однако это правило требует уточнения (нелинейного самосогласования) в сильных когерентных полях ($N \to \infty$), когда квантовая система деформируется фотонами (lm)-моды и её состояния нельзя рассматривать независимо от поля (см. *Нелинейная оптика*).

Для атомов и ядер, в к-рых энергия излучаемого кванта не превышает энергий покоя частиц, оценка вероятности спонтанного мультипольного перехода электрич. типа порядка l даёт

$$w^e(l) \sim \frac{2\pi e^2}{\hbar c}\,\frac{\omega(r_0\omega/c)^{2l}}{[(2l+1)!!l]^2}.$$

Для перехода магн. типа вероятность $w^m(l)$ меньше в $(g\hbar/m_\text{ч}cr_0)^2$ раз, где g — эффективный *g-фактор* частиц в атомной или ядерной системе ($g \sim 2$), $e\hbar/2m_\text{ч}c$ — *магнетон* Бора для этих частиц, $m_\text{ч}$ — масса частицы.

Размер атомов $r_0 \sim a_0/Z_э$, где a_0 — *Бора радиус*, $Z_э$ — эфф. заряд ядра; частоты переходов в атомах

таковы, что $\hbar\omega \lesssim e^2Z_э^2/a_0$, т. е. $r_0\omega/c \lesssim Z_э/137$. В результате типичные электрич. квадрупольные ($l = 2$) и магн. дипольные ($l = 1$) переходы в атомах прибл. в $(137/Z_э)^2$ раз менее вероятны, чем электрич. дипольные (разрешённые переходы). Высшие мультиполи, в частности тороидный диполь (анаполь), играют принципиальную роль лишь для рентг. переходов в атомах тяжёлых элементов. Учёт высших мультиполей необходим также при определении влияния внутр. поля на спектры молекулярных кристаллов и при расчёте экситонных переходов в полупроводниках, где *эффективная масса* электронов может понижаться на порядок и более.

Размер атомных ядер $r_0 \approx 1{,}2A^{1/3}\ 10^{-13}$ см (A — число нуклонов в ядре), а частоты переходов лежат в широком диапазоне (соответствующие энергии от неск. кэВ до ~10 МэВ). При этом обычно $r_0\omega/c \lesssim 1$ и $w^m(l) \sim w^e(l)/(3A^{2/3})$, так что, согласно указанной упрощённой оценке, и в ядрах наиб. вероятными должны быть электрич. дипольные переходы с $l = 1$. Однако благодаря сильному взаимодействию нуклонов, не зависящему от заряда, эти электрич. дипольные переходы часто оказываются подавленными (особенно при малых энергиях $\hbar\omega$). Поэтому радиац. время жизни возбуждённых ядер и их излучение в значит. мере определяются высшими мультипольными переходами. В частности, существуют т. н. *гигантские резонансы* и запрещённые γ-переходы в тяжёлых ядрах.

Если размеры области, занятой источниками, малы по сравнению с излучаемыми ею длинами волн ($r_0\omega/c \ll 1$), то можно пренебречь эффектами запаздывания и легко осуществить обратное фурье-преобразование полей (9). В результате М. и. на произвольном расстоянии r от системы предстанет как явная ф-ция времени, задаваемая переменными мультипольными моментами. В волновой зоне поперечные ($\perp r$) поля излучения произвольной системы с точностью (по $r_0\omega/c$) до членов, включающих вклад тороидного диполя $\boldsymbol{T}(t)$, равны

$$B_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{r}, t) = c^{-2}r^{-1}\Big\{\ddot{p}^e_{\mathbf{k}} + [\ddot{\boldsymbol{p}}^m\boldsymbol{n}]_{\mathbf{k}} + c^{-1}\ddot{Q}^e_{\mathbf{k}p}n_p + $$

$$+ c^{-1}\varepsilon_{\mathbf{k}pq}\ddot{Q}^m_{pi}n_qn_i + c^{-2}\ddot{Q}^e_{\mathbf{k}pq}n_pn_q + c^{-1}\ddot{T}_{\mathbf{k}}\Big\},$$

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t) = [\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}, t)\boldsymbol{n}]$$

(суммирование по повторяющимся индексам). Здесь $\boldsymbol{p}^e$ и $\boldsymbol{p}^m$ — векторы электрич. и магн. *дипольных моментов*, $Q^e_{\mathbf{k}p}$ и Q^m_{pi} — тензоры электрич. и магн. *квадрупольных моментов*, $Q^e_{\mathbf{k}pq}$ — тензор электрич. октупольного момента.

Мультипольное разложение поля является эфф. средством исследования свойств разл. излучателей, особенно если их размеры малы по сравнению с излучаемыми длинами волн. Представление о М. и. используется не только для скалярного и векторного полей в вакууме [как в (1) — (7)], но и для более сложных тензорных полей (напр., гравитационного) или для полей в сплошных средах, в частности для эл.-магн. поля излучения мультиполей, движущихся со сверхсветовой скоростью в среде (*Черенкова — Вавилова излучение*), для поля упругих деформаций в анизотропных кристаллах и т. д.

Лит.: Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; Дубовик В. М., Чешков А. А., Мультипольное разложение в классической и в квантовой теории поля и излучение, «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, с. 791; Gray C. G., Multipole expansions of electromagnetic fields using Debye potentials, «Amer. J. Phys.», 1978, v. 46, p. 169; Франк И. М., Излучение Вавилова — Черенкова для электрических магнитных полуполей, «УФН», 1984, т. 144, с. 251; Биденхарн Л., Лаук Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 2, М., 1984; Müller E. E., Scalar potentials for vector fields in quantum electrodynamics, «J. Math. Phys.», 1987, v. 28, p. 2786.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

МУТНЫЕ СРЕДЫ — среды, в к-рых распространение света сопровождается значит. рассеянием, влияющим на условия распространения, вследствие чего нарушается прозрачность среды. Рассеяние света в среде происходит на её оптич. неоднородностях, что было установлено Л. И. Мандельштамом в 1907. Среда может быть мутной вследствие неоднородности структуры, наличия в ней посторонних макроскопич. частиц и включений (дымы, туманы, облака, коллоидные растворы). Флуктуации плотности, возникающие из-за теплового движения частиц, могут привести к резкому увеличению рассеяния, и среда станет сильно мутной (*опалесценция критическая*). Среда может стать мутной при резонансном рассеянии.

В М. с. оптич. неоднородности распределены хаотично. Среды, в к-рых оптич. свойства изменяются плавно (локально однородные), света не рассеивают: внутри такой среды происходит постепенное искривление световых лучей (*рефракция света*).

Оптич. свойства М. с. определяются явлениями ослабления проходящего излучения вследствие рассеяния и поглощения и взаимного облучения разл. объёмов М. с. рассеянным излучением. Взаимное облучение имеет когерентную и некогерентную части. Когерентная часть взаимного облучения неоднородностей ведёт к изменению эфф. эл.-магн. поля, в к-ром они находятся, а следовательно, и рассеянного ими поля. Когерентная часть взаимного облучения и интерференция излучений, рассеянных различными объёмами, относятся к т. н. кооперативным эффектам, к-рые ведут к отличию оптич. свойств М. с. от оптич. свойств образующих её частиц. Некогерентная часть взаимного облучения неоднородностей или объёмов среды представляется в форме многократного рассеяния.

Теория рассеяния света в М. с. принципиально не отличается от дифракц. задач электродинамики: при известном внешн. излучении (освещении) и при известном пространственном распределении эл.-магн. свойств М. с. нужно определить поле в нек-рой точке вне или внутри среды.

Эту задачу можно представить состоящей из двух частей: 1) определить поле, рассеянное отд. элементом М. с., предполагая внешн. поле, в к-ром находится «мутный элемент», суперпозицией облучающего поля и поля, создаваемого всеми остальными элементами тела; 2) просуммировать действие всех элементов (частиц) тела (см. *Рассеяние света*).

В большинстве реальных М. с. эту общую задачу удаётся свести к более простым случаям, определяемым соотношением с длиной волны λ след. четырёх линейных величин: d — расстояния между «элементами» (молекулами, микровключениями) внутри частицы, a — размера частицы, l — ср. расстояния между центрами частиц в М. с., R — размера М. с. Конкретная задача и метод её решения определяются величинами четырёх безразмерных параметров: $x_1 = d/\lambda$, $x_2 = a/\lambda$, $x_3 = l/\lambda$, $x_4 = R/\lambda$. Параметры x_i удовлетворяют очевидным неравенствам $x_1 < x_2 < x_3 < x_4$. Обычно также $x_1 \ll 1$ и $x_4 \gg 1$.

Если параметр $x_3 \gg 1$, т. е. расстояние между частицами $l \gg \lambda$, то отд. частицы среды рассеивают свет некогерентно. В этом случае задача сводится к анализу однократного рассеяния на частице, к-рое зависит от величины x_2 (размера частицы) и относительного комплексного показателя преломления частицы $n = n' - ix$. При очень малых размерах частицы ($x_2 \ll 1$ и $|n| \approx 1$) наблюдается рэлеевское рассеяние. При этом показатель рассеяния приблизительно $\backsim \lambda^{-4}$, т. е. синие лучи, напр., рассеиваются в 16 раз сильнее, чем красные. Поэтому прямой свет от Солнца кажется красным, а небо — от рассеянного света Солнца — синим.

Более общий случай любых x_2 был рассмотрен А. Лявом (A. Love, 1899) и Г. Ми (G. Mie, 1908) (см. *Ми тео-*

рия). Расчёт светового поля для случая больших x_2 (до $\sim 10^3$) очень сложен и осуществляется на ЭВМ. Однако картина поля, получающаяся из расчётов, хорошо совпадает с той, что следует из простых ф-л геом. оптики.

Если параметр $x_3 < 1$, то волны, рассеянные разными частицами, уже нельзя считать некогерентными, большую роль начинает играть интерференция между рассеянными волнами («кооперативные эффекты»).

Для М. с., *оптическая толщина* к-рой τ не мала ($\tau = x_2^2 x_4/x_3^3 > 1$), наряду с однократным важное значение имеет также многократное рассеяние, воспринимаемое как самоосвещение среды. В результате мн. рассеяний при прохождении сквозь оптически толстую среду параллельный пучок света превращается в диффузный, источник света сквозь мутный слой не виден. Вследствие статистич. характера этого процесса, он описывается не напряжённостями полей, а матрицей плотности или *Стокса параметрами*, аддитивными для некогерентных пучков. Многократное рассеяние описывается также ур-нием *переноса излучения*.

Если параметр $x_3 \ll 1$, то М. с. можно рассматривать как квазисплошное тело. Этот метод был предложен Дж. Максвеллом-Гарнетом (J. Maxwell-Garnett, 1904) и широко используется в оптике коллоидов, гетерогенных твёрдых тел и др.

Четыре безразмерных параметра, отмеченных выше, достаточны для классификации М. с. в поле бесконечно плоской когерентной волны. Реальные пучки лишь частично когерентны, и их рассеяние зависит ещё от длины когерентности r, точнее от пятого параметра $x_5 = r/\lambda$. Поскольку этот параметр характеризует статистич. свойства поля, а оно определяется свойствами источника света и пути, к-рый прошла волна до того, как попала на М. с., то его значение никак не связано с предыдущими четырьмя параметрами. Длина когерентности $r = \lambda^2/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — спектральная ширина излучаемой линии. При учёте частичной когерентности света исследование «кооперативных эффектов» становится особенно сложной задачей.

Лит.: Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М.— Л., 1951; Соболев В. В., Рассеяние света в атмосферах планет, М., 1972. *К. С. Шифрин.*

М-ЧИСЛО́ — то же, что *Маха число*.

МЫШЬЯ́К (лат. Arsenicum), As,— хим. элемент гл. подгруппы V группы периодич. системы элементов, ат. номер 33, ат. масса 74,9216. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{75}As. Электронная конфигурация внеш. оболочки $4s^2p^3$. Энергии последоват. ионизаций равны соответственно 9,82; 18,62; 28,35; 50,1 и 62,6 эВ. Металлич. радиус 0,148 нм, радиусы ионов As^{3-}, As^{3+} и As^{5+} равны соответственно 0,191, 0,069, 0,047 нм. Значение электроотрицательности 2,20.

При обычных условиях устойчив т. н. серый α-As, обладающий ромбоэдрич. кристаллич. структурой с параметрами $a = 0{,}4129$ нм и $\alpha = 54{,}1°$. Плотн. α-As 5,72 кг/дм^3. При быстром охлаждении паров М. образуется мягкий жёлтый М. (γ-As) с кубич. кристаллич. структурой, его плотн. 1,97 кг/дм^3. Кроме того, известны чёрный аморфный β-As и др. его аморфные формы. При нагревании выше 270 °С все эти формы переходят в α-As. При давлении 3,6 МПа $t_{пл} = 817$ °С. Теплота плавления 21,8 кДж/моль, теплота возгонки 33 кДж/моль. Уд. теплоёмкость 0,326 кДж/(кг·К) (18°С), коэф. термич. линейного расширения $5{,}6 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (40 °С). Для α-As уд. электрич. сопротивление $35 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м. Тв. по Бринеллю 1,47 ГПа, по шкале Мооса — 3—4. М. диамагнитен. Темп-ра Дебая 224 К.

Обладает ср. хим. активностью, в соединениях проявляет степени окисления —3, +3 и +5. М.— сильный яд, его мн. соединения также сильно ядовиты. М. вводят в состав нек-рых баббитов и типографских сплавов. М. входит в состав спец. стёкол, напр. «иенского» стекла для термометров. Соединения М. с селеном (As_2Se_3), теллуром (As_2Te_3), индием (InAs)— полупроводниковые материалы, используются в фотоэлементах, фоторезисторах и др. Особенно велико значение для полупроводниковой техники арсенида галлия (GaAs), сохраняющего свои электрич. свойства в интервале темп-р от минусовых до 500° С. В качестве радиоакт. индикаторов используют искусственно получаемые радионуклиды ^{73}As (электронный захват, $T_{1/2} = 80{,}3$ сут), ^{74}As (электронный захват, β^+- и β^--распады, $T_{1/2} = 17{,}78$ сут) и образующийся при облучении М. тепловыми нейтронами ^{76}As (β-распад, $T_{1/2} = 26{,}32$ ч). *С. С. Бердоносов.*

МЭ́НЛИ — РО́У СООТНОШЕ́НИЯ — энергетич. соотношения, характеризующие взаимодействие колебаний или волн в нелинейных системах с сосредоточенными или распределёнными параметрами. Эти соотношения в совокупности с законами сохранения энергии и импульса определяют характер нелинейного взаимодействия волн (колебаний) и позволяют рассчитать макс. эффективность преобразователя частоты на реактивной нелинейности.

М.— Р. с. впервые были введены в 1956 Дж. Мэнли и Г. Э. Роу (J. M. Manley, H. E. Rowe) для колебаний в нелинейной реактивной системе с сосредоточенными параметрами, а впоследствии обобщены на волны в нелинейных средах. Их общий вид

$$\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{mP_{m,n}}{m\omega_н + n\omega_c} = 0, \qquad (1)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{nP_{m,n}}{m\omega_н + n\omega_c} = 0, \qquad (2)$$

где $\omega_н$ и ω_c — частоты исходных колебаний (волн m, n — целые числа, $P_{m,n}$ — изменение мощности на комбинац. частоте ($m\omega_н + n\omega_c$).

Соотношения (1), (2) справедливы для системы с произвольной реактивной нелинейностью. Они наглядно трактуются на квантовом языке. Знаменатели в (1), (2), умноженные на постоянную Планка $\hbar$, дают энергию кванта на соответствующей частоте, так что $|P_{m,n}|/\hbar(m\omega_н + n\omega_c) = N_{m,n}$ есть число квантов комбинац. частоты. При этом величина $mN_{m,n}$ представляет собой число квантов частоты $\omega_н$, затраченных ($P_{m,n} > 0$) или образованных ($P_{m,n} < 0$) при возбуждении комбинац. частоты. Поэтому соотношение (1) есть закон сохранения числа квантов. В соответствии с природой взаимодействующих волн М.— Р. с. означают сохранение числа фотонов, фононов, плазмонов, магнонов или др. взаимодействующих квазичастиц.

Рассмотрим применение М.— Р. с. для наиб. часто встречающегося трёхчастотного взаимодействия (см. *Взаимодействие световых волн*, *Взаимодействие волн в плазме*, *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*, *Параметрический генератор света*, *Параметрическое рассеяние*). Если, напр., выполняется соотношение $\omega_н - \omega_c = \omega_p$ (ω_p — разностная частота), то в соответствии с (1), (2)

$$\frac{P_{0,1}}{\omega_c} = \frac{P_{1,-1}}{\omega_p} = -\frac{P_{1,0}}{\omega_н}. \qquad (3)$$

Отсюда следуют важные выводы. В случае генерации суммарной частоты $\omega_н$ ($P_{1,0} < 0$) мощности на частотах ω_c и ω_p уменьшаются, а усиливается волна суммарной частоты; кванты с частотой ω_c и ω_p, сливаясь, образуют квант частоты $\omega_н$. Однако при возбуждении разностной частоты ω_p мощность частоты накачки $\omega_н$ ($P_{1,0} > 0$), согласно (3), переходит к частотам ω_p и ω_c ($P_{0,1}$, $P_{1,-1} < 0$): квант накачки распадается на кванты частот ω_c и ω_p. При этом макс. коэф. преобразования по мощности в возбуждаемую частоту ω_p

$$\alpha = |P_{1,-1}|/P_{1,0} = \omega_p/\omega_н,$$

а макс. коэф. усиления на частоте ω_c

$$\eta = \frac{P_c}{P_{c0}} = \left(1 + \frac{\omega_c}{\omega_н}\right)\frac{P_{н0}}{P_{c0}},$$

где $P_{н0}$ и P_{c0} — первонач. мощности на соответствующих частотах. Т. о., анализ М.— Р. с. для конкретных ситуаций позволяет определить макс. эффективность нелинейного процесса.

Лит.: Manley J. M., Rowe H. E., Some general properties of nonlinear elements, pt 1 — General energy relations, «Proc. IRE», 1956, v. 44, № 7, p. 904; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988.

А. С. Чиркин.

МЮ-АТО́МНЫЕ ПРОЦЕ́ССЫ — совокупность реакций, происходящих при образовании и столкновениях мюонных атомов с ядрами атомов вещества. Скорости образования μ-атомов весьма велики, $\sim 10^{12} Z\varphi c^{-1}$, где $\varphi = N/N_0$ — относит. плотность вещества, Z — заряд ядер (в единицах заряда протона) его атомов, $N_0 = 4{,}25 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ — плотность жидкого водорода.

Мюонные атомы образуются в реакциях

$$\mu^- + A \to (\mu A)^+ + e$$

(A — атом) при энергиях мюонов 10—50 эВ и затем за времена 10^{-12}—10^{-14}с переходят в осн. состояние с испусканием γ-квантов и оже-электронов.

Наиб. изучены μ-атомные процессы с участием мюонных атомов изотопов водорода: pμ, dμ и tμ. Согласно расчётам, они образуются в состояниях с гл. квантовым числом $n \gtrsim 14$ с вероятностью $\sim n^{-3}$. При их столкновениях с ядрами др. изотопов возможны след. процессы: перезарядка из возбуждённых состояний n, напр. $(d\mu)_n + t \to (t\mu)_n + d$, и оже-девозбуждение на уровни $n' < n$:

$$(d\mu)_n + D_2 \to (d\mu)_{n'} + D_2^+ + e.$$

Существ. роль в процессах девозбуждения такого типа, а также в процессах перезарядки играет штарковское смешивание состояний с разл. орбитальными моментами l, принадлежащих вырожденному мультиплету (nl) с фиксиров. значением n:

$$(d\mu)_{nl} + d \to (d\mu)_{nl'} + d.$$

Особый интерес представляет процесс штарковского смешивания $2s$ — $2p$ состояний μ-атомов водорода pμ и гелия $(\mu He)^+$, в к-рых эффекты *поляризации вакуума* снимают вырождение их $2s$- и $2p$-состояний (см. *Мюонный атом*). Штарковское перемешивание $2s$- и $2p$-состояний приводит, в частности, к быстрой гибели $2s$-состояний за счёт быстрых (скорость $\sim 10^{12} \times Z^4$ с$^{-1}$) радиац. переходов $2p \to 1s$. Существ. роль при этом играют процессы образования кластеров типа

$$(\mu He)^+ + kHe \to (\mu He)^+ He_k.$$

Совокупность перечисленных процессов приводит к тому, что все μ-атомы водорода и гелия за время жизни мюона успевают перейти в основное $1s$-состояние. В этом состоянии возможны упругое рассеяние типа

$$t\mu + d \to t\mu + d,$$

перезарядка

$$d\mu + t \to t\mu + d$$

и др. процессы. Абс. величина этих сечений при малых энергиях столкновения, $\mathscr{E} \leqslant 1$ эВ, составляет 10^{-20} — 10^{-19} см^2, а их зависимость от энергии довольно разнообразна. Напр., в сечении реакции упругого рассеяния $d\mu + p \to d\mu + p$ имеет место *Рамзауэра эффект* при $\mathscr{E} \approx 1{,}6$ эВ, а при $\mathscr{E} \approx 50$ эВ — сильный резонанс. Сечение реакции $t\mu + t \to t\mu + t$ аномально мало в пределе $\mathscr{E} \to 0$, а в сечениях реакций $d\mu + d$ и $t\mu + t$ имеются пороговые особенности. Взаимодействие спинов мюона и ядер приводит к расщеплению энергии осн. состояния μ-атомов на орто-состояния (спины ядра и мюона параллельны) и пара-состояния (спины антипараллельны), энергии к-рых различны: расщеплены на величины $\Delta\mathscr{E}_{p\mu} = 0{,}182$ эВ, $\Delta\mathscr{E}_{d\mu} = 0{,}049$ эВ, $\Delta\mathscr{E}_{t\mu} = 0{,}241$ эВ. Во всех случаях величина расщепления превышает кинетич. энергию μ-атомов при нормальной темп-ре ($\mathscr{E} \approx 0{,}04$ эВ), что приводит к необратимым переходам мюонных атомов из орто- в пара-состояние при столкновениях типа

$$p\mu(\uparrow\uparrow) + p \to p\mu(\uparrow\downarrow) + p.$$

В частности, этот процесс в 4 раза увеличивает наблюдаемую скорость μ-захвата $\mu^- + p \to n + \nu_\mu$ в газообразном водороде по сравнению с теоретически предсказываемой без учёта μ-атомных процессов при столкновениях.

В жидком водороде в реакции $p\mu + H_2 \to [(pp\mu)pe]^+ + e$ успевает образоваться мюонная молекула ppμ, к-рая становится ядром μ-молекулярного комплекса $[(pp\mu)pe]^+$. Процесс μ-захвата происходит при этом из орто-состояния мюонной молекулы ppμ, и его скорость втрое превышает скорость μ-захвата для случая статистической смеси орто- и пара-состояний мюонных атомов pμ.

При столкновениях др. мюонных атомов изотопов водорода с молекулами водорода образуются соответствующие мюонные молекулы, т. е. молекулярные ионы, состоящие из двух ядер и μ^-, к-рые становятся «тяжёлым ядром» μ-молекулярного комплекса. При нерезонансном образовании мюонных молекул их энергия связи передаётся электрону конверсии, напр.:

$$d\mu + H_2 \to [(pd\mu)pe]^+ + e.$$

При резонансном образовании мюонных молекул ddμ и dtμ энергия их образования передаётся на возбуждение вращательно-колебат. состояний (νK) образующегося μ-молекулярного комплекса:

$$d\mu + D_2 \to [(dd\mu)dee]_{\nu K},$$

$$t\mu + D_2 \to [(dt\mu)dee]_{\nu K}.$$

Эти реакции являются ключевыми в последовательности реакций *мюонного катализа*.

Лит.: Зельдович Я. Б., Герштейн С. С., Ядерные реакции в холодном водороде, «УФН», 1960, т. 71, с. 581; Gerstein S. S., Ponomarev L. I., Mesomolecular processes induced by μ^- and π^- mesons, в кн.: Muon physics, v. 3, N. Y., 1975.

Л. И. Пономарёв.

МЮЛЛЕРА МА́ТРИЦА — матрица линейного преобразования (матричный оператор), применяемая для аналитич. описания действия поляризац. оптич. элементов (поляризаторов, фазовых пластинок, отражающих поверхностей, тонких плёнок) на произвольным образом поляризованные световые пучки (см. *Поляризация света*). М. м. представляет собой квадратную 4×4-матрицу $\boldsymbol{M}$, к-рая связывает 4-компонентный вектор Стокса $\boldsymbol{S'}$ светового пучка, прошедшего через оптич. элемент, с вектором Стокса $\boldsymbol{S}$ исходного пучка: $\boldsymbol{S'} = \boldsymbol{MS}$. Действие совокупности $\mathbf{k}$ оптич. элементов на световой пучок с вектором Стокса $\boldsymbol{S}$ описывается произведением соответствующих М. м.: $\boldsymbol{S'} = \boldsymbol{M}_k \boldsymbol{M}_{k-1} \ldots \boldsymbol{M}_2 \boldsymbol{M}_1 \boldsymbol{S}$, причём матрицы элементов, последовательно проходимых световым пучком, располагаются в соответствующей последовательности справа налево. Знание М. м. оптич. элементов, расположенных на пути светового луча, позволяет путём простых формальных преобразований определить поляризац. состояние (вектор Стокса) света, прошедшего через оптич. систему. Метод расчёта эволюции поляризац. состояния света был предложен Х. Мюллером (H. Müller) в 1943 и получил широкое распространение. В отличие от др. расчётных методов (аналитич. *Джонса матричного метода*, графич. метода сферы Пуанкаре), метод Мюллера применим и к деполяризующим системам, поскольку описывает связь между усреднёнными по времени интенсивностями разл. поляризац. компонент пучка, а не между амплитудами и фазами колебаний.

М. м. простейших поляризац. элементов можно определить на основании известных результатов преобразования ими нек-рых пробных (известных) типов поляризации. М. м. поляризац. элемента (M_θ) с произвольным азимутом оси анизотропии (θ) определяется по известной М. м. этого элемента с заданным азимутом (напр., нулевым $\theta = 0$, M_0) путём применения матрицы поворота $R(\theta)$: $M_\theta = R(-\theta)M_0R(\theta)$, где

$$R(\theta) = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

М. м. могут использоваться и для описания преобразования поляризации света оптич. элементами с зависящими от времени поляризац. характеристиками (напр., при поляризац. модуляции света). При этом элементы соответствующей М. м. также становятся ф-циями времени. М. м. простейших поляризац. элементов затабулированы и приводятся в монографиях по поляризац. оптике.

В наиб. общем виде М. м. для идеального неделяризующего эллиптич. поляризатора имеет вид

$$M = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \begin{vmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta\cos\delta & \sin 2\theta\sin\delta \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta\cos 2\theta\cos\delta & \sin 2\theta\cos 2\theta\sin\delta \\ \sin 2\theta\cos\delta & \sin 2\theta\cos 2\theta\cos\delta & \sin^2 2\theta\cos^2\delta & \sin^2 2\theta\sin\delta\cos\delta \\ \sin 2\theta\sin\delta & \sin 2\theta\cos 2\theta\sin\delta & \sin^2 2\theta\sin\delta\cos\delta & \sin^2 2\theta\sin^2\delta \end{vmatrix}.$$

Поляризатор пропускает свет с эллиптичностью ω ($\operatorname{tg}\omega = b/a$, b и a — полуоси эллипса поляризации) и с фазовым сдвигом δ между колебаниями по осям выбранной декартовой системы координат (азимут ψ большой полуоси эллипса поляризации относительно осей этой системы координат определяется выражением $\operatorname{tg}2\psi = \operatorname{tg}2\theta\cos\delta$). М. м. для фазовой пластинки с азимутом оси анизотропии ψ, эллиптичностью нормальных колебаний ω и фазовым сдвигом δ имеет вид

$$M = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_1^2 - A_2^2 - A_3^2 + A_4^2 & 2(A_1A_2 + A_3A_4) & -2(A_1A_3 + A_2A_4) \\ 0 & 2(A_1A_2 - A_3A_4) & -A_1^2 + A_2^2 - A_3^2 + A_4^2 & 2(A_1A_4 - A_2A_3) \\ 0 & -2(A_1A_3 - A_2A_4) & -2(A_1A_4 + A_2A_3) & -A_1^2 - A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 \end{vmatrix}.$$

Здесь введены обозначения: $A_1 = \cos 2\omega\cos 2\psi\sin\delta/2$, $A_2 = \cos 2\omega\sin 2\psi\sin\delta/2$, $A_3 = \sin 2\omega\sin\delta/2$, $A_4 = \cos\delta/2$. Приведённые выражения для М. м. произвольного поляризатора и фазовой пластинки позволяют решать большое число задач преобразования поляризации света без учёта деполяризации.

Лит.: Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Джеррард А., Бёрч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Аззам Р., Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981.

В. С. Запасский.

МЮ-МЕЗОНЫ — устар. название *мюонов*. К классу *мезонов* не относятся, являются *лептонами*.

МЮОНИЙ (Mu) — связанное состояние электрона (e^-) и положительно заряженного *мюона* (μ^+), водородоподобный атом, в к-ром роль ядра играет мюон. Изучение М. имеет важное значение для физики элементарных частиц и атомной физики, т. к. он является одной из простейших систем двух точечных заряж. частиц — *лептонов*, взаимодействие к-рых с хорошей точностью описывается *квантовой электродинамикой* (др. системой такого рода является *позитроний*). С др. стороны, измерение поляризации М. в разл. веществах стало основой нового, весьма эфф. метода исследования структуры конденсиров. сред, кинетич. явлений, хим. реакций, фазовых превращений и др. (см. *Мюонной спиновой релаксации метод*).

Экспериментально М. был открыт в 1960 В. Хьюзом (V. W. Hughes) и др. Свободный М. в осн. состоянии может быть образован путём захвата атомного электрона положит. мюоном. Сначала этот процесс наблюдался в инертных газах при низком давлении. Обнаружение М. в др. средах осложняется высокой хим. активностью М., к-рый может рассматриваться как лёгкий изотоп водорода. Впервые М. в конденсиров. средах наблюдался в 1966 В. Г. Фирсовым и др.

М. является метастабильной системой вследствие распада мюона (за счёт слабого взаимодействия) на позитрон (e^+) и два нейтрино ($\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$) со временем жизни $\tau \approx 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с. В результате исчезновение М. сопровождается испусканием позитрона с макс. энергией ок. 53 МэВ, двух нейтрино и низкоэнергетич. электрона.

Из-за эффектов несохранения *чётности* в слабом взаимодействии мюоны, возникающие от распада π-мезонов ($\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$), поляризованы (в направлении, противоположном их импульсу), а позитроны в распадах мюонов обладают асимметрией в угл. распределении по отношению к направлению спина мюона. При кулоновском захвате электрона поляризов. мюоном образуются поляризов. атомы М. с неравной населённостью уровней *сверхтонкой структуры*. Изменение этих населённостей во внеш. магн. поле может быть обнаружено по изменению в угловых распределениях позитронов распада.

М. впервые обнаружен по наблюдению характерной частоты ларморовской прецессии в магнитном поле $f_L\mathrm{Mu} \approx \mu_B H/h \approx 1{,}40 \cdot H$ МГц ($\mu_B = e\hbar/2m_e c$ — *магнетон* Бора, m_e — масса электрона, H — напряжённость магн. поля). Для свободного мюона ларморовская частота $f_{L\mu} \simeq 2\mu_\mu^0 H/h \approx 13{,}5 \cdot H$кГц примерно в сто раз меньше, где нормальный магн. момент мюона $\mu_\mu^0 = e\hbar/2m_\mu c$ (m_μ — масса мюона).

В низшем приближении взаимодействие электрона и мюона — чисто кулоновское, и нерелятивистское ур-ние Шрёдингера приводит к такому же выражению для уровней энергии М., как для атома водорода:

$$W_n = -\frac{R_\infty}{n^2}\left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-1},$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$ — гл. квантовое число, R_∞ — постоянная Ридберга. Т. к. спины электрона и мюона равны $^1/_2$, то в S-состояниях квантовое число полного угл. момента М. может принимать два значения: $F = 1$ и $F = 0$. Взаимодействие магн. моментов электрона и мюона вызывает сверхтонкое расщепление уровней энергии М., характеризуемых этими двумя значениями F. Соответствующий интервал сверхтонкой структуры в осн. состоянии М. ($n = 1$) в первом приближении даётся ф-лой Ферми (1939):

$$\Delta\nu_F = \frac{\Delta W_F}{h} = \frac{16}{3}\alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_\mu}{\mu_p} \cdot \frac{\mu_p}{\mu_B}\left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3} \approx$$

$$\approx 4459 \text{ МГц}, \qquad (1)$$

$$\mu_\mu = \mu_\mu^0(1 + a_\mu),$$

где a_μ — *аномальный магнитный момент* мюона (μ_μ, μ_p — магн. моменты мюона и протона, α — постоянная тонкой структуры).

Релятивистское ур-ние для волновой ф-ции системы двух дираковских частиц и аппарат квантовой электродинамики позволяют вычислять поправки к уровням энергии М. в виде разложения по степеням малых параметров α и m_e/m_μ. Однако коэф. этого разложения содержат также зависимость от логарифмов этих параметров. В результате теоретич. значение интервала сверх-

тонкого расщепления в основном $1S$-состоянии М. можно представить в виде

$$\Delta\nu_{\text{теор.}} = \Delta\nu_F\{1 + a_e + \alpha^2 A + \alpha^3 B(\ln\alpha) + \alpha\frac{m_e}{m_\mu}\left[C\left(\frac{m_e}{m_\mu}, \ln\frac{m_e}{m_\mu}\right) + \alpha D\left(\ln\frac{m_e}{m_\mu}, \ln\alpha\right)\right]\}. \quad (2)$$

В этом выражении $\Delta\nu_F$ даётся равенством (1), a_e — аномальный магн. момент электрона в единицах μ_B, коэф. A и B характеризуют вклад релятивистских и чисто радиац. эффектов в пределе бесконечной массы мюона, т. е. при $(m_e/m_\mu) \to 0$, коэф. C и D связаны с квантовоэлектродинамич. эффектами отдачи (конечностью массы) мюона. Использование известных выражений для коэф. A, B, C, D, принятых значений фундам. констант R_∞, c, α, μ_p/μ_B, а также значений отношений $\mu_\mu/\mu_p = 3{,}18334547(95)$ и $m_\mu/m_e = 206{,}768259(62)$ даёт теоретич. значение

$$\Delta\nu_{\text{теор.}} = 4463{,}3047(19)\ \text{МГц}. \quad (3)$$

Тонкая и сверхтонкая структура уровней энергии М. полностью аналогична структуре уровней атома водорода. В частности, *лэмбовский сдвиг* в М. (разность уровней $2S_{1/2}$—$2P_{1/2}$) составляет

$$L^{\text{Mu}}_{\text{теор.}} = 1047{,}03\ \text{МГц}. \quad (4)$$

Величину сверхтонкого расщепления осн. уровня М. удаётся очень точно измерить, помещая М. во внеш. статич. магн. поле. При этом вследствие *Зеемана эффекта* в основном $1S$-состоянии возникает система уровней, определяемая ф-лой Брейта — Раби (1931):

$$W_{F=1,0;\,M_F} = -\frac{\Delta W}{4} + \mu_\mu^0 g_\mu(\text{Mu}) H M_F \pm \pm \frac{\Delta W}{2}[1 + 2M_F x + x^2]^{1/2}, \quad (5)$$

$$x = \left[g_e(\text{Mu})\mu_B - g_\mu(\text{Mu})\mu_\mu^0\right]\frac{H}{\Delta W},\ \Delta W = h\Delta\nu,$$

где магн. квантовое число $M_F = -1,\ 0,\ 1$ для $F = 1$ и $M_F = 0$ для $F = 0$, $g_{e\mu}(\text{Mu})$ — электронное и мюонное гиромагн. отношение в М. Идея эксперимента состоит в индуцировании магн. дипольных переходов между уровнями с разными M_F с помощью источника микроволнового излучения. Происходящие переходы детектируются по изменениям в угл. распределениях позитронов от распада мюонов. Резонансные переходы наблюдались в широком интервале внеш. магн. полей от очень слабых, $H < 2$ мГс, до сильных, $H \sim 10$ кГс, и при разл. давлениях инертного газа от неск. атм до десятков атм.

Эксперим. значение интервала сверхтонкого расщепления осн. уровня М. получается из соотношения (5) после экстраполяции к нулевому давлению газа и составляет

$$\Delta\nu_{\text{эксп.}} = 4463{,}30288(16)\ \text{МГц}. \quad (6)$$

Указанное значение $\Delta\nu$ найдено из одновременных измерений переходов ν_{12} и ν_{34} в магн. поле 13,6 кГс. Из этих же данных можно найти приведённое выше значение μ_μ/μ_p. Прекрасное согласие теоретич. и эксперим. значений $\Delta\nu$ в М. свидетельствует о справедливости квантовой электродинамики и релятивистской теории связанных состояний, а также о самосогласованности определения значений фундам. физ. констант. Наличие неск. частот переходов с $\Delta M_F = 1$ в М. приводит к двухчастотной прецессии спина мюона в магн. поле, открытой И. И. Гуревичем и др. и широко используемой при исследовании хим. свойств конденсиров. сред (μSR-спектроскопия). В 1984 впервые была измерена величина лэмбовского сдвига уровней с $n = 2$ в М.: $L^{\text{Mu}}_{\text{эксп.}} = 1060(15)$ МГц.

Проводятся поиски превращения М. в антимюоний, т. е. $(\mu^+e^-) \to (\mu^-e^+)$, к-рое свидетельствовало бы о нарушении сохранений электронного и мюонного *лептонных чисел*, ожидаемом в нек-рых совр. теориях элементарных частиц.

Лит.: Бабаев А. И. и др., Наблюдение атомарного мюония в кристаллическом кварце, «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 3, с. 3; Гуревич И. И., Никольский Б. А., Двухчастотная прецессия μ^+-мезона в атоме мюония, «УФН», 1976, т. 119, с. 169; Hughes V. W., Kinoshita T., Electromagnetic properties and interactions of muons, в кн.: Muon physics, ed. by V. W. Hughes, C. S. Wu, v. 1, N. Y., 1977; Brewer J. H., Crowe K. M., Advances in muon spin rotation, «Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.», 1978, v. 28, p. 239; Hughes V. W., Putlitz G. Z., Muonium has not yet decayed!, «Comm. Nucl. Part. Phys.», 1984, v. 12, p. 259.

Р. Н. Фаустов.

МЮОННОЙ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ МЕТОД (метод МСР) — исследование физ.-хим. свойств материалов и поведения в веществе примесных частиц с помощью положит. *мюонов*, имплантируемых в изучаемые объекты. Метод МСР сформировался в 1960—70-х гг. в ходе экспериментов по проверке разл. вариантов теории *слабого взаимодействия*. В зарубежной литературе часто используется назв. μSR, возникшее как аббревиатура слов muon spin rotation (relaxation, resonance).

Метод МСР базируется на законе несохранения пространственной *чётности* при распаде пи-мезонов (π) и мюонов (μ):

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

$$\pi^- \to \mu^- + \nu_\mu, \quad \mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Несохранение чётности при распаде пи-мезонов позволяет получать на ускорителях пучки мюонов со степенью поляризации, близкой к 100%, а несохранение чётности при распаде мюонов даёт возможность следить за направлением магн. моментов мюонов, регистрируя позитроны $\mu \to e$-распада, поскольку позитроны вылетают преим. вдоль спина мюона. Суть метода МСР заключается в наблюдении за изменением во времени поляризации ансамбля мюонов, возникающим из-за магн. взаимодействия мюонов, заторможенных в веществе, со средой.

Применение метода МСР. Исследования можно разделить на 2 группы: изучение явлений, где анализируется поведение в веществе самого положит. мюона μ^+, рассматриваемого как лёгкий протон; изучение проблем, где μ^+ рассматривается как простейший зонд в исследуемом веществе, сочетающий свойства пробного заряда и элементарного магнитометра. Часто в одном эксперименте оба аспекта тесно переплетаются. Примеры исследований 1-й группы — эксперименты по изучению электронной структуры *мюония* в полупроводниках и диффузии мюонов в металлах. Эти эксперименты дополняют исследования поведения водорода в материалах, позволяя получать наглядную картину процессов, в к-рых проявляется квантовая природа поведения лёгкой примесной частицы в тяжёлой кристаллич. решётке. Примерами исследований 2-й группы может служить изучение смешанного состояния *сверхпроводников* 2-го рода и фазовых переходов с изменением магн. порядка (см. *Магнитный фазовый переход*).

Особенности метода МСР: 1) в методе МСР отсутствует необходимость в сильных магн. полях для создания заметной поляризации мюонов, что позволяет изучать явления, сильно искажаемые внеш. полем (напр., фазовые переходы в *спиновых стёклах*); 2) изменение поляризации детектируется без приложения электрич. ВЧ-поля, что снимает ограничения, связанные со *скин-эффектом*; 3) для получения МСР-спектра необходима регистрация большого кол-ва актов распада мюонов $\sim 10^6$ (ср. время жизни мюона $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с); т. к. плотность мюонов в образце в любой момет времени исчезающе мала, то при интерпретации эксперим. данных можно пренебречь взаимодействием мюонов между собой.

Схема эксперимента. Пучок поляризов. мюонов μ^+ проходит через *сцинтилляционные детекторы* $Д_1$, $Д_2$ и $Д_3$ (рис. 1), тормозится и останавливается в исследуемом образце — мишени М. Деполяризации пучка мюонов на стадии торможения практически не происходит (время торможения $< 10^{-10}$ с). Позитроны распада регистрируются детекторами $Д_3$ и $Д_4$. Момент остановки мюона t_μ определяется совпадением сигналов с детекторов $Д_1$ и $Д_2$ при условии отсутствия сигнала с детектора $Д_3$ (1, 2, $\bar{3}$). Время вылета позитрона t_e определяется по схеме совпадений сигналов с $Д_3$, $Д_4$ при отсутствии сигнала с $Д_2$ (3, 4, $\bar{2}$). Интервалы $t_e - t_\mu$, представляющие собой индивидуальные времена взаимодействия отд. мюонов со средой, кодируются и заносятся в многоканальное запоминающее устройство (см. *Памяти устройства*). Составленная т. о. гистограмма временны́х интервалов описывается выражением:

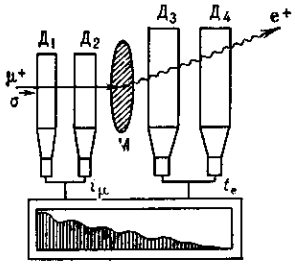


Рис. 1. Схема МСР-эксперимента.

$$N(t) = N_0[1 + aP(t)]\exp(-t/\tau_\mu). \qquad (1)$$

Здесь τ_μ — ср. время жизни мюона, a — экспериментально определяемый коэф. асимметрии, величина $P(t)$ определяется временно́й зависимостью ср. значения распределения проекций мюонных спинов σ_μ на ось детектора позитронов. Выражение (1) является следствием $V - A$ теории слабого взаимодействия, определяющей энергетич. и угл. распределения позитронов $\mu \to e$-распада. Среднее по энергии позитронов значение коэф. асимметрии a в соответствии с $V - A$ теорией равняется $^1/_3$. Однако в действительности знак и величина a определяются особенностями формирования пучков мюонов, энергетич. порогом регистрации позитронов и геометрией позитронного телескопа (детекторы $Д_3$, $Д_4$).

Временна́я зависимость $P(t)$, измеряемая в разл. условиях (темп-ра образца T, внеш. магн. поле, давление), служит в методе МСР осн. источником эксперим. информации. Диапазон характерных времён, исследуемых непосредственно по МСР-гистограмме, определяется величиной τ_μ, временны́м разрешением регистрирующей аппаратуры и её стабильностью. Практич. диапазон составляет $10^{-5} - 5 \cdot 10^{-9}$ с. С помощью модельных представлений изучаются эффекты с характерными временами $t \geqslant 10^{-12}$ с. Напр., на зависимости $P(t)$ заметно отражаются осцилляции магн. моментов электронов в парамагнетиках.

По способу приложения внеш. пост. магн. поля исследования принято разделять на 3 группы: эксперименты в поле, перпендикулярном нач. поляризации мюонов ($\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{\sigma}_\mu$); в нулевом поле ($\boldsymbol{H} = 0$); в поле, продольном по отношению к поляризации ($\boldsymbol{H} \parallel \boldsymbol{\sigma}_\mu$).

Эксперименты в поле $\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{\sigma}_\mu$. Если к кристаллич. образцу, в междоузлиях к-рого локализуются мюоны, приложено пост. поле $\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{\sigma}_\mu$, то при отсутствии внутр. магн. полей в образце (см. *Внутрикристаллическое поле*) $P(t)$ определяется соотношением

$$P(t) \sim \cos(\omega t).$$

Здесь $\omega = eH/mc$ — частота ларморовской прецессии спина мюона. Внутр. магн. поля изменяют характер зависимости $P(t)$. Если эти поля направлены случайным образом, слабо меняются за время жизни мюона t_μ и малы по сравнению с H, то:

$$P(t) \sim \exp(-\delta^2 t^2)\cos(\omega t).$$

Величина δ^2 характеризует деполяризацию (релаксацию) σ_μ и связана с распределением локальных магн. полей на мюонах. Процесс деполяризации имеет гауссовский вид и объясняется нарушением фазовой когерентности в прецессии спинов отд. мюонов. Если локальные магн. поля, действующие на отд. мюоны, становятся переменными во времени, то процесс деполяризации замедляется, и при достаточно быстром изменении полей релаксация приобретает экспоненциальный вид

$$P(t) = \exp(-2\delta^2\tau t)\cos(\omega t).$$

Величина τ^{-1} характеризует частоту изменения локального магн. поля на мюонах. Изменение локальных полей возникает как за счёт флуктуаций внутр. магн. полей, так и за счёт диффузии мюонов. В МСР-экспериментах часто используется понятие скорости релаксации — величины Λ, обратной времени, за к-рое поляризация мюонов уменьшается в e раз.

На рис. 2 представлены данные, полученные при изучении диффузии мюонов в поликристаллич. образце меди. Анализ зависимости скорости релаксации Λ от T позволил обнаружить эффект подбарьерного туннелирования мюонов (см. *Туннельный эффект*). При диффузии мюоны перемещаются по междоузлиям решётки и вклады локальных полей в поворот спинов отд. мюонов усредняются. Эффект усреднения тем сильнее, чем чаще смена полей на мюонах. Поэтому при ускорении диффузии с ростом темп-ры T величина Λ уменьшается, а при замедлении — увеличивается. В области плато мюоны можно считать локализованными. В ходе диффузии происходит подбарьерное туннелирование мюонов. При $T \sim 100$—200 К ср. время τ пребывания частицы в междоузлии хорошо описывается зависимостью:

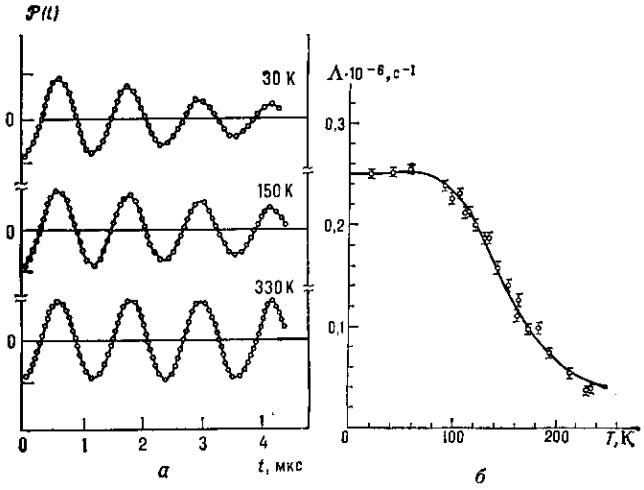


Рис. 2. Изучение диффузии μ^+ в меди: *а* — временны́е зависимости МСР-сигнала $P(t)$; *б* — зависимость скорости релаксации Λ от T.

$$\tau^{-1} = f\exp(-\theta/T) =$$
$$= \nu_0 Z\varepsilon\exp(-\varepsilon\sqrt{um\delta^2/\hbar^2})\exp(-\theta/T),$$

где ν_0 — частота нулевых колебаний частицы в междоузлии ($\sim 10^{13}$ с$^{-1}$), Z — число ближайших междоузлий; экспоненциальный множитель, не зависящий от T, определяет вероятность туннелирования под барьером высотой u и шириной δ, ε — коэф. (~ 1), определяемый формой потенц. барьера, m — масса мюона, θ — энергия, необходимая для переноса локальной деформации решётки при переходе мюона из одного междоузлия в другое (см. *Полярон*), $\theta \ll u$. Для меди $f = (7{,}61 \pm 0{,}04)$ с$^{-1}$, $\theta = (562 \pm 17)$ К. Величина u для мюона составляет 4000 К.

Скорость релаксации Λ зависит от симметрии мест локализации мюонов в решётке, расположения кристал-

лографич. осей относительно H и от наличия у ядер решётки квадрупольного электрического моментов.

Мюоний (Mu). При торможении в веществе положит. мюоны, подхватывая электроны, образуют связанное состояние (μ^+e^-), подобное атому водорода. В большинстве веществ такой атом живёт слишком малое для регистрации время ($\sim 10^{-11}$ с), т. к. мюон быстро попадет в окружение частиц со скомпенсиров. электронными спинами. Однако в нек-рых полупроводниках и диэлектриках атом Mu живёт достаточно долго и может быть обнаружен.

Осн. состояние *мюония* в общем случае является суперпозицией 4 состояний, отвечающих разл. комбинациям спинов электрона и мюона. Правила отбора по магн. квантовому числу приводят к тому, что в выражение $P(t)$ для поперечного магн. поля входят 4 частоты. Зависимость $P(t)$ упрощается, если внеш. поле H мало по сравнению с полем, создаваемым магн. моментом мюона на связанном электроне. В этом случае две частоты, близкие по величине частоте сверхтонкого расщепления ω_0, определяемой плотностью волновой ф-ции электрона на мюоне в системе (μ^+e^-), обычно не детектируются (в вакууме $\omega_0 \approx 4463$ Мгц). Оставшиеся 2 частоты могут быть зарегистрированы.

На рис. 3 показана т. н. двухчастотная прецессия спина мюона в кварце:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_{\text{Mu}})[1 + aP(t)];$$

$$P(t) = \tfrac{1}{2}\exp(-t/\tau_{\text{Mu}})\cos\Omega t \cdot \cos\omega t.$$

Здесь τ_{Mu} — ср. время жизни связанного состояния (μ^+e^-) в кварце ($\sim 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ с), ω — частота ларморовской прецессии мюония, $\Omega = \omega^2/\omega_0^2$. Измеренное в кварце значение ω_0 практически совпадает с величиной сверхтонкого расщепления для мюония в вакууме. Для мн. полупроводников ω_0 заметно отличается от вакуумного. В Ge и Si обнаружено по 2 типа связанных состояний (μ^+e^-).

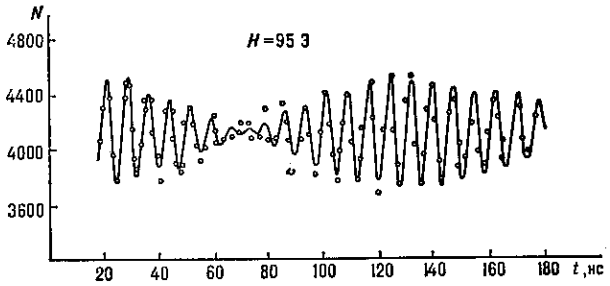


Рис. 3. «Двухчастотная» прецессия спина мюона в плавленном кварце.

Эксперименты при $H = 0$ и $H \parallel \sigma_\mu$. На рис. 4 показан вид зависимости $P(t)$, измеренной в сверхпроводящем состоянии сплава Nb_3Al при диполь-дипольном взаимодействии мюонов с ядрами решётки в отсутствие диффузии мюонов. Внеш. поле H в образце полностью отсутствует из-за *Мейснера эффекта*. Релаксация обусловлена взаимодействием мюонов с магн. моментами ядер кристаллич. решётки. Эксперим. зависимость описывается ф-цией Кубо — Тоябэ:

$$P(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}(1 - \delta^2 t^2)\exp(-\delta^2 t^2/2),$$

при выводе к-рой предполагается гауссовский закон распределения внутр. магн. полей в местах локализации мюонов со среднеквадратичным отклонением $\sqrt{\langle \Delta H^2 \rangle}$:

$$\delta^2 = \frac{1}{3}\left(\frac{e}{mc}\right)^2 \langle \Delta H^2 \rangle.$$

Ход эксперим. кривой — её характерный минимум и плавный выход на значение $^1/_3$ при $t \to \infty$ — объясняется прецессией спинов первоначально поляризованных мюонов в изотропных, постоянных во времени магн. полях, описываемых гауссовским распределением. Найденное в Nb_3Al значение величины δ соответствует среднеквадратичной величине поля на мюоне $\sqrt{\langle \Delta H^2 \rangle} = 8{,}2$ Э.

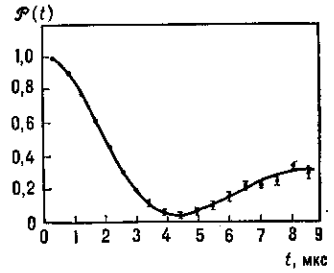


Рис. 4. Релаксация спина мюона в сверхпроводящем состоянии сплава Nb_3Al.

Метод нулевого поля используется для изучения медленных процессов изменения локальных полей на мюонах. Зависимость $P(t)$ в случае $H = 0$ более чувствительна к малым значениям τ, чем в случае $H \perp \sigma_\mu$, а также в тех случаях, когда возмущающее воздействие внеш. поля является фактором, разрушающим изучаемое явление.

До 1986 поля $H \parallel \sigma_\mu$ обычно использовались для того, чтобы замедлить и сделать наблюдаемыми процессы быстрой деполяризации мюонов за счёт взаимодействия с электронами среды. Дальнейшим развитием метода МСР послужили эксперименты по определению расщепления энергетических уровней мюона в веществе, напр. при взаимодействии с квадрупольными моментами ядер решётки (см. *Ядерный квадрупольный резонанс*). Когда энергия зеемановского расщепления для мюона при увеличении H сравнивается с суммой зеемановской энергии ядра и энергии квадрупольного расщепления, становится возможным взаимный переворот спинов мюона и ядра (flip — flop). При этом деполяризация резко ускоряется. Зависимость скорости релаксации Λ от внеш. поля H носит резонансный характер.

Технические средства. Метод МСР используется практически на всех ускорителях, имеющих пучки поляризов. мюонов низких энергий, в т. ч. на всех *мезонных фабриках*. Современная МСР-установка — автоматизиров. система, управляемая ЭВМ. Мюоны и позитроны регистрируются телескопами сцинтилляц. детекторов. Позитронных телескопов обычно два — вдоль и против хода пучка продольно-поляризов. мюонов. Логика идентификации мюонов и позитронов призвана выделять истинные события распада из стохастич. потоков мюонов пучка и позитронов при наличии фоновых частиц. Использование многонитяных *пропорциональных камер* для определения координат точки распада мюона позволяет исследовать неск. образцов одновременно и практически полностью подавить искажения МСР-спектров, возникающие из-за регистрации позитронов от распада мюонов, остановившихся вне исследуемого образца, и фона.

Наряду с регистрацией и кодированием времён жизни отд. мюонов, на пучках с импульсной структурой используется т. н. аналоговый съём информации. С детектора, регистрирующего интегральный спектр позитронов от всех мюонов одного импульса (обычно *черенковский счётчик*), снимается сигнал, форма к-рого кодируется и заносится в память ЭВМ. Итоговая гистограмма получается суммированием сигналов от отд. «пачек» мюонов (такой способ не накладывает ограничений на интенсивность пучков мюонов).

На импульсных пучках мюонов выполняются также стробоскопич. эксперименты и эксперименты в скрещенных магн. полях ($H_1 \perp \sigma_\mu$ и $H_2 \parallel \sigma_\mu$). Стробоскопич. способ основан на поиске резонанса в зависимости интегрального счёта позитронов от внеш. магн. поля. Резонанс наблюдается при совпадении частоты ларморовской прецессии спина мюона с частотой следования «пачек» мюонов. Эксперименты в скрещенных полях но-

сят резонансный характер и подобны методу *ядерного магнитного резонанса*.

Эксперименты с μ^- затруднены из-за конкуренции процесса μ-захвата.

Лит.: Мезоны в веществе. Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. Дубна. 7—10 июня 1977 г., Дубна, 1977; Muon spin rotation. Proceedings of the International Conferences, Switzerland, 1978, «Hyperfine Interactions», 1979, v. 6, № 1—4; Белоусов Ю. М. и др., Исследование металлов с помощью положительных мюонов, «УФН», 1979, т. 129, с. 3; Кириллов-Угрюмов В. Г., Никитин Ю. П., Сергеев Ф. М., Атомы и мезоны, М., 1980; MSR-2, Vancouver, Canada, 1980, «Hyperfine Interactions», 1981, v. 8, № 4—6; Gurevich I. I., Nikolsky B. A., Investigation of matter with positive muons, «Sov. Sci. Revs, section A. Physics Reviews», 1983, v. 3, p. 89; MSR-3, Shimoda, Japan, 1983, «Hyperfine Interactions», 1984, v. 17—19, № 1—4; Karlsson E., The use of positive muons in metal, в кн.: Muons and pions in materials research, Amst., 1984; Schenk A., Muon spin rotation spectroscopy, Bristol, 1985; MSR-4, Uppsala, Sweden, 1986, «Hyperfine Interactions», 1986, v. 31, № 1—4; Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом, Дубна, 1987.

И. И. Гуревич, А. Н. Пономарев.

МЮОННЫЙ АТОМ (мю-нуклонный атом) — атомоподобная система $Z\mu$, состоящая из атомного ядра и отрицательно заряженного мюона (μ^-), к-рая, как правило, содержит ещё неск. электронов. Свойства М. а. подобны свойствам обычного *водородоподобного атома* с зарядом ядра Z, а некоторые различия обусловлены отличием массы μ^- от массы электрона m_e: $m_\mu = 206{,}769 m_e$. Поэтому характерные размеры М. а. $a_\mu = \hbar^2/m_\mu e^2 Z \approx 2{,}6\cdot10^{-11}Z^{-1}$ см. Это примерно в 200 раз меньше размеров обычных атомов, и при $Z \approx 50$ они становятся даже меньше размеров ядра. Напр., радиус ближайшей к ядру орбиты μ^- в М. а. свинца почти в 2 раза меньше, чем радиус ядра Pb, т. е. μ^- осн. часть времени проводит внутри ядра. Это позволяет использовать свойства М. а. для изучения распределения электрич. заряда по объёму ядра.

В отличие от *адронных атомов* пребывание μ^- в ядре не приводит к исчезновению М. а. (захвату мюона ядром), поскольку *мюоны* взаимодействуют с нуклонами ядер значительно слабее, чем *адроны*. Поэтому время жизни М. а. определяется временем жизни свободного мюона $\tau_\mu = 2{,}2\cdot10^{-6}$ с. Однако с увеличением заряда ядра *слабое взаимодействие* мюона с ядром возрастает. Для лёгких элементов вероятность захвата мюона ядром $[Z + \mu \to (Z-1) + \nu_\mu]$ растёт пропорционально Z^4 и уже при $Z \approx 10$ сравнивается с вероятностью распада свободного мюона. При бо́льших Z рост вероятности μ-захвата замедляется, а при $Z = 70$—90 время жизни М. а. $\tau \sim 10^{-7}$ с, т. е. примерно в 20 раз меньше τ_μ.

М. а. образуются при захвате мюонов кулоновским полем ядра Z. При этом из электронной оболочки атома выбивается один или неск. электронов (обычно внешних). М. а. образуются вначале в возбуждённых состояниях и за время порядка 10^{-11}—10^{-13} с переходят в осн. состояние, освобождая энергию в виде рентгеновских и γ-квантов или передавая её оже-электронам. Измеряя энергии радиац. переходов в тяжёлых М. а., можно получить информацию о распределении зарядов в ядре, а также о его размерах и форме. Иногда возможны безызлучательные переходы с передачей энергии на возбуждение ядра.

Компактная система Z_μ для внеш. электронной оболочки эквивалентна ядру с зарядом $Z - 1$, т. е. при захвате мюона кулоновским полем к.-л. ядра, напр. Ne, образуется М. а. $Z\mu$ с электронной оболочкой соседнего атома F. Взаимодействие спинов μ^- и электрона из оболочки атома фтора в магн. поле позволяет проследить судьбу этого атома и даёт способ измерить абс. скорость хим. реакции изолиров. атома F (см. *Мюонная химия*).

Наиб. изучены простейшие М. а., именно М. а. гелия $He\mu$ и водорода $p\mu$. Радиус орбиты μ^- в них сравним с комптоновской длиной волны электрона $\hbar/m_e c$ (т. е. в 200 раз меньше радиуса боровской орбиты электрона), поэтому для них эффекты *поляризации вакуума* и обусловленный ими *лэмбовский сдвиг* $\Delta\mathscr{E}_л$ весьма значительны ($\Delta\mathscr{E}_л = 1{,}38$ эВ для $He\mu$ и $\Delta\mathscr{E}_л = 0{,}202$ эВ для $p\mu$, для атома H $\Delta\mathscr{E}_л = 0{,}44\cdot10^{-5}$ эВ).

М. а. изотопов водорода $p\mu$, $d\mu$ и $t\mu$ отличаются от др. М. а. своей нейтральностью, благодаря к-рой, а также благодаря своей малости они подобно нейтронам свободно проникают сквозь электронные оболочки атомов и при столкновениях с их ядрами участвуют в многочисл. мезоатомных процессах. Особый интерес вызывает совокупность процессов в смеси дейтерия и трития, в к-рой благодаря явлению *мюонного катализа* один мюон за время жизни τ_μ может осуществить ~ 150 реакций синтеза ядер дейтерия и трития по схеме $\mu^- \to t\mu \to dt\mu \to {}^4He + n + \mu^- + 17{,}6$ МэВ, освободив при этом ок. 150 нейтронов и энергию $\sim 2{,}5$ ГэВ.

Лит.: Бархоп Э., Экзотические атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 527; Ким Е., Мезонные атомы и ядерная структура, пер. с англ., М., 1975; Кириллов-Угрюмов В. Г., Никитин Ю. П., Сергеев Ф. М., Атомы и мезоны, М., 1980; Exotic atoms, N. Y.— L., 1980; Бетти С. Дж., Экзотические атомы, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 164.

Л. И. Пономарёв.

МЮОННЫЙ КАТАЛИЗ — явление синтеза (слияния) ядер изотопов водорода, происходящее при существ. участии отрицательно заряж. *мюонов*. Мюоны, образуя с ядрами мезомолекулы, способствуют сближению ядер на расстояния, достаточные для протекания ядерной реакции. Освобождаясь после акта реакции, μ^- могут повторить этот процесс (т. е. они выступают в качестве катализатора).

В отсутствие мюонов реакции синтеза, напр. ядер дейтерия $d + d \to {}^3He + n$ или ядер дейтерия и трития $d + t \to {}^4He + n$, происходят с заметной вероятностью лишь при высоких энергиях $\mathscr{E}$ сталкивающихся частиц, $\mathscr{E} \gtrsim 1$—10 кэВ, т. е. при темп-рах в десятки и сотни млн. градусов, поскольку ядрам нужно путём туннельного перехода преодолеть высокий барьер кулоновского отталкивания, чтобы сблизиться до расстояний действия ядерных взаимодействий ($r_N \sim 5\times10^{-13}$ см) (рис. 1). При торможении отрицательно заряж. мюонов в плотной смеси изотопов водорода за время 10^{-12} с образуются *мюонные атомы* $p\mu$, $d\mu$ и $t\mu$. Из-за малых размеров и электронейтральности мезоатомы водорода ведут себя подобно нейтронам: они свободно проникают сквозь электронные оболочки атомов и подходят на близкие расстояния к их ядрам. При этом происходят многообразные μ-атомные и μ-молекулярные процессы: перехват мюонов ядрами более тяжёлых изотопов $p\mu + d \to d\mu + p$, $d\mu + t \to t\mu + d$; образование мюонных молекул $d\mu + p \to pd\mu$ и т. д. Образование мюонных молекул является решающим условием протекания М. к. В принципе (благодаря экранировке кулоновского поля ядра мюонов в мезоатоме водорода и значит. уменьшению ширины кулоновского барьера) реакции синтеза могли бы протекать на лету, т. е. при столкновениях свободных мезоатомов с ядрами изотопов водорода (напр., $d\mu + p \to {}^3He + \mu^-$, $d\mu + d \to {}^3He + n + \mu^-$). Однако в мюонных молекулах ядра удалены друг от друга на расстояние порядка удвоенного боровского радиуса мезоатома $2r_\mu \sim 5\cdot10^{-11}$

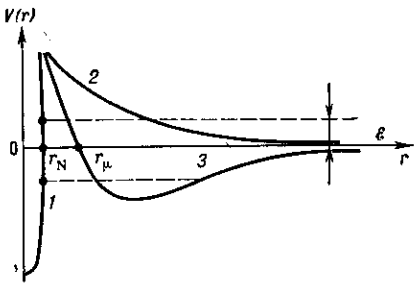


Рис. 1. Схематическое изображение потенциальной энергии V взаимодействия ядер в зависимости от расстояния r между ними: *1* — сильное притяжение на малых расстояниях $\sim r_N$; *2* — кулоновское отталкивание на больших расстояниях; *3* — взаимодействие ядер в мюонной молекуле, имеется область притяжения $V(r) < 0$ при $r > r_\mu \gg r_N$.

см, что в сотни раз меньше ср. расстояний между ядрами в жидком и газообразном водороде ($\sim 10^{-8}$ см). Поэтому частота столкновений ядер, приводящих к подбарьерному переходу и реакции синтеза в мюонных молекулах, напр. $pd\mu \to {}^3He + \mu^-$, $dd\mu \to {}^3He + n + \mu^-$, в млн. раз больше, чем в реакциях на лету. Освободившийся μ^- вновь может образовать мезоатом и повторить ещё раз всю цепочку реакций $d\mu + p \to pd\mu \to {}^3He + \mu^-$ и т. д. В принципе число таких реакций ограничено лишь временем жизни мюона $\tau_0 = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с. Однако в действительности почти всегда μ^- в процессе реакции «прилипает» к образовавшемуся ядру гелия $pd\mu \to \mu^3He + \gamma$ и в дальнейшем выпадает из цикла последоват. реакций, приводящих к синтезу ядер. Эта реакция «отравления катализатора» не столь существенна при синтезе ядер дейтерия $dd\mu \to {}^3He + n + \mu^-$, в к-рой только 12% мюонов «прилипает» к ядру ${}^3He$ по реакции $dd\mu \to \mu^3He + n$. Ещё меньше мюонов ($\sim$0,6%) «прилипает» к ядру ${}^4He$ в реакции $dt\mu \to \mu^4He + n$.

На возможность реакции синтеза в мюонной молекуле $pd\mu$ указал в 1947 Ф. Франк (F. Frank). В 1954 Я. Б. Зельдович выполнил первые расчёты этого процесса, включая механизм образования мюонных молекул, согласно к-рому μ-атом водорода при столкновении с ядром атомарного водорода связывается в мюонную молекулу путём передачи энергии связи мезомолекулы атомному электрону (именно таков механизм образования мезомолекул $pp\mu$, $pd\mu$, $tt\mu$). Одновременно он указал на то, что наличие в мезомолекулах возбуждённых уровней с малой энергией связи может приводить к существ. увеличению вероятности их образования. В 1957 Л. Альварес (L. W. Alvarez) и др. впервые экспериментально обнаружили реакции М. к. $pd\mu \to {}^3He + \mu^-$ и $dd\mu \to T + p + \mu^-$. К нач. 80-х гг. М. к. ядерных реакций синтеза в водороде и дейтерии был хорошо изучен как экспериментально, так и теоретически.

Мезоатомные и мезомолекулярные процессы, составляющие последовательность реакций М. к., отличаются большим разнообразием. Одно из таких явлений — резонансное образование мезомолекул $dd\mu$ — наблюдалось впервые группой В. П. Джелепова в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (Дубна) в 1964—66. В 1967 Э. А. Весман предложил объяснение этому явлению, предположив у мезомолекулы $dd\mu$ наличие слабосвязанного вращательно-колебат. состояния $J = v = 1$ (где J и v — вращат. и колебат. квантовые числа) с энергией $\mathscr{E}_{11} \approx -2$ эВ (указание на возможность существования такого состояния было получено С. С. Герштейном в 1958). Это состояние действительно было обнаружено в 1973 в расчётах группы Л. И. Пономарёва в Дубне (в настоящее время энергия этого состояния известна с большой точностью: $\mathscr{E}_{11} = -1{,}975$ эВ).

В 1977 в результате теоретич. расчётов та же группа обнаружила у мезомолекулы $dt\mu$ слабосвязанное вращательно-колебат. состояние ($J = v = 1$) с энергией $\mathscr{E}_{11} = -0{,}657$ эВ. Благодаря наличию такого состояния мезомолекулы $dt\mu$ должны образовываться резонансным образом с большой скоростью (в конденсиров. среде за время $\sim 10^{-8}$ с). В 1979 этот вывод был подтверждён экспериментально группой В. П. Джелепова и В. Г. Зинова и др. Теоретич. представления о резонансном характере образования мезомолекул $dt\mu$ надёжно обоснованы в экспериментах группы С. Джонса (S. Johnes, Лос-Аламос, 1983), в к-рых измерена резонансная скорость $\lambda_{dt\mu} \gtrsim 5 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ образования $dt\mu$-молекул, а также её зависимость от темп-ры смеси.

В резонансном процессе $t\mu + D_2 \to [(dt\mu)dee]^* \nu_J$ мезоатом $t\mu$, приближаясь к одному из ядер молекулы D_2, объединяется с ним в мезомолекулу $dt\mu$, к-рая становится тяжёлым «ядром» мезомолекулярного комплекса $[(dt\mu)dee]$ в возбуждённом колебательном (v) и вращательном (J) состоянии, а выделяющаяся при этом энергия связи мезомолекулы передаётся на колебания и вращение мезомолекулярного комплекса.

Группа Джонса наблюдала в жидкой смеси дейтерия и трития 160 ± 20 циклов М. к., к-рые осуществляет один мюон по схеме, представленной на рис. 2 (где $\lambda_a \sim$

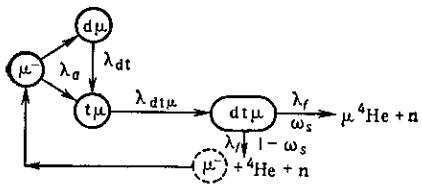


Рис. 2.

$\sim 10^{12}$ с$^{-1}$ — скорость образования $d\mu$- и $t\mu$-атомов, $\lambda_{dt} \approx 3 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\lambda_{dt\mu} \geqslant 4 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\lambda_f \approx 10^{12}$с$^{-1}$ — скорость ядерного синтеза в мезомолекуле, $\omega_s = 0{,}58 \cdot 10^{-2}$ — вероятность «прилипания» μ^- к гелию). Число циклов катализа x_c приближённо равно:

$$x_c^{-1} \approx \omega_s + \frac{\lambda_0 c_d}{\lambda_{dt} c_t \varphi} + \frac{\lambda_0}{\lambda_{dt\mu} c_d \varphi},$$

где c_d и c_t — концентрации дейтерия и трития в смеси ($c_d + c_t = 1$), φ — плотность смеси в единицах $N_0 = 4{,}25 \cdot 10^{22}$ ядер/см^3, $\lambda_0 = 0{,}46 \cdot 10^6$ с$^{-1}$ — скорость распада свободного мюона. Т. о., в плотной смеси дейтерия и трития один μ^- может осуществить до 170 циклов катализа и освободить при этом $\sim$ 3 ГэВ энергии и $\sim$170 нейтронов.

Вывод о высокой эффективности М. к. в дейтерий-тритиевой смеси позволил рассмотреть разл. возможности использования этого явления для производства ядерной энергии и нейтронов. Первую схему мюонокаталитич. гибридного реактора рассмотрел Ю. В. Петров в 1979. В этой схеме предлагается увеличивать энерговыделение в реакции $dt\mu \to {}^4He + n + \mu^- + 17{,}6$ МэВ путём дальнейшего размножения нейтронов с энергией 14,1 МэВ в урановом бланкете при делении ядер урана, $n + {}^{238}U \to n +$ осколки, и образования ядер плутония, $n + {}^{238}U \to {}^{239}Pu$. Предварит. оценки показывают, что такая гибридная система может оказаться экономически эффективной в ядерной энергетике будущего. Интенсивные исследования М. к. продолжаются во многих лабораториях мира.

Лит.: Зельдович Я. Б., Герштейн С. С., Ядерные реакции в холодном водороде, «УФН», 1960, т. 71, с. 581; Gerstein S. S., Ponomarev L. I., Mesomolecular processes induced by μ^- and π^- mesons, в кн.: Muon physics, v. 3, ed. by V. W. Hughes, C. S. Wu, N. Y., 1975; Пономарев Л. И., Мюонный катализ ядерных реакций синтеза, «Природа», 1979, № 9; Петров Ю. В., Гибридные ядерные реакторы и мюонный катализ, там же, 1982, № 4; Bracci L., Fiorentini G., Mesic molecules and muon catalysed fusion, «Phys. Repts», 1982, v. 86, p. 169.

Л. И. Пономарёв.

МЮОНЫ (устар. мю-мезоны; μ) — заряженные элементарные частицы со спином $^1/_2$, временем жизни $2{,}2 \cdot 10^{-6}$с, массой, приблизительно в 207 раз превышающей массу электрона (в энергетич. единицах ок. 105,7 МэВ); относятся к классу *лептонов*. Отрицательно заряженный (μ^-) и положительно заряженный (μ^+) М. являются частицей и *античастицей* по отношению друг к другу.

Открытие. М. были впервые обнаружены в *космических лучах* (1936—37) К. Андерсоном (C. D. Anderson) и С. Неддермейером (S. H. Neddermeyer). Вначале М. пытались отождествить с частицей, к-рая, согласно гипотезе Х. Юкавы (H. Yukawa), является переносчиком ядерных сил. Однако такая частица должна была бы интенсивно взаимодействовать с ядрами, тогда как опытные данные показывали, что М. слабо взаимодействуют с веществом. Об этом свидетельствовал сам факт обнаружения М. на уровне моря: частицы, обладающие сильным взаимодействием, должны были бы практически полностью поглотиться в атмосфере Земли. Этот «парадокс» был разрешён в 1947 после открытия *пи-*

мезонов, обладающих свойствами частицы, предсказанной Юкавой и распадающейся на М. и *нейтрино*: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$.

Источники. Осн. источником М. в космич. лучах на ускорителях высоких энергий является распад π-мезонов (пионов) и К-*мезонов* (каонов), интенсивно рождающихся при столкновениях адронов (напр., протонов) с ядрами вещества. Др. источником М. могут быть, напр., процесс рождения пар $\mu^+\mu^-$ фотонами высоких энергий, распады *гиперонов*, *очарованных частиц*. На уровне моря М. образуют осн. компоненту (~80%) всех частиц космич. излучения. На совр. ускорителях высокой энергии получают пучки М. с интенсивностью до 10^8—10^9 частиц в 1 с.

Поскольку спин мюонного нейтрино ν_μ, возникающего вместе с μ^+, ориентирован против направления импульса ν_μ, а спин мюонного антинейтрино $\tilde{\nu}_\mu$, возникающего вместе с μ^-, — в направлении импульса $\tilde{\nu}_\mu$, М., образующиеся от двухчастичных распадов $\pi \to \mu\nu$, $K \to \mu\nu$, имеют «вынужденное» направление спина, определяемое законами сохранения импульса и угл. момента: спин μ^+ от распада покоящихся пионов и каонов по каналу $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ направлен против импульса μ^+, а спин μ^- — в направлении его импульса. Этот факт проверен прямыми экспериментами. В др. реакциях (напр., $K^+ \to \pi^0\mu^+\nu_\mu$, $K^- \to \pi^0\mu^-\tilde{\nu}_\mu$) ориентация спина М. противоположна «вынужденной» в соответствии с тем, что в слабом взаимодействии с *заряженными токами* μ^- входит с отрицательной, а μ^+ с положительной *спиральностями*.

Т. к. пионы практически полностью распадаются по каналу $\pi \to \mu\nu$, а для заряж. каонов реакция $K \to \mu\nu$ происходит с вероятностью 63,5% (вероятность распада $K \to \pi\mu\nu$ составляет ок. 3%), то в зависимости от кинематич. условий образования М. и экспериментального их выделения (а также от спектра пионов и каонов) они оказываются частично или полностью поляризованными в направлении своего импульса (μ^-) или против него (μ^+).

При импульсах пионов $p_\pi \geqslant (m_\pi^2 - m_\mu^2)/2m_\mu \approx \approx 39{,}3$ МэВ (в системе единиц, в к-рой $c = 1$) все образующиеся в распаде $\pi \to \mu\nu$ М. летят в переднюю (относительно импульса пиона) полусферу (m_i — масса частицы i). М. от распада ультрарелятивистских пионов ($\mathscr{E}_\pi \gg m_\pi$) летят в лаб. системе в узком конусе с углом раствора $\vartheta_{макс}$, определяемым условием

$$\sin\vartheta_{макс} = \left(m_\pi^2 - m_\mu^2\right)/2m_\mu p_\pi \approx 0{,}039/p_\pi$$

(где импульс пиона p_π выражен в ГэВ). При этом М. равномерно распределены по энергии в области от $(\mathscr{E}_\mu)_{мин} \approx \mathscr{E}_\pi(m_\mu/m_\pi)^2 \approx 0{,}57\mathscr{E}_\pi$ до $(\mathscr{E}_\mu)_{макс} \approx \mathscr{E}_\pi$, т. е. не могут иметь энергию меньше $0{,}57\mathscr{E}_\pi$. М. вблизи верх. края спектра ($\mathscr{E}_\mu \approx \mathscr{E}_\pi$) вылетают в системе покоя пиона в направлении его импульса (и имеют соответственно положит. спиральность для μ^- и отрицательную для μ^+ в лаб. системе), в то время как М. вблизи ниж. границы спектра ($\mathscr{E}_\mu \approx 0{,}57\,\mathscr{E}_\pi$) вылетают (в системе покоя пиона) против его импульса и имеют в лаб. системе противоположные значения спиральности. Используя магн. анализ, можно, т. о., экспериментально выделить М. с любыми значениями спиральности.

Взаимодействия мюонов

Мюоновое число. М. обладают универсальным *электрослабым взаимодействием* и вместе с мюонным нейтрино составляют «второе поколение» лептонов $\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}$ [наряду с первым $\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}$ и третьим $\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}$]. Лептоны, входящие в разл. поколения, отличаются *лептонными числами* (электронным, мюонным, τ-лептонным), сохраняющимися с высокой степенью точности (хотя в некрых теоретич. моделях и предсказывается возможность их нарушения). О сохранении мюонного числа свидетельствует, напр., отсутствие на опыте процессов $\mu^\pm \to e^\pm\gamma$ и $\mu^\pm \to e^\pm e^+e^-$ (на уровне, меньшем соответственно $5\cdot10^{-11}$ и $2{,}4\cdot10^{-12}$ от вероятности всех др. распадов М.), а также отсутствие процессов $\mu^-A_Z \to e^-A_Z$ и $\mu^-A_Z \to e^+A_{Z-2}$ для ряда ядер с зарядом Z (в единицах элементарного заряда e) и массовым числом A (на уровне, меньшем соответственно $6\cdot10^{-12}$ и $3\cdot10^{-10}$), к-рые могли бы происходить в случае несохранения мюонного числа.

Отсутствие аномальных взаимодействий. Экспериментально не обнаружено наличие у М. к.-л. аномальных (отличных от универсального электрослабого) взаимодействий. Одним из сильных (косвенных) эксперим. ограничений на отсутствие аномальных взаимодействий М. является измерение с очень высокой точностью его магн. момента:

$$\mu_\mu = 1{,}001165924(9)\frac{e\hbar}{2m_\mu c}.$$

Полученное значение согласуется с предсказаниями *квантовой электродинамики* и указывает, что размер М. меньше 10^{-16} см (см. *Аномальный магнитный момент*). Поиск аномальных взаимодействий М. активно проводился в связи с теоретич. попытками объяснить за счёт таких взаимодействий большое различие масс М. и электрона при универсальности их слабых и эл.-магн. взаимодействий (т. н. проблема μ—e-универсальности). После открытия новых поколений фермионов (τ-лептона и тяжёлых *кварков*) указанная проблема переросла в общую проблему поиска механизма, обусловливающего возникновение масс лептонов и кварков. В теоретич. моделях, согласно к-рым массы лептонов и кварков возникают благодаря взаимодействию с *Хиггса бозонами*, различие в массах связывается с неуниверсальностью этого взаимодействия.

Взаимодействие мюонов с нейтральными токами. Универсальный характер электрослабого взаимодействия М. и др. лептонов с *нейтральными токами* подтверждается прямыми экспериментами по распадам Z^0-бозона, $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, e^+e^-, и косвенными измерениями нарушения зеркальной и зарядовой симметрии в процессах $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ на встречных электрон-позитронных пучках, а также в рассеянии поляризованных $\mu^\pm$ на ядрах (в этих процессах происходит интерференция эл.-магн. взаимодействия и слабого взаимодействия, обусловленного обменом Z^0-бозоном).

Взаимодействие мюонов с заряженными токами. μ-распад. Распад М. происходит благодаря слабому взаимодействию токов ($\nu_\mu\mu$) и ($\nu_e e$):

$$\mu^- \to e^-\tilde{\nu}_e\nu_\mu, \quad \mu^+ \to e^+\nu_e\tilde{\nu}_\mu. \qquad (1)$$

Тип нейтрино, испускаемых в распаде М., определяется законом сохранения лептонных чисел М. и электронов. Он подтверждается прямыми нейтринными экспериментами. Так, в экспериментах с мюонными нейтрино высоких энергий наблюдался обратный μ-распад, идущий по схеме $\nu_\mu e^- \to \mu^-\nu_e$ на электронах вещества (порог этой реакции в лаб. системе ок. 10 ГэВ), и не наблюдалось рождения М. в пучке мюонных антинейтрино. (Последняя реакция должна была бы происходить, если бы в распаде μ^- хотя бы частично испускалось мюонное антинейтрино, напр. происходила бы реакция $\mu^- \to e^-\nu_e\tilde{\nu}_\mu$.) С др. стороны, как показывает эксперимент на *мезонной фабрике*, нейтрино от распада μ^+, останавливающиеся в веществе, рождают в детекторе электроны (в результате реакции $\nu_e A_Z \to e^- A_{Z+1}$) и не рождают позитронов (к-рые могли бы возникать от реакции $\tilde{\nu}_e A_Z \to e^+ A_{Z-1}$). Тем самым доказывается, что в распаде μ^+ возникает электронное нейтрино ν_e (и не рождается антинейтрино $\tilde{\nu}_e$). Одновременно получаются также эксперим. ограничения сверху на вероятности переходов $\nu_e \to \tilde{\nu}_e$ и $\tilde{\nu}_\mu \to \tilde{\nu}_e$. Дос-

тигнутая в экспериментах точность позволяет утверждать, что вероятность распада по каналу $\mu^+ \to e^+\tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_\mu$ (если он существует) составляет во всяком случае менее 5% от вероятности распада по каналу (1). Все наблюдаемые характеристики распада М. (1) [спектр электронов (позитронов), асимметрия их вылета относительно направления спина М. и её энергетич. зависимость, продольная и поперечная поляризация электронов (позитронов)] полностью согласуются с ($V-A$)-вариантом слабого взаимодействия *заряженных токов* ($\nu_\mu\mu$) и ($\nu_e e$). Полная вероятность (Γ_0) распада М. по каналу (1) в единицу времени, равная обратному времени жизни М. в вакууме τ_μ, определяется (в единицах $\hbar = c = 1$) выражением

$$\Gamma_0 = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{196\pi^3}, \qquad (2)$$

где G_F — константа универсального ($V-A$)-взаимодействия (константа Ферми), а $\tau_\mu = 2{,}19709(5)\cdot 10^{-6}$ с. Распад М. (1) с участием одних только лептонов даёт уникальную возможность наиб. точного эксперим. нахождения константы Ферми. Сравнение константы Ферми, определённой из распада М., с константами полулептонных распадов с изменением и без изменения *странности* позволяет найти углы смешивания кварков (в частности, *Кабиббо угол*). Величина G_F была использована также для предсказания масс промежуточных векторных бозонов $W^\pm$, Z^0. Для определения G_F с точностью лучшей, чем 1%, необходимо учитывать *радиационные поправки* к процессу (1) за счёт виртуальных фотонов.

Для полностью поляризованного М. ($\overline{P} = 1$) без учёта радиац. поправок

$$\frac{d^2\Gamma}{d\Omega d\varepsilon} = \frac{\Gamma_0}{2\pi}\{(3-2\varepsilon) \pm \cos\vartheta(2\varepsilon-1)\}\varepsilon^2. \qquad (3)$$

Спектр электронов (позитронов) получается из (3) интегрированием по телесному углу $d\Omega$ и имеет вид

$$\frac{d\Gamma}{d\varepsilon} = 2\Gamma_0(3-2\varepsilon)\varepsilon^2. \qquad (4)$$

(В общем случае произвольного четырёхфермионного взаимодействия этот спектр характеризуется т. н. параметром Мишеля ρ.) Наиб. вероятным оказывается вылет электронов (позитронов) с максимально возможными значениями импульса (рис. 1).

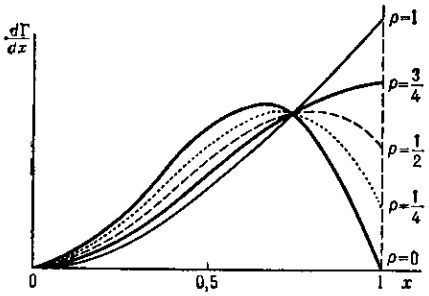


Рис. 1. Энергетический спектр электронов (позитронов) μ — e-распада.

Асимметрия вылета $e^-(e^+)$ относительно спина М., согласно (3), зависит от их энергии. В области высоких энергий ($\varepsilon \sim 1$) угл. распределение определяется фактором $(1 \pm \cos\vartheta)$, в то время как для низких энергий ($\varepsilon \ll 1$) — фактором $(1 \pm {}^1/_3\cos\vartheta)$. Т. о., асимметрия имеет разный знак для высоко- и низкоэнергетич. областей спектра. Усреднение (3) по спектру даёт:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{\Gamma_0}{4\pi}(1 \pm {}^1/_3\cos\vartheta). \qquad (5)$$

Знак усреднённой по спектру асимметрии совпадает со знаком асимметрии в высокоэнергетич. области спектра, т. к. в ней содержится большая доля электронов (позитронов). Указанные закономерности качественно объясняются учётом спиральностей частиц в распаде (1). Макс. энергии $e^-(e^+)$ отвечает кинематика распада (1), когда оба нейтрино образуются с одинаковыми и параллельными импульсами. В этом случае их суммарный спин равен нулю, и из сохранения момента следует, что электрон, имеющий отрицат. спиральность, должен в осн. вылетать в направлении, противоположном спину μ^-, а позитрон, имеющий положит. спиральность,— в направлении спина μ^+ (рис. 2, *а*, *б*). Если энергия $e^-(e^+)$ много меньше энергии μ-распада,

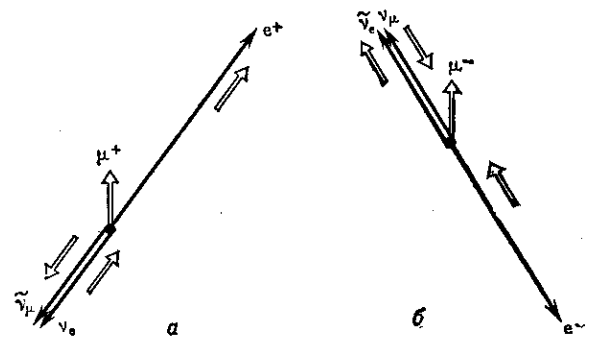


Рис. 2. Схематическое изображение распада μ^+ (*а*) и μ^- (*б*) для энергии электронов (позитронов) вблизи верхней границы спектра; тонкие стрелки — направление импульсов частиц, двойные — направление их спинов.

то нейтрино должны двигаться с приблизительно равными и противоположно направленными импульсами. В этом случае их суммарный спин равен 1 и направлен вдоль импульса $\tilde{\nu}_\mu$ в распаде μ^+ и против импульса ν_μ в распаде μ^-. Сохранение момента требует в этой ситуации, чтобы импульс e^+ был преим. направлен против спина μ^+, а импульс e^- — вдоль спина μ^- (рис. 3, *а*, *б*).

Рис. 2 и 3 наглядно демонстрируют нарушения зеркальной (P) и зарядовой (C) симметрий в процессах $\mu^\pm$-распадов. О первом свидетельствует наличие асимметрии вылета электрона (позитрона) относительно плоскости, перпендикулярной спину М., а о втором — разл. знак этой асимметрии в распадах μ^+ и μ^-. Вместе с тем очевидно выполнение комбинированной (CP) симметрии: распад μ^- выглядит как отражённый в зеркале распад μ^+ (при отражении в плоскости, перпендикулярной спину, его направление не меняется, а перпендикулярная плоскости компонента импульса меняется на противоположную).

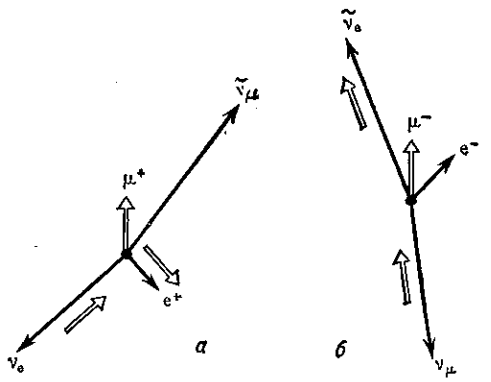


Рис. 3. То же, что на рис. 2, вблизи нижней границы спектра e^+ (*а*) и e^- (*б*).

Существование асимметрии вылета позитронов относительно спина М. в $\mu^+ \to e^+$-распаде позволяет по измерениям угл. распределения электронов определить поляризацию М., и её изменение со временем, происходящее, напр., в результате прецессии спина М. во внеш.

магн. поле (или в локальных магн. полях в веществе), образования *мюония*, его хим. реакций в веществе и т. д. На этой основе создан оригинальный метод изучения вещества и кинетич. явлений (т. н. μSR-метод), существенно дополняющий такие классич. методы, как ЯМР, ЭПР, нейтронография.

Согласно $(V-A)$ теории, электроны (позитроны) от распадов М. должны обладать продольной поляризацией $P_{e^+} = -P_{e^-} = v/c \approx 1$ [v — скорость e^- (e^+)]. Этот факт подтверждён экспериментально (с точностью ~6%). Проводились поиски поперечной поляризации $e^+(e^-)$ в распаде М. Наличие такой поляризации свидетельствовало бы о примеси др. вариантов слабого взаимодействия, отличных от $(V-A)$. При этом обнаружение поляризации $e^+(e^-)$, перпендикулярной плоскости, в к-рой лежат спин М. и импульс $e^+(e^-)$, явилось бы доказательством нарушения T-инвариантности (см. *Обращение времени*). Эксперимент показывает отсутствие такой поляризации, устанавливая для неё верхний предел на уровне ~2%.

μ-захват. Захват μ^- ядрами вещества является процессом, к-рый совместно с μ-распадом определяет «время жизни» отрицательно заряженных М. в веществе. Попадая в конденсиров. вещество, μ^- за времена порядка 10^{-9} с тормозятся до скоростей атомных электронов и захватываются ядрами на возбуждённые орбиты μ-мезоатомов (см. *Мюонный атом*). Далее путём серии каскадных переходов за времена меньше 10^{-11} с переходят на K-орбиту мезоатома. (В процессе этих переходов происходит за счёт спин-орбитального взаимодействия деполяризация первоначально поляризованных μ^-, так что на K-орбите мезоатома поляризация μ^- не превышает 15—20%.) Ядерный захват μ^- происходит с K-орбиты мезоатома благодаря слабому взаимодействию, приводящему к реакции

$$\mu^- + p \to n + \nu_\mu \qquad (6)$$

на одном из протонов ядра. При этом процесс захвата μ^- ядром может существенно отличаться от μ-захвата свободным протоном (6) и требует рассмотрения коллективных возбуждений образующегося ядра. Реакции (6) соответствует элементарное слабое взаимодействие заряж. токов: лептонного $(\mu\nu_\mu)$ и кваркового (ud), приводящее к превращению кварков внутри нуклонов:

$$\mu^- + u \to d + \nu_\mu. \qquad (7)$$

Вероятность μ-захвата лёгкими ядрами пропорциональна Z^4 и при $Z \approx 6$ сравнивается с вероятностью μ-распада. Такая закономерность обусловлена тем, что вероятность μ-захвата пропорциональна числу протонов в ядре (Z) и значению квадрата модуля волновой ф-ции М., находящегося на K-орбите, в точке нахождения ядра: $|\psi(0)| = Z^3/\pi a_\mu^3$ (где $a_\mu = \hbar^2/m_\mu e^2 = 2{,}5\cdot10^{-11}$ см — боровский радиус для М.). Указанное расстояние предполагает, что радиус K-орбиты мезоатома больше размеров ядра. Оно не применимо для $Z \gtrsim 30$, когда радиус K-орбиты a_μ/Z становится сравнимым с радиусом ядра. Для этих значений Z вероятность μ-захвата слабо зависит от Z. Время жизни μ^- в соответствующих веществах определяется в осн. вероятностью μ-захвата и составляет $\sim 10^{-7}$ с.

М. на K-орбите мезоатома, ядро к-рого обладает отличным от нуля спином, может находиться в разл. состояниях сверхтонкой структуры, отвечающих разл. ориентации спина М. и ядра. Благодаря спиновой зависимости универсального слабого $(V-A)$ взаимодействия вероятность μ-захвата из разных состояний сверхтонкой структуры может сильно различаться. Так, для мезоатома водорода pμ вероятность захвата из нижнего, синглетного состояния сверхтонкой структуры (отвечающего полному спину $F=0$) составляет $\Lambda_0(p\mu) \approx 660$ с$^{-1}$, в то время как вероятность захвата из триплетного состояния ($F=1$) $\Lambda_1(p\mu) \approx 12$ с$^{-1}$. Измеряя экспериментально вероятности μ-захвата из разл. состояний сверхтонкой структуры, можно получить ценные сведения о *формфакторах* слабого взаимодействия. В частности, μ-захват предоставляет уникальную возможность измерения константы т. н. индуциров. псевдоскаляра (g_P), величина к-рой предсказывается теорией частично сохраняющегося аксиального тока (см. *Аксиального тока частичное сохранение*). Полученные данные хорошо согласуются с теоретич. предсказаниями. Наиб. важные сведения (с точки зрения возможности их теоретич. интерпретации) получаются из экспериментов по μ-захвату простейшими ядрами: протоном, дейтроном, He^3. Вместе с тем эксперим. изучение процесса μ-захвата сложными ядрами даёт, напр., возможность выяснить важный вопрос о перенормировке константы g_P в ядерной материи. Следует отметить, что захвату М. в водороде и дейтерии предшествует стадия разнообразных мезомолекулярных процессов (переход в ниж. состояние сверхтонкой структуры, образование мезомолекул), увеличивающих в неск. раз вероятность μ-захвата в этих веществах.

Элементарное слабое взаимодействие заряж. токов $(\mu\nu_\mu)$ и (ud), ведущее к μ-захвату, подробно изучено в нейтринных реакциях на водороде, дейтерии и сложных ядрах. Эти реакции сводятся к элементарным процессам $\nu_\mu + d \to u + \mu^-$, $\hat{\nu}_\mu + u \to d + \mu^+$, $\hat{\nu}_\mu + d \to \hat{u} + \mu^+$ и используются для определения *структурных функций* кварков и антикварков.

Слабое взаимодействие мюонов с τ-лептоном и тяжёлыми кварками. Помимо слабого взаимодействия заряж. тока $(\mu\nu_\mu)$ с токами $(e\nu_e)$ и (ud) экспериментально изучены также процессы, вызываемые взаимодействием тока $(\mu\nu_\mu)$ с кварковыми токами (us), (cs), (cd) и (cb) [полулептонные (в ряде случаев — чисто лептонные) распады странных очарованных и красивых (прелестных) частиц, нейтринные реакции с испусканием М. и рождением странных и очарованных частиц]. Взаимодействие токов $(\mu\nu_\mu)$ и $(\tau\nu_\tau)$ проявляется в распадах τ-лептона $\tau^- \to \nu_\tau\mu^-\hat{\nu}_\mu$, $\tau^+ \to \hat{\nu}_\tau\mu^+\nu_\mu$ и согласуется с теорией электрослабого взаимодействия.

Проникающая способность мюонов

М. высокой энергии тормозятся в веществе за счёт эл.-магн. взаимодействия с электронами и ядрами вещества. До энергий 10^{11}—10^{12} эВ М. теряют энергию в осн. на ионизацию атомов среды [прибл. 2МэВ/(г/см^2) вещества, напр. ~1,5 ГэВ на 1 м пути, проходимого в железе]. Ср. пробег М. в этой области растёт пропорционально их энергии, а их угл. отклонение определяется многократным кулоновским рассеянием на ядрах вещества. Т. к. $m_\mu \gg m_e$, вероятность потери энергии М. в результате тормозного излучения или рождения пар e^+e^- значительно меньше, чем для электронов (указанные процессы, а также расщепление атомных ядер начинают играть доминирующую роль при энергиях М. выше 10^{12} эВ, ограничивая дальнейший линейный рост длины пробега М. в веществе с увеличением энергии). Эти факторы вместе с отсутствием у М. сильного взаимодействия обусловливают высокую проникающую способность М. как по сравнению с адронами, так и по сравнению с электронами и γ-квантами. В результате М. космич. лучей не только легко проникают через атмосферу Земли, но и углубляются в грунт на значит. расстояния (в зависимости от их энергии). В подземных экспериментах М. космических лучей с энергией больше 10^{12} эВ регистрируются на глубине неск. км.

Большая проникающая способность при высоких энергиях позволяет легко выделять М. экспериментально среди др. заряж. частиц по их способности проходить через толстые (в неск. м) фильтры (напр., из железа). Таким способом изучались каналы распадов $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, $\varepsilon \to \mu^+\mu^-$ и др.

Лит.: Muon physics, ed. by V. W. Hughes, C. S. Wu, v. 1—3, N. Y.— [a. o.], 1975; Вайсенберг А. О., Мю-мезон, М., 1964; Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрам-

жян Р. А., Поглощение мезонов атомными ядрами, М., 1978; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. *С. С. Герштейн.*

МЯГКИЕ ПРОЦЕССЫ — реакции с участием адронов с малым поперечным импульсом ($\lesssim 1$ ГэВ/c) всех регистрируемых частиц. При высоких энергиях сталкивающихся частиц это соответствует существ. вкладу в сечение области больших прицельных параметров (порядка размера адронов). К М. п. можно отнести процессы упругого рассеяния, *дифракционной диссоциации*, перезарядки, *множественные процессы* и др., дающие осн. вклад в полное сечение взаимодействия частиц.

Наиб. известная феноменологич. схема описания М. п. — *Редже полюсов метод* [1], где поведение амплитуды бинарного процесса $a + b \to c + d$ определяется особенностями в комплексной плоскости орбитального момента парциальной амплитуды перекрёстного канала (*см. Перекрёстная симметрия*). При этом особенность Померанчука (померон), имеющая квантовые числа вакуума, определяет асимптотику полного сечения взаимодействия, к-рое слабо зависит от нач. энергии $\mathscr{E}$ [допустимая *Фруассара ограничением* скорость роста полного сечения $\sigma_{tot} < (\ln \mathscr{E})^2$].

Особенности с квантовыми числами мезонов f, ω, ρ, A_2 определяют энергетич. зависимость сечений реакций перезарядки $\sigma_{сех} \sim 1/\sqrt{\mathscr{E}}$. Важным предсказанием метода, подтверждённым экспериментально, является сужение с ростом энергии конуса рассеяния, т. е. существ. области переданных импульсов.

Значит. успехи в качеств. описании характерных свойств М. п. были достигнуты в аддитивной модели *кварков*, в к-рой предполагается, что каждый адрон состоит из валентных (конституентных) кварков, независимо рассеивающихся друг на друге. Одно из наиб. ярких следствий этой гипотезы — соотношение Левина — Франкфурта [2], согласно к-рому отношение полных сечений взаимодействия протона и пиона с протоном равно отношению числа валентных кварков этих частиц, т. е. $^3/_2$. Подтверждены экспериментом и др. предсказания модели, напр. соотношение между сечениями взаимодействия К-мезонов и гиперонов, в состав к-рых входит странный кварк.

В *квантовой хромодинамике* (КХД) изучение М. п. наталкивается на нерешённую проблему *удержания цвета*. Большая величина константы связи не позволяет описывать М. п. методами теории возмущений. Тем не менее идеи и понятия КХД широко используются при построении феноменологич. моделей. Так, в модели дуальных струн (см. *Струнные модели адронов*) вклад *реджеона* в амплитуду упругого рассеяния или бинарной перезарядки описывается плоским кварковым графиком (рис. 1, *в*). Соответствующие реджеону множеств. процессы, согласно *унитарности условию*, являются результатом замедления и аннигиляции пары валентных кварка-антикварка сталкивающихся адронов и образования в конечном состоянии цветной струны с

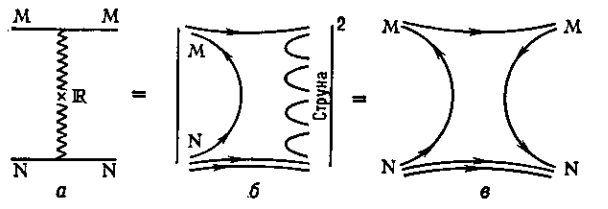


Рис. 1. Графики, описывающие вклад реджеона (R) в мнимую часть амплитуды упругого мезон-нуклонного (M — N) рассеяния: *а* — обмен реджеоном; *б* — соответствующее сечение (квадрат модуля амплитуды) процесса множественного рождения адронов, отвечающее разрыву одной струны; *в* — соответствующая плоская топологическая кварковая диаграмма.

быстрыми кварком и антикварком (или дикварком) на концах (рис. 2, *б*), к-рая благодаря рождению кварк-антикварковых пар из вакуума распадается на бесцветные адроны (в осн. π-мезоны). Вкладу померона (рис. 2, *а*) соответствует образование двух струн в конечном состоянии, фрагментирующих независимо (рис. 2, *б*). Этому отвечает кварковый график цилиндрич. топологии (рис. 2, *в*). В таком подходе удаётся

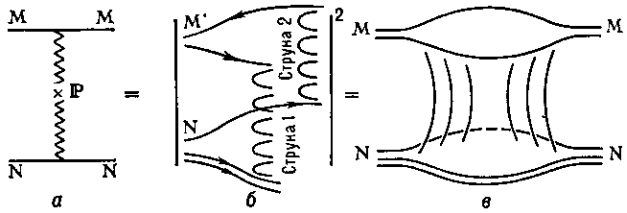


Рис. 2. Графики, описывающие вклад реджеона: *а* — обмен померoном P; *б* — соответствующее сечение процесса множественного рождения, отвечающее разрыву двух струн; *в* — соответствующая кварковая диаграмма, имеющая топологию поверхности цилиндра.

связать между собой многие параметры теории Редже, к-рые ранее считались независимыми, напр. пересечения траекторий Редже с разными квантовыми числами.

Адронизация струн описывается или с помощью феноменологич. ф-ций фрагментации (см. *Партоны*), или путём моделирования методом Монте-Карло образования адронов в модели цветной струны [3].

В настоящее время происходит интенсивное развитие моделей, описывающих М. п. в рамках представлений КХД, однако полное их понимание может быть достигнуто лишь после решения проблемы удержания цвета.

Лит.: 1) Коллинз П., Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий, пер. с англ., М., 1980; 2) Левин Е. М., Франкфурт Л. Л., Гипотеза кварков и соотношения между сечениями при высокой энергии, «Письма в ЖЭТФ», 1965, т. 2, с. 105; 3) Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика, Тб., 1986.

Б. З. Копелиович.

МЯГКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ — режим возбуждения колебаний, при к-ром *автоколебания* возникают самопроизвольно, без нач. толчка, за счёт имеющихся флуктуаций в колебат. системе.



НАБЛЮДАЕМАЯ (измеримая, или физическая, величина) в *квантовой механике* — физ. величина, удовлетворяющая след. требованиям: 1) для физ. систем существуют состояния, в каждом из к-рых рассматриваемая величина с достоверностью имеет вполне определённое характерное для этого состояния значение (наз. собственным значением данной величины); 2) в результате измерения рассматриваемой величины в любом произвольном состоянии физ. системы получается одно из её собств. значений. Состояние, в к-ром физ. величина принимает то или иное собств. значение, наз. её собственным состоянием, отвечающим (или принадлежащим) данному собств. значению. Одному и тому же собств. значению может принадлежать неск. собств. состояний рассматриваемой физ. величины, отличающихся значениями, к-рые принимают в них к.-л. др. величины. В этом случае собств. значение величины наз. вырожденным. (Так, собств. значению квадрата угл. момента принадлежит неск. собств. состояний, отличающихся значениями проекции момента на произвольную ось в пространстве.) Требование 1 представляет собой условие повторяемости измерения физ. величины по крайней мере для не-

к-рых определ. состояний физ. системы. Действительно, если физ. система находится в состоянии, представляющем к.-л. собств. состояние физ. величины, то любые повторные измерения этой величины будут всегда давать определ. результат — её собств. значение в данном состоянии. Отсутствие же собств. состояний означало бы, что у физ. систем нет состояний в к-рых повторные измерения величины давали бы тот же результат, и поэтому эту величину нельзя рассматривать в качестве измеримой, т. е. наблюдаемой, или физической.

Из принципа суперпозиции состояний (см. *Суперпозиции принцип*) и требования 2, предъявляемого физ. величине, следует, что любое физ. состояние системы может быть представлено в виде суперпозиции собств. состояний физ. величины, т. е. собств. состояния образуют полную систему *векторов состояния*. Аналогичными свойствами обладают собств. векторы линейного эрмитового оператора, собств. значения к-рого являются действит. числами. Поэтому в качестве одного из постулатов квантовой механики принимается то, что каждой физ. величине соответствует линейный оператор, собств. значения к-рого равны собств. значениям физ. величины, а собств. векторы являются собств. состояниями физ. величины, принадлежащими данному собств. значению.

Две физ. величины являются одновременно измеримыми, если существуют состояния, в к-рых обе эти величины с достоверностью принимают одновременно свои собств. значения (т. е. собств. состояния одной из них являются одновременно собств. состояниями другой). Необходимым и достаточным условием этого является условие коммутативности операторов, отвечающих этим величинам. Если две величины A и B не измеримы одновременно, то теряет прямой смысл понятие произведения этих величин, т. к. оператор произведения двух некоммутирующих эрмитовых операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$ физ. величин не будет эрмитовым (т. е. не может отвечать к.-л. физ. величине) $(\hat{A}\hat{B})^+ = \hat{B}\hat{A} \neq \hat{A}\hat{B}$. Однако в этом случае можно определить т. н. симметризов. произведение двух величин как величину, к-рой соответствует эрмитов оператор $^1/_2(\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A})$.

Состояние физ. системы может быть определено путём задания нек-рой совокупности физ. величин, характеризующих систему (т. н. полного набора измеряемых величин). Очевидно, что физ. величины, входящие в полный набор, должны быть измеримы одновременно, т. е. их операторы должны коммутировать.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика.* *С. С. Герштейн.*

НАБЛЮДАЕМЫХ АЛГЕБРА — множество наблюдаемых физ. системы, наделённое структурой алгебры над полем комплексных чисел. Наблюдаемой наз. любую физ. величину, значения к-рой можно найти экспериментально. Т. к. всякий эксперимент осуществляется в ограниченной области пространства и в течение конечного промежутка времени, то каждая наблюдаемая локализована в нек-рой ограниченной области O пространства-времени M, т. е. её значения можно измерить посредством экспериментов в O. Две наблюдаемые одной системы наз. совместимыми (несовместимыми) между собой, если они допускают (не допускают) одновременное и независимое измерение. В классич. системах все наблюдаемые совместимы. Для релятивистских квантовых систем, в силу *причинности принципа*, любые две наблюдаемые совместимы, если они относятся к областям из M, разделённым пространственноподобным интервалом. Наблюдаемая, локализованная в ограниченной области M и подчинённая принципу причинности, наз. локальной наблюдаемой. Т. о., для релятивистских квантовых систем все наблюдаемые локальны; однако на практике удобно причислять к наблюдаемым также глобальные, суммарные характеристики системы, типа полного заряда, полной энергии-импульса, и т. п., получаемые из локальных наблюдаемых при помощи к.-л. предельных операций. В этом смысле говорят о квазилокальных и глобальных наблюдаемых.

Наблюдаемые можно представлять с помощью разл. матем. объектов. Для квантовой теории, где состояния системы обычно представляют векторами *гильбертова пространства* $\mathcal{H}$, стандартным является представление наблюдаемых операторами в гильбертовом пространстве, причём операторы, отвечающие совместимым наблюдаемым, коммутируют между собой. Операторы должны быть эрмитовыми, ибо измеряемые значения наблюдаемых вещественны, операторы могут быть ограниченными и неограниченными (в частности, наблюдаемым координат и импульсов, удовлетворяющим канонич. перестановочным соотношениям, всегда отвечают неограниченные операторы). Однако, т. к. операторы наблюдаемых эрмитовы, неограниченным операторам можно сопоставить ограниченные спектральные проекции неограниченных. В этом случае множеству всех наблюдаемых квантовой системы отвечает множество A эрмитовых (ограниченных) операторов в $\mathcal{H}$. Добавляя к A все произведения его элементов, получаем алгебру R, к-рая наз. Н. а. квантовой системы (хотя не все её операторы отвечают наблюдаемым). Иногда вместо указанного добавления вводят новую операцию перемножения операторов: $B \cdot A = (AB + BA)/2$; по отношению к этой операции A — коммутативная алгебра, принадлежащая классу т. н. йордановых алгебр. В квантовой механике алгебра R обычно совпадает с алгеброй $B(\mathcal{H})$ всех ограниченных операторов в $\mathcal{H}$.

Ясно, что с помощью Н. а. можно описывать любые физ. системы, классические и квантовые, релятивистские и нерелятивистские. Наиб. плодотворным такой способ описания оказывается в квантовой теории, где успешно развивается алгебраич. подход в квантовой статистич. механике и *алгебраический подход* в квантовой теории поля. В последнем случае, чтобы учесть принцип причинности, нужно рассматривать множества наблюдаемых для каждой ограниченной (ибо наблюдаемые локализованы в ограниченных областях) области O из M. Описание релятивистской квантовой системы с помощью таких множеств существует в двух вариантах: конкретный подход, где $A(O)$ — множество эрмитовых элементов алгебры фон Неймана $R(O)$; абстрактный подход, где $A(O)$ — множество эрмитовых элементов абстрактной C^*-алгебры $\mathfrak{A}(O)$. Алгебры $R(O)$ и $\mathfrak{A}(O)$ наз. алгебрами локальных наблюдаемых (локальными алгебрами) области O; их совокупность для всех ограниченных областей O подчиняется системе аксиом (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*). Объединению локальных алгебр по всем O можно придать структуру C^*-алгебры; эта алгебра наз. квазилокальной алгеброй, а её элементы — квазилокальными наблюдаемыми. Объединению алгебр $R(O)$ по всем O можно придать также структуру алгебры фон Неймана; эта алгебра включает в себя квазилокальную и наз. глобальной алгеброй, а её элементы — глобальными наблюдаемыми. Состояния системы при этом обычно рассматривают как нормированные положит. функционалы на квазилокальной алгебре; представление состояния вектором в гильбертовом пространстве является частным случаем такой трактовки. Аналогично строится и алгебраич. подход в квантовой статистич. механике. Место множеств $A(O)$ здесь занимают множества $A(V)$ наблюдаемых, отвечающих конечным областям пространства или, в решёточных системах, конечным подмножествам ячеек решётки. Аналогом фундам. принципа локальности (причинности) в релятивистской теории здесь служит требование взаимной совместимости любых наблюдаемых, отвечающих непересекающимся областям.

Описание квантовополевой системы с помощью локальных алгебр первоначально использовалось для

построения аксиоматич. теории. Затем оно стало применяться и для изучения конкретных моделей. Алгебраич. аппарат открывает здесь большие возможности: выбирая разл. состояния на квазилокальной алгебре, можно канонически строить описания системы, обладающие разл. желательными свойствами — наличием, отсутствием или вырождением вакуума, сохранением или нарушением тех или иных симметрий и т. п. В статистич. механике алгебраич. методы оказываются эффективными для описания и изучения равновесных состояний. С их помощью, напр., установлена эквивалентность разл. определений равновесного состояния, доказаны соотношения Онсагера для модели стационарной неравновесной термодинамики.

Лит.: Рюэль Д., Статистическая механика. Строгие результаты, пер. с англ., М., 1971; Эмх Ж., Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Фаддеев Л. Д., Якубовский О. А., Лекции по квантовой механике, Л., 1980; Хоружий С. С., Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986. *С. С. Хоружий.*

НАБЛЮДЕНИЙ ОБРАБОТКА — см. *Анализ данных.*

НАВЬЕ — СТОКСА УРАВНЕНИЯ — дифференц. ур-ния движения вязкой жидкости (газа). В простейшем случае движения несжимаемой (плотность ρ=const) и ненагреваемой (темп-ра T=const) жидкости Н.— С. у. имеют вид:

а) в векторной форме

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \boldsymbol{F} - \frac{1}{\rho}\mathrm{grad}\,p + \nu\nabla^2\boldsymbol{v}; \qquad (1)$$

б) в проекциях на прямоуг. декартовы оси координат (система трёх ур-ний)

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_x}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\nabla^2 v_x. \qquad (2)$$

Здесь t — время; x, y, z — координаты частицы жидкости; $\boldsymbol{v}$ — её скорость (v_x, v_y, v_z — проекции $\boldsymbol{v}$); $\boldsymbol{F}$ — объёмная сила (X, Y, Z — проекция $\boldsymbol{F}$); p — давление; $\nu = \mu/\rho$ — кинематич. коэф. вязкости (μ — динамич. коэф. вязкости) и

$$\nabla^2 v_x = \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}.$$

Н.— С. у. (2) служат для определения v_x, v_y, v_z как ф-ций x, y, z, t. Чтобы замкнуть систему, к ур-ниям (2) присоединяют ур-ние неразрывности, имеющее для несжимаемой жидкости вид

$$\theta \equiv \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \qquad (3)$$

Для интегрирования ур-ний (2), (3) требуется задать начальные (если движение не является стационарным) и граничные условия. Граничным условием для скоростей в вязкой жидкости является условие прилипания к твёрдым стенкам: на неподвижной стенке $\boldsymbol{v} = 0$, а на движущейся стенке $\boldsymbol{v}$ равно скорости соответствующей точки стенки.

В общем случае движения сжимаемой вязкой жидкости (газа) Н.— С. у. в проекциях на прямоуг. декартовы оси координат имеют вид

$$\rho\left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_x}{\partial z}\right) =$$
$$= \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + 2\frac{\partial}{\partial x}\mu\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\mu\left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}\right) + \qquad (4)$$
$$+ \frac{\partial}{\partial z}\mu\left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\theta\left(-\frac{2}{3}\mu + \mu'\right),$$

где μ' — т. н. второй коэф. вязкости (см. *Вязкость* и *Объёмная вязкость*). Обычно при решении задач гидродинамики объёмную вязкость не учитывают, полагая $\mu' = 0$.

Коэф. μ зависит вообще от темп-ры T, где $T = T(x, y, z, t)$; при этом зависимость $\mu(T)$ считается известной. Т. о., ур-ния (4) содержат 6 неизвестных ф-ций от координат и времени: v_x, v_y, v_z, p, ρ, T. Чтобы замкнуть систему, к ур-ниям (4) присоединяют *неразрывности уравнение*, ур-ние баланса энергии и *Клапейрона уравнение.*

Если зависимостью $\mu(T)$ можно пренебречь, полагая μ = const, то Н.— С. у. для сжимаемой жидкости принимает более простой вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_x}{\partial z} =$$
$$= X - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\nu}{3}\frac{\partial \theta}{\partial x} + \nu\nabla^2 v_x. \qquad (5)$$

В этом случае к ур-ниям (5) присоединяют ур-ние неразрывности и ур-ние состояния в виде $p = p(\rho)$.

Н.— С. у. применяют при изучении движений реальных жидкостей и газов. Однако в силу нелинейности этих ур-ний точные решения удаётся найти лишь для небольшого ряда частных случаев; в большинстве конкретных задач ограничиваются отысканием тех или иных приближённых решений (см. *Гидродинамика*). Применяются также численные методы интегрирования этих ур-ний с использованием ЭВМ.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987. (В первых двух источниках Н.— С. у. приведены в цилиндрич. и сферич. координатах.) См. также лит. при ст. *Гидроаэромеханика.* *С. М. Targ.*

НАГРЕВ ПЛАЗМЫ — процесс передачи энергии внеш. источников в энергию хаотич. движения частиц плазмы; важен для осуществления *управляемого термоядерного синтеза.*

Существует неск. методов Н. п. В установках с магн. *удержанием плазмы* (токамаках, открытых ловушках, стелларараторах и др.) основными являются: омический (джоулев) нагрев; нагрев с помощью ВЧ эл.-магн. поля; нагрев пучками атомов. В импульсных установках с магн. удержанием плазмы применяют также нагрев с помощью быстронарастающего магн. поля, инжекции в плазму электронных и ионных пучков и лазерного излучения.

Омический нагрев наиб. прост по физ. принципам и по техн. реализации; он применяется гл. обр. в замкнутых ловушках — *токамаках* и *стелларараторах.* Мощность омич. Н. п. определяется ф-лой $P = I^2R$, где I — тороидальный ток, R — сопротивление плазменного витка. Т. к. ток I ограничен сверху условиями устойчивости плазмы, мощность омич. нагрева велика только при высоком сопротивлении плазмы. Для полностью ионизов. плазмы $R \sim T^{-3/2}$, где T — темп-ра плазмы, поэтому мощность омич. нагрева быстро падает с ростом темп-ры и при термоядерных темп-рах ($T \sim 10^8$ К) используют др. методы нагрева.

Высокочастотные методы Н. п. чаще всего основаны на использовании разл. резонансных эффектов.

Ионно-циклотронный резонансный нагрев (ИЦРН) определяется условием равенства частоты ω внеш. поля первой или второй гармонике ионной циклотронной частоты $\omega = \omega_{Bi} = Z_i eB/m_i c$ ($Z_i e$ — заряд иона, B — индукция удерживающего магн. поля, m_i — масса иона). Обычно ИЦРН в крупных токамаках требует применения эл.-магн. колебаний с длиной волны $\sim$10 м. Иногда применяется ИЦРН на ионах малой примеси (напр., на ионах He^3 в дейтериевой плазме). Можно создать также условия, когда при ИЦРН энергия будет вкладываться в осн. в электроны. На крупных совр. токамаках мощность ИЦРН достигает 18 МВт. Достоинствами ИЦРН являются относит. простота и доступность мощных генераторов декаметрового диапазона, относит. недостатком — трудность ввода ДВ-колебаний в плазму, что требует установки непосредственно в вакуумной камере токамака сложных антенных структур, подвергающихся воздействию разл. видов излучения плазмы. ИЦРН (как и др. виды ВЧ-нагрева) успешно применяется также в открытых ловушках и стелларараторах.

Нижнегибридный нагрев (НГН) основан на наличии резонанса для быстрых магнитозвуковых волн (см. *Волны в плазме*) вблизи т. н. нижнегибридной частоты, к-рая для плазмы с одним сортом ионов равна $(\omega_{Bi}\,\omega_{Be})^{1/2}$, где $\omega_{Be} = eB/m_e c$ — электронная циклотронная частота. В крупных токамаках нижнегибридной частоте соответствует длина волны ~ 10—20 см. Мощность НГН в совр. экспериментах достигает 10 МВт. Воздействие на плазму ВЧ-полем в диапазоне нижнегибридной частоты используется также для возбуждения и поддержания тороидального тока в замкнутых установках.

Электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН) основан на близости частоты эл.-магн. волны ω к электронной циклотронной частоте ω_{Be} (или её гармонике). Для реактора-токамака это соответствует эл.-магн. волнам длиной 1—2 мм, генератором к-рых обычно бывают *гиротроны*. Гиротронный комплекс токамака Т-10 (СССР) обеспечивает ввод в плазму излучения мощностью 4 МВт. Применение мощного ЭЦРН в открытых ловушках позволяет создавать в них «надтепловые» электроны, что необходимо для формирования в них тепловых барьеров (см. *Открытые ловушки*). ЭЦРН и др. резонансные методы нагрева позволяют в определ. мере управлять распределением мощности нагрева по сечению плазмы.

Пучковый нагрев. Широко используются для Н. п. пучки атомов водорода (и его изотопов) с энергией от десятков кэВ до неск. МэВ. Применяются именно атомарные, а не ионные пучки, т. к. они легко проникают в сильное магн. поле. Попадая в плазму, быстрые атомы превращаются в ионы (вследствие ионизации и перезарядки) и, т. к. их ларморовский радиус мал по сравнению с поперечным размером плазмы, остаются в ней и постепенно передают свою энергию частицам плазмы в результате кулоновских столкновений. Энергию пучка подбирают из условия, чтобы глубина проникновения быстрых атомов в плазму, определяемая процессами ионизации и перезарядки, была сравнима с характерным размером плазмы. Для получения атомарных пучков сначала в газоразрядном *ионном источнике* создают медленные ионы водорода (или его изотопов), затем их ускоряют до нужной энергии и, наконец, пропускают через перезарядную мишень (обычно облако газообразного водорода), где быстрый ион нейтрализуется в реакции перезарядки.

В кон. 1980-х гг. получены пучки дейтонов с энергией $\gtrsim 100$ кэВ, эквивалентным током 50 А и длительностью импульса в неск. секунд. Используя неск. пучков, мощность инжекции на крупных токамаках доводили до 30 МВт.

При энергиях дейтонов, значительно превышающих 100 кэВ, перезарядка положит. ионов становится неэффективной. Для получения атомарных пучков с большей энергией используются отрицат. ионы водорода: они также извлекаются из спец. ионного источника, ускоряются, а затем «обдираются» до нейтральных атомов в газовой мишени. Таким способом получают пучки атомов с энергией в сотни кэВ и планируют получать пучки с энергией св. 1 МэВ. Достоинством метода Н. п. атомарными пучками является хорошая контролируемость процесса нагрева, недостатком — высокая стоимость соответствующих систем нагрева (особенно при больших энергиях инжекции).

Среди др. методов Н. п. в токамаках используют также адиабатич. сжатие плазменного шнура (обычно оно осуществляется как по большому, так и по малому радиусу) и нагрев НЧ-колебаниями ($\omega \ll \omega_{Bi}$).

Наиб. известный метод Н. п. в импульсных системах с магн. удержанием — тета-пинч, т. е. быстрое сжатие плазмы по радиусу нарастающим продольным магн. полем (см. *Пинч-эффект*). Таким способом на одной из эксперим. установок в Лос-Аламосской лаборатории (США) была получена плазма плотностью 10^{16} см$^{-3}$ и темп-рой 10^7 К. Др. метод — столкновение плазменных сгустков, «выстреливаемых» навстречу друг другу с двух концов установки. Большая группа методов Н. п. связана с инжекцией пучков электронов или ионов с конца установки вдоль магн. поля. Т. к. длина свободного пробега частиц пучка по отношению к кулоновским столкновениям с электронами и ионами плазмы обычно заметно превышает длину установки, нагрев осуществляется в результате возбуждения пучком надтепловых микрофлуктуаций плазмы, к-рые затем передают свою энергию в тепло (группу методов нагрева, связанных с возбуждением плазменной микротурбулентности, иногда объединяют термином «турбулентный нагрев»).

В термоядерных системах с *инерциальным удержанием* плазмы Н. п. осуществляется в результате её быстрого сжатия схлопывающейся тяжёлой оболочкой. Для разгона оболочки применяется либо реактивная сила, возникающая при абляции (испарении) её внеш. слоёв под действием мощного потока светового излучения (в сферич. геометрии), либо сила давления магн. поля, создаваемого протекающим по оболочке импульсным током (схема миниатюрного Z-пинча).

Лит.: Бабыкин М. В., Электронный термоядерный синтез, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 1, ч. 2, М., 1981; Басов Н. Г. и др., Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, т. 26, ч. 1, М., 1982; Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н., Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей, М., 1986; Голант В. Е., Фёдоров В. И., Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках, М., 1986. *Д. Д. Рютов.*

НАДБАРЬЁРНОЕ ОТРАЖЕ́НИЕ — квантовомеханич. эффект отражения частицы от *потенциального барьера* в случае, когда её энергия больше высоты барьера. См. *Квазиклассическое приближение.*

НАИМЕ́НЬШЕГО ДЕ́ЙСТВИЯ ПРИ́НЦИП — один из *вариационных принципов механики*, согласно к-рому для данного класса сравниваемых друг с другом движений механич. системы действительным является то, для к-рого физ. величина, наз. *действием*, имеет минимум (точнее, экстремум). Обычно Н. д. п. применяется в одной из двух форм.

а) Н. д. п. в форме Гамильтона — Остроградского. В этом случае под действием за промежуток времени $t_1 - t_0$ понимают величину

$$S = \int_{t_0}^{t_1} L\,dt,$$

где L — ф-ция Лагранжа, зависящая от обобщённых координат системы q_i, обобщённых скоростей $\dot{q}_i$ и времени t (см. *Лагранжа функция*). Н. д. п. в этой форме устанавливает, что среди всех кинематически возможных перемещений системы из одной конфигурации в другую (близкую к первой), совершаемых за один и тот же промежуток времени $t_1 - t_0$, действительным является то, для к-рого действие S будет наименьшим. Матем. выражение Н. д. п. имеет в этом случае вид

$$\delta S = 0, \qquad (1)$$

где δ — символ неполной (изохронной) вариации.

б) Н. д. п. в форме Мопертюи — Лагранжа. В этом случае под действием за промежуток времени $t_1 - t_0$, в течение к-рого система перемещается из конфигурации A в конфигурацию B, понимают величину

$$S_0 = \int_{t_0}^{t_1} 2T\,dt \quad \text{или} \quad S_0 = \int_A^B \sum_i p_i\,dq_i,$$

где T — кинетич. энергия системы, p_i — обобщённые импульсы. Н. д. п. в этой форме устанавливает, что среди всех кинематически возможных перемещений системы из конфигурации A в близкую к ней конфигурацию B, совершаемых при сохранении одной и той же величины полной энергии системы, действительным является то, для к-рого действие S_0 будет наименьшим.

Матем. выражение Н. д. п. в этом случае имеет вид

$$\Delta S_0 = 0, \qquad (2)$$

где Δ — символ полной вариации (в отличие от принципа Гамильтона — Остроградского, здесь варьируются не только координаты и скорости, но и время перемещения системы из одной конфигурации в другую).

Н. д. п. в форме (2) справедлив только для консервативных и притом *голономных систем*. Н. д. п. в форме (1) является более общим и, в частности, может быть распространён на неконсервативные системы. Н. д. п. пользуются для составления ур-ний движения механич. систем и для исследования общих свойств этих движений. При соответствующем обобщении понятий Н. д. п. находит приложения в механике непрерывной среды, в электродинамике, квантовой механике и др.

Лит. см. при статьях *Вариационные принципы механики, Действие* и *Динамика*. *С. М. Таре.*

НАИМЕ́НЬШЕГО ПРИНУЖДЕ́НИЯ ПРИ́НЦИП — см. *Гаусса принцип*.

НАИМЕ́НЬШЕЙ КРИВИЗНЫ́ ПРИ́НЦИП — см. *Герца принцип*.

НАИМЕ́НЬШИХ КВАДРА́ТОВ МЕ́ТОД — метод оценивания неизвестных параметров теоретич. моделей по косвенным измерениям при параметрич. анализе данных (см. *Анализ данных*). Н. к. м. был предложен К. Гауссом (C. Gauß, 1809) для задач геодезии и астрономии в след. формулировке. Пусть существует модель явления, в к-рой $\boldsymbol{x}$ — вектор аргументов, $\boldsymbol{a}$ — вектор неизвестных параметров. Для определения параметров $\boldsymbol{a}$ проводятся косвенные измерения, т. е. измеряются не сами параметры $\boldsymbol{a}$, а ф-ции этих параметров $f(\boldsymbol{x}|\boldsymbol{a})$, вычисляемые согласно модели. Благодаря ошибкам измерения ε_n результаты измерения Y_n равны

$$Y_n = f(\boldsymbol{x}_n|\boldsymbol{a}) + \varepsilon_n.$$

Относительно ε_n предполагается, что они являются чисто случайными величинами, т. е. при многократном проведении измерений их ср. значения равны нулю, $M(\varepsilon_n) = 0$, $M(Y_n) = f(\boldsymbol{x}_n|\boldsymbol{a})$, а также что они некоррелированы и их дисперсии равны σ_n^2, $M(\varepsilon_n\varepsilon_m) = \sigma_n^2\delta_{nm}$. Согласно Гауссу, в качестве оценки $\boldsymbol{a}$ (оценки Н. к. м.) следует взять величину $\hat{\boldsymbol{a}}$, минимизирующую выражение

$$\Phi = \sum_{n=1}^{N}\left(\frac{Y_n - f(\boldsymbol{x}_n|\boldsymbol{a})}{\sigma_n^2}\right)^2.$$

При этом подразумевается, что число измерений $N \geqslant I$, где I — число неизвестных параметров a_i.

Обобщением метода на случай коррелиров. ошибок измерения, $M(\varepsilon_n\varepsilon_m) = \Sigma_{nm}$, является поиск величины $\hat{\boldsymbol{a}}$ из условия минимума квадратичной формы

$$\Phi = \sum_{n,m}(Y_n - f(\boldsymbol{x}_n|\boldsymbol{a}))\sum\nolimits^{-1}_{nm}(Y_m - f(\boldsymbol{x}_m|\boldsymbol{a})). \qquad (1)$$

Н. к. м. используют при обработке результатов наблюдений, в разл. задачах *регрессионного анализа* и т. д. Напр., в физике элементарных частиц его применяют для оценки импульса частицы по измерениям координат точек её траектории в магн. поле и оценки параметров плотности распределения $p(\boldsymbol{x}|\boldsymbol{a})$ случайной величины $\boldsymbol{x}$ по числу событий Y_n в ячейках *гистограммы*.

Оптимальность оценки Н. к. м. Использование метода обусловлено оптим. свойствами его оценки для моделей с линейной зависимостью $M(Y_n) = f(\boldsymbol{x}_n|\boldsymbol{a})$ от параметров $\boldsymbol{a}$. Рассмотрим их. Итак, пусть

$$Y_n = \sum_{i=1}^{I}A_{ni}a_i + \varepsilon_n. \qquad (2)$$

Выражение (1) в этом случае кратко записывается в виде

$$\Phi = (\boldsymbol{Y} - A\boldsymbol{a})^T\Sigma^{-1}(\boldsymbol{Y} - A\boldsymbol{a}),$$

где T — символ транспонирования. В предположении, что ранг матрицы A больше или равен I, оценка Н. к. м. равна

$$\hat{\boldsymbol{a}} = (A^T\Sigma^{-1}A)^{-1}A^T\Sigma^{-1}\boldsymbol{Y}. \qquad (3)$$

Из (3) следует, что $\hat{\boldsymbol{a}}$ является линейной оценкой, т. е. линейной ф-цией измерений Y_n. Если усреднить (3) по ошибкам измерения, то оказывается, что

$$M(\hat{\boldsymbol{a}}) = \boldsymbol{a},$$

т. е. оценка является несмещённой.

Благодаря ошибкам измерения $\hat{\boldsymbol{a}}$ имеет шумовую составляющую, к-рая характеризуется матрицей ошибок (*ковариационной матрицей*):

$$K = M\{[\hat{\boldsymbol{a}} - M(\hat{\boldsymbol{a}})][\hat{\boldsymbol{a}} - M(\hat{\boldsymbol{a}})]^T\} = (A^T\Sigma^{-1}A)^{-1}.$$

Диагональные элементы K_{ii} являются дисперсиями ошибок, содержащихся в $\hat{a}_i$.

В исследование оптимальности Н. к. м. внёс вклад А. А. Марков, к-рый в 1900 доказал след. утверждение (теорема Гаусса — Маркова): среди всех линейных несмещённых оценок минимальными дисперсиями K_{ii} обладает оценка (3), т. е. оценка Н. к. м.

В том случае, когда $\Sigma = \sigma^2\hat{\Sigma}$, где σ^2 — неизвестный параметр, $\hat{\Sigma}$ — известная матрица, несмещённой оценкой σ^2 является величина

$$\hat{\sigma}^2 = \Phi(\boldsymbol{a} = \hat{\boldsymbol{a}})/(N - I).$$

Величину $N - I$ наз. числом степеней свободы.

Подчеркнём, что перечисленные оптим. свойства оценки Н. к. м. не зависят от вида распределения вектора $\boldsymbol{\varepsilon}$, а лишь от предположения справедливости линейной связи (2).

Иногда оказывается, что между искомыми параметрами a_i существует связь, отражающая физ. закономерность:

$$g_l(\boldsymbol{a}) = b_l, \quad l = 1, \ldots, L. \qquad (4)$$

Напр., импульсы всех частиц в точке взаимодействия удовлетворяют закону сохранения 4-импульса. Учёт такой априорной информации приводит к уменьшению ошибок оценок параметров.

Если связи (4) линейны, т. е.

$$\sum_{i=1}^{I}G_{li}a_i = b_l, \quad l = 1, \ldots, L, \qquad (5)$$

то оценка $\hat{\boldsymbol{a}}$ Н. к. м., удовлетворяющая (5), имеет вид

$$\hat{\boldsymbol{a}}_G = [(A^T\Sigma^{-1}A)^{-1} - D]A^T\Sigma^{-1}\boldsymbol{Y} + C^T\boldsymbol{b}, \qquad (6)$$

где

$$D = (A^T\Sigma^{-1}A)^{-1}G^T[G(A^T\Sigma^{-1}A)^{-1}G^T]^{-1}G(A^T\Sigma^{-1}A)^{-1},$$

$$C = [G(A^T\Sigma^{-1}A)^{-1}G^T]^{-1}G(A^T\Sigma^{-1}A)^{-1}.$$

Можно убедиться, что оценка (6) является несмещённой, а для её матрицы ошибок K_G выполняется

$$K_G = K - D < K, \quad K_{G_{ii}} < K_{ii},$$

т. к. D — положительно определённая матрица.

В случае нелинейных связей (4) задача построения оценки Н. к. м., удовлетворяющей (4), существенно усложняется и решается численными методами.

Разновидности Н. к. м. Важным частным случаем Н. к. м. является χ^2-метод, к-рый используется при работе с данными, сгруппированными в гистограмму. В этом случае Y_n есть числа событий в ячейках гистограммы. При больших значениях Y_n их можно рассматривать как независимые случайные величины,

распределённые по нормальному закону. Если изучаемое распределение есть $p(x|a)$, где x — измеряемая случайная величина, a — вектор неизвестных параметров, то ср. число событий в ячейке гистограммы $\overline{Y}_n(a)$ равно $M\int_{x_n}^{x_{n+1}} dx p(x|a)$ (M — полное число событий), а дисперсия Y_n равна $\overline{Y}_n(a)$. Тогда, согласно Н. к. м., оценка a должна находиться из минимума выражения

$$\Phi = \sum_{n=1}^{N} \frac{(Y_n - \overline{Y}_n(a))^2}{\overline{Y}_n(a)}. \qquad (7)$$

Для упрощения задачи минимизации (7) $\overline{Y}_n(a)$ в знаменателе (7) часто заменяют на Y_n (модифицированный χ^2-метод). Своё назв. метод получил по той причине, что при больших Y_n (приближение нормального распределения) $\Phi(a = \hat{a})$ распределено по χ^2-распределению с числом степеней свободы $N - I - 1$.

Если ф-ции $f(x|a)$ или $p(x|a)$ нелинейны, то поиск оценки a осуществляется одним из методов численной минимизации (1) или (7). Тем не менее можно получить ряд асимптотич. свойств (при $N \to \infty$) оценки Н. к. м.

Оценка Н. к. м. состоятельна, т. е. при $N \to \infty$ один из корней системы ур-ний $\partial\Phi/\partial a_i = 0$ сходится к точному значению a. Оценка Н. к. м. асимптотически распределена по нормальному закону. Однако матрица ошибок $\hat{a}$ больше обратной к информац. матрице (см. *Максимального правдоподобия метод*), т. е. оценка Н. к. м. не является эффективной. При конечных N оценка Н. к. м. является смещённой и неэффективной. Эфф. способом изучения её свойств является *Монте-Карло метод*: задаваясь значением a из области возможных значений, получают выборку Y_n; по Y_n находят оценку $\hat{a}$ и строят выборочные среднее $\hat{a}$ и матрицу ошибок (вообще говоря, выборочное распределение). Отметим, что на практике широко используют приближённое выражение для матрицы ошибок

$$K_{ij} = \sum_{n=1}^{N} \frac{\partial f(x_n|a)}{\partial a_i} \cdot \frac{1}{\sigma_n^2} \cdot \frac{\partial f(x_n|a)}{\partial a_j}.$$

В том частном случае, когда распределение Y_n является многомерным нормальным распределением, ковариац. матрица к-рого не зависит от a, Н. к. м. совпадает с методом макс. правдоподобия. В этом случае оценка Н. к. м. обладает оптим. свойствами, присущими оценке максимума правдоподобия. Кроме того, $\Phi(a = \hat{a})$ распределено по χ^2-распределению с числом степеней свободы $N - I$.

Для нелинейных $f(x|a)$ и $p(x|a)$ широкое использование Н. к. м. обусловлено двумя причинами: 1) метод не требует знания ф-ции распределения Y_n, а лишь среднего $M(Y_n) = f(x_n|a)$ и матрицы ошибок Σ; 2) задача минимизации квадратичных форм (1) и (7) значительно проще задачи минимизации ф-ций более общего вида, к-рые появляются в др. методах оценивания.

Лит.: Линник Ю. В., Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений, 2 изд., М., 1962; Клепиков Н. П., Соколов С. Н., Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия, М., 1964; Худсон Д., Статистика для физиков, пер. с англ., 2 изд., М., 1970; Рао С. Р., Линейные статистические методы и их применения, пер. с англ., М., 1968; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976.

В. П. Жигунов, С. В. Клименко.

НАЙКВИСТА ФОРМУЛА — соотношение, описывающее распределение по частотам тепловых флуктуаций тока или напряжения в квазистационарной пассивной электрич. цепи. Установлена Х. Найквистом (H. Nyquist) в 1927, к-рый показал, что флуктуации тока в цепи можно рассматривать как следствие флуктуаций случайной эдс, локализованной в цепи.

Согласно Н. ф., спектральная плотность $(E^2)_\omega$ временной *корреляционной функции* $\langle E(t)E(0)\rangle$ (флуктуаций) случайных эдс $E(t)$ в произвольной квазистационарной пассивной электрич. цепи с *импедансом* $Z(\omega)$ равна

$$(E^2)_\omega = 2kTR(\omega), \quad R(\omega) = \mathrm{Re}Z(\omega),$$

где $(E^2)_\omega$ связана с корреляц. ф-цией эдс соотношением

$$\langle E(t)E(0)\rangle = {}^1/_{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega (E^2)_\omega \exp(-i\omega t).$$

Спектральная плотность флуктуаций тока

$$(I^2)_\omega = 2kTR(\omega)/|Z(\omega)|^2,$$

т. к. в линейной цепи $E_\omega = Z(\omega)I_\omega$, где E_ω и I_ω — фурье-компоненты $E(t)$ и $I(t)$. Необходимое для вывода Н. ф. условие квазистационарности выполняется, если размеры электрич. цепи малы по сравнению с длиной волны $\lambda \sim c/\omega$; тогда ток одинаков для всех участков цепи.

Н. ф. справедлива для достаточно низких частот и высоких темп-р, когда $\hbar\omega \ll kT$ и можно пренебречь квантовыми эффектами. Если это условие не выполнено, имеет место обобщённая Н. ф., выведенная Х. Калленом (H. B. Callen) и Т. Уэлтоном (Th. A. Welton) в 1951, согласно к-рой

$$(E^2)_\omega = \mathrm{cth}(\hbar\omega/2kT)\hbar\omega R(\omega),$$

$$(I^2)_\omega = \mathrm{cth}(\hbar\omega/2kT)\hbar\omega R(\omega)/|Z(\omega)|^2;$$

спектральные плотности $(E^2)_\omega, (I^2)_\omega$ в этом случае определены по отношению к симметризованным временным корреляц. ф-циям вида $({}^1/_2)\langle E(t)E(0) + E(0)E(t)\rangle$ (аналогично для тока). Эти ф-лы являются частным случаем флуктуационно-диссипативной теоремы, к-рая определяет связь между флуктуациями системы в равновесном состоянии и её диссипативными свойствами.

Из Н. ф. следует, что флуктуации тока связаны с диссипацией в цепи и системы, не обладающие активным сопротивлением, не содержат источника теплового шума. Н. ф. применима только к достаточно хорошим проводникам, для к-рых на данной частоте ω можно пренебречь влиянием тока смещения. Если не учитывать этого обстоятельства, то Н. ф. приводит к парадоксу, стремлению флуктуаций к бесконечности при разрыве цепи ($R \to \infty$). Учёт влияния тока смещения изменяет Н. ф. и снимает этот парадокс.

Н. ф. является частным случаем общей теории эл.-магн. флуктуаций (см. *Флуктуации*), к-рая основана на ур-ниях Максвелла с источником случайного шума, подобных ур-нию Ланжевена в теории броуновского движения.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, гл. 11; Левин М. Л., Рытов С. М., Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, М., 1967, гл. 6; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978, гл. 8.

Д. Н. Зубарев.

НАКАЧКА в квантовой электронике — процесс создания неравновесного состояния вещества под воздействием эл.-магн. полей, при соударениях с заряженными или нейтральными частицами, при резком охлаждении предварительно нагретых газовых масс и т. п. Н. переводит вещество из состояния термодинамич. равновесия в активное состояние (с инверсией населённостей), в к-ром оно может усиливать и генерировать эл.-магн. волны (см. *Квантовая электроника, Лазер*). Термин «Н.» применяется также в радиотехнике и оптике для обозначения процессов воздействия на элементы параметрич. систем. Н. наз. и воздействие циркулярно поляризованным оптич. излучением на систему парамагн. частиц, находящихся в магн. поле, с целью изменения разности населённостей магн. зеемановских подуровней энергии (см. *Зеемана эффект, Квантовые стандарты частоты, Квантовый магнитометр*).

В классич. трёхуровневой системе (рис. 1) получения инверсии населённостей квантовых уровней энергии в процессе Н. эл.-магн. волна насыщает квантовый переход между нижним ($\mathscr{E}_1$) и верхним ($\mathscr{E}_3$) уровнями. Насыщение заключается в выравнивании населённостей этих уровней. В условиях насыщения перехода $\mathscr{E}_1$—$\mathscr{E}_3$ населённость уровня $\mathscr{E}_2$ может быть или больше, или меньше населённости уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_3$. В результате возникает

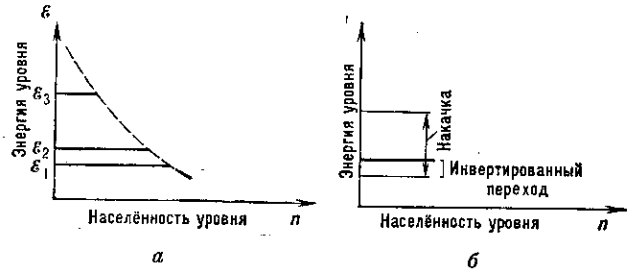


Рис. 1. Накачка трёхуровневой системы: распределение населённостей уровней равновесное (*а*) и в условиях накачки перехода $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_3$ (*б*).

инверсия населённостей на одном из переходов $\mathscr{E}_1$—$\mathscr{E}_2$ или $\mathscr{E}_2$—$\mathscr{E}_3$. Интенсивность эл.-магн. поля Н. должна быть такой, чтобы индуциров. квантовые переходы происходили значительно чаще, чем релаксац. переходы с уровня $\mathscr{E}_3$ на уровни $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$. Трёхуровневая схема накачки применяется в квантовых усилителях радиодиапазона (мазерах) и в оптич. квантовых генераторах (лазерах) на рубине. В последнем случае возможна работа только в импульсном режиме, т. к. для насыщения оптич. квантового перехода в твёрдом теле требуются очень большие плотности энергии Н., вызывающие при длит. воздействии сильный разогрев и разрушение рубинового стержня (см. *Твердотельный лазер*).

Возможны более сложные схемы Н. квантовых систем, напр. четырёхуровневая схема Н. лазера на ионах неодима. Осуществить насыщение квантовых переходов в оптич. диапазоне с помощью нелазерных тепловых источников Н. очень трудно. С др. стороны, в условиях теплового равновесия при обычных темп-рах практически все квантовые частицы находятся на самом ниж. уровне. Выбрав вещество с четырьмя уровнями энергии, при благоприятных соотношениях скоростей релаксац. переходов между уровнями можно получить инверсию разности населённостей уровней $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$ (рис. 2) и



Рис. 2. Накачка четырёхуровневой системы: распределение населённостей уровней равновесное (*а*) и в условиях накачки перехода $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_4$ (*б*).

без насыщения переходов $\mathscr{E}_1$—$\mathscr{E}_4$ или $\mathscr{E}_1$—$\mathscr{E}_3$. Накачивая переход $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_4$, можно получить инверсию на переходе $\mathscr{E}_2$—$\mathscr{E}_3$, если скорость релаксац. процессов между уровнями $\mathscr{E}_3$—$\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_3$—$\mathscr{E}_1$ значительно меньше скорости релаксации между уровнями $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_1$. Под действием Н. частицы переходят с уровня $\mathscr{E}_1$ на уровень $\mathscr{E}_4$ и затем в результате релаксац. процесса попадают на уровень $\mathscr{E}_3$, где накапливаются. В то же время уровень $\mathscr{E}_2$ остаётся практически пустым, поскольку все частицы, попадающие на него, быстро переходят на уровень $\mathscr{E}_1$.

Н. *газовых лазеров* осуществляется постоянным или импульсным током. Энергия Н. передаётся свободным электронам, к-рые сталкиваются с атомами или молекулами, ионизируют или возбуждают их. Одноврем. идёт обратный процесс рекомбинации электронов и ионов с образованием возбуждённых частиц. Возбуждённые частицы сталкиваются между собой и с невозбуждёнными частицами, обмениваются энергией возбуждения и переходят на др. уровни энергии. В результате в газоразрядной плазме наблюдается широкий спектр возбуждений и возможны инверсные состояния разл. квантовых переходов в диапазоне волн от долей миллиметра до долей микрометра.

В результате хим. и фотохим. реакций в газах также образуются ионы, атомы или молекулы в возбуждённом состоянии. Последующие хим. превращения и релаксац. процессы часто приводят к инверсии населённостей или непосредств. продуктов реакции, или специально введённых примесей с подходящей структурой энергетич. уровней. Газоразрядные лазеры и хим. лазеры могут иметь очень большой (до 50%) коэф. преобразования мощности Н. в мощность лазерного излучения.

Н. *гетеролазеров* осуществляется постоянным (или импульсным) током. Под действием сильного прямого тока через p — n-*переход* происходит диффузия носителей заряда в зону p — n-перехода и повышается их концентрация до такой степени, что плотность занятых уровней вблизи дна зоны проводимости становится больше плотности занятых уровней вблизи потолка валентной зоны. Т. о. создаётся инверсия разности населённостей уровней в узкой зоне вблизи p — n-перехода. Гетеролазеры также отличаются большим кпд (до 50%). Др. высокоэфф. способом Н. полупроводникового лазера является облучение кристалла электронным пучком с энергией 10^3—10^6 эВ. Электронный пучок пронизывает значит. толщину кристалла и производит в его объёме ионизацию с образованием электрон-дырочных пар с достаточной для лазерной генерации концентрацией. Кпд лазера с электронно-пучковой Н. может достигать 30% при мощности излучения до 1 МВт.

В параметрич. устройствах радиодиапазона Н. осуществляет периодич. изменение величины ёмкости или индуктивности колебат. контура или резонатора. Если ёмкость конденсатора уменьшается в те моменты, когда заряд на нём максимален, и вновь увеличивается, когда заряд отсутствует, то энергия, накопленная в контуре, периодически увеличивается за счёт Н. В рассмотренном простейшем случае частота воздействия Н. вдвое превышает собств. частоту контура, на к-рой происходит усиление или генерация. Этот эффект наз. параметрич. усилением и используется в усилителях и генераторах радиодиапазона (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Аналогичные явления можно наблюдать и в оптич. диапазоне при воздействии на нелинейную оптич. среду мощной волны Н., возбуждающей бегущую волну изменяющегося показателя преломления. Эта волна при благоприятных условиях порождает вторичную эл.-магн. волну на частоте, отличной от частоты Н. Условиями возникновения вторичной волны являются превышение плотности энергии волны Н. над определённым пороговым значением, фазовый синхронизм вторичной волны и волны изменений показателя преломления. Последнее условие может быть реализовано только в анизотропных средах (кристаллах) или в средах с аномальной дисперсией.

Н. наз. также оптич. волну, порождающую нелинейные оптич. эффекты, связанные с изучением вторичных когерентных волн, в т. ч. вынужденное комбинац. рассеяние и вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна.

Лит.: Ярив А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Звелто О., Физика лазеров, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988; Шен И. Р., Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989. *А. В. Францессон.*

НАКОПИ́ТЕЛИ заряженных частиц (накопительные кольца) — циклич. ускорители заряж. частиц, предназначенные для накопления и (или) длит. удержания (часы, дни) пучка заряж. частиц на стационарной орбите при пост. энергии. По принципиальной схеме Н., как правило, являются синхротронами — электронными или протонными (см. *Синхротрон*, *Синхротрон протонный*). Их конструкция позволяет в течение заданного времени поддерживать с высокой стабильностью уровень магн. полей, параметры ВЧ-системы, сверхвысокий вакуум и т. д., что обеспечивает нужную стабильность параметров пучков, циркулирующих в Н.

Н. применяются в физике высоких энергий — метод *встречных пучков* [1], в ядерной физике — в экспериментах по рассеянию заряж. частиц высокой энергии на внутр. мишенях [2,3], как источники *синхротронного излучения* (Н. электронов и позитронов) [4], для формирования пучков, содержащих большое кол-во редких частиц, для формирования сгустков нужной протяжённости (накопитель-группирователь) и для создания квазинепрерывного выходного пучка ускоренных частиц (накопитель-растяжитель). Н. позволяет изменять энергию частиц (ускорять или замедлять их) в пределах, предусмотренных его конструкцией.

Накопление частиц приводит к увеличению фазового объёма, занимаемого пучком (эмиттанса), если оно не сопровождается охлаждением частиц (см. *Охлаждение пучков* заряженных частиц). Накопление возможно как в поперечном, так и в продольном фазовых объёмах. В обоих случаях — при отсутствии охлаждения — фазовые объёмы накапливаемых пучков складываются (или увеличиваются ещё быстрее). Растяжение пучка применяется для увеличения полезного времени, используемого экспериментаторами, работающими на ускорителях, группирующих частицы в короткие, далеко расставленные импульсы, т. е. на ускорителях с плохим временны́м фактором, напр. на линейных ускорителях. В простейших кольцевых растяжителях сгустки частиц из ускорителя совершают в растяжителе большое число оборотов в отсутствие ускоряющего ВЧ-напряжения. При этом продольный размер пучка возрастает за счёт собств. разброса скоростей. Затем частицы выводятся из Н. системой медленного вывода (см. *Вывод пучка*).

Лит.: 1) Будкер Г. И., Ускорители со встречными пучками частиц, «УФН», 1966, т. 89, с. 533; Скринский А. Н., Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц, «УФН», 1982, т. 138, с. 3; 2) Будкер Г. И. и др., Возможности спектрометрических экспериментов на сверхтонких внутренних мишенях в накопителях тяжёлых заряженных частиц с электронным охлаждением, в сб.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977; 3) Попов С. Г., Эксперименты с внутренней мишенью в накопителе заряженных частиц, в сб.: Труды V семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях», 1981, М., 1982; 4) Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н., Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы, «УФН», 1977, т. 122, с. 369. *И. Н. Мешков.*

НАКОПИ́ТЕЛЬНОЕ КОЛЬЦО́ — устройство, предназначенное для накопления ускоренных заряж. частиц на устойчивых орбитах. См. *Накопители*.

НАМАГНИ́ЧЕННОСТЬ — характеристика магн. состояния макроскопич. тела; средняя плотность магн. момента $\boldsymbol{M}$, определяется как магн. момент $\boldsymbol{I}$ единицы объёма: $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{I}/V$. Предел $\boldsymbol{M} = d\boldsymbol{I}/dV$ ($d\boldsymbol{I}$ — магн. момент физически бесконечно малого объёма dV) наз. намагниченностью среды в точке. Н. однородна в пределах рассматриваемого объёма, если в каждой его точке $\boldsymbol{M}$ имеет одну и ту же величину и направление. Единица Н. в Международной системе единиц — ампер на метр (1 А/м — Н., при к-рой 1 м³ вещества обладает магн. моментом 1 А·м²), в СГС системе единиц — эрг/(Гс·см³).

Н. вещества зависит от величины магн. поля и темп-ры (см. *Парамагнетизм*, *Диамагнетизм*, *Ферромагнетизм*). Зависимость $\boldsymbol{M}$ от напряжённости внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ выражается кривой намагничивания (см. *Намагничивание*, *Гистерезис магнитный*). Н. тела зависит от напряжённости внеш. поля H, магн. свойств вещества этого тела, его формы и расположения во внеш. поле. Между напряжённостью поля в веществе $H_в$ и полем H существует соотношение: $H_в = H - NM$, где N — *размагничивающий фактор*. В изотропных веществах направление $\boldsymbol{M}$ совпадает с направлением $\boldsymbol{H}$, в анизотропных — направление $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{H}$ в общем случае различны.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983.

НАМАГНИ́ЧЕННОСТЬ ОСТА́ТОЧНАЯ — намагниченность M_r предварительно намагниченного *магнитного материала* при уменьшенной до нуля напряжённости магн. поля. Величина Н. о. зависит от мн. факторов: магн. свойств материала, его магн. предыстории, темп-ры. Н. о. возрастает с увеличением напряжённости намагничивающего поля, стремясь к предельному значению, к-рое и принимают за Н. о. данного материала. Последнюю следует отличать от Н. о. тела (образца), т. е. от значения его ср. намагниченности при равной нулю напряжённости внеш. магн. поля. Поскольку в этом состоянии на тело действует собств. размагничивающее поле, его Н. о. всегда меньше Н. о. материала. Чем больше *размагничивающий фактор* тела, тем меньше его Н. о. Для определения Н. о. материала создают условия, при к-рых равна нулю напряжённость внутр. магн. поля в образце. Удобно сравнивать Н. о. разл. материалов, пользуясь относительной Н. о. $j_r = M_r/M_s$, где M_s — намагниченность технического насыщения (см. *Магнитное насыщение*). В нек-рых материалах $j_r \approx 1$, что достигается созданием в них *магнитной текстуры*. Н. о. уменьшается при колебаниях темп-ры, механич. сотрясениях и вибрациях. Наиб. устойчива Н. о. в *магнитно-твёрдых материалах*, благодаря чему они находят широкое практич. применение (см., напр., *Магнит постоянный*).

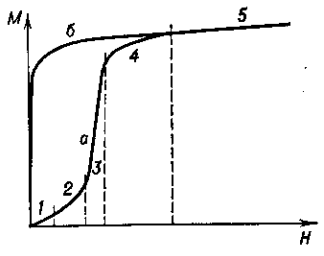
Лит. см. при ст. *Намагничивание*, *Гистерезис магнитный*. *А. С. Ермоленко.*

НАМАГНИ́ЧИВАНИЕ — совокупность процессов, происходящих в *магнитных материалах* под действием магн. поля H и приводящих к росту *намагниченности* M (или *магнитной индукции* B) материала. В ферро- или ферримагн. материалах различают три механизма Н.: смещение границ между магн. доменами, вращение вектора спонтанной намагниченности $\boldsymbol{M}_s$ и *парапроцесс*.

В размагниченном состоянии ферромагнетик разбивается на отд. области — *домены*, в пределах к-рых материал намагничен до насыщения вдоль одной из *осей лёгкого намагничивания*. Ввиду разл. ориентации намагниченности в доменах суммарный *магнитный момент* образца равен нулю. Под влиянием внеш. магн. поля происходит рост областей, в к-рых $\boldsymbol{M}_s$ составляет наим. углы с направлением поля, за счёт соседних областей. Этот рост осуществляется в результате смещения доменных границ (*доменных стенок*). После завершения процессов смещения в каждом кристалле остаётся всего лишь один домен, намагниченность к-рого ориентирована вдоль ближайшей к направлению поля оси лёгкого Н. Дальнейшее Н. идёт за счёт вращения векторов $\boldsymbol{M}_s$ к направлению магн. поля. По завершении процесса вращения в образце достигается техническое *магнитное насыщение*, и прирост намагниченности может иметь место лишь за счёт парапроцесса — увеличения самой намагниченности насыщения вследствие подавления магн. полем тепловых колебаний элементарных магн. моментов вещества.

Зависимость $M(H)$ или $B(H)$, представленная в виде ф-л, графиков или таблиц, наз. кривой намагничивания. Если известна кривая $M(H)$, то простым пересчётом может быть получена и кривая $B(H)$, и наоборот. Вид зависимости $M(H)$ определяется магн. свойствами материала, условиями измерений (давление, темп-ра, характер изменения магн. поля), формой образца, его магн. предысторией. Важнейшими видами кривых Н. являются следующие.

I. Кривая первого (первоначального) намагничивания (КПН) получается при Н. ферро- или ферримагнетика из полностью размагниченного состояния монотонно возрастающим от нуля магн. полем, причём направление последнего относительно намагничиваемого тела остаётся неизменным. На КПН можно выделить пять участков, на каждом из к-рых преобладает определ. механизм Н. Участок *1* (рис.) соответствует обратимым (упругим) смещениям доменных границ: здесь $M = \varkappa_a H$, где $\varkappa_a$ — нач. *магнитная восприимчивость*. В области Рэлея (*2*) имеют место наряду с обратимыми также необратимые процессы смещения, и зависимость $M(H)$ здесь квадратична (см. *Рэлея закон намагничивания*). Наиб. крутой участок КПН (*3*) соответствует макс. восприимчивости и связан с необратимыми смещениями доменных границ. В области приближения к насыщению (*4*) осн. роль играют процессы вращения M_s к направлению намагничивающего поля. Наконец, участок *5* характеризуется слабым ростом намагниченности и соответствует парапроцессу.



Кривая начального намагничивания (*а*) и безгистерезисная кривая намагничивания (*б*).

II. При циклическом изменении магн. поля между крайними значениями H_1 и H_2 кривые $M(H)$ сначала несколько изменяются от цикла к циклу (см. *Магнитная аккомодация*), но постепенно становятся стабильными. Их наз. кривыми циклического перемагничивания или петлями *гистерезиса магнитного*. При $H_1 = -H_2$ петля гистерезиса симметрична, в других случаях — асимметрична. Наиболее симметричная петля гистерезиса наз. предельной и является важной характеристикой магнитных материалов.

III. Безгистерезисная (идеальная) кривая Н. изображает зависимость $M(H)$ для таких состояний, к-рые при каждом значении H являются наиб. устойчивыми, т. е. обладают наим. свободной энергией. Эти состояния могут быть получены в результате наложения на пост. поле H перем. магн. поля с убывающей до нуля амплитудой.

IV. Основная (коммутационная) кривая Н.— геом. место вершин симметричных петель гистерезиса. Основная и безгистерезисная кривые Н., в отличие от КПН, фиксируют только избранные магн. состояния, не показывая действительных процессов Н.

Если значения M и H относятся к одному и тому же элементу объёма, то кривые $M(H)$ не зависят от размера и формы образца и являются кривыми Н. данного материала. На практике чаще всего имеют дело не с истинным значением H внутри образца, а с напряжённостью внеш. магн. поля H_e. Кривые $M(H_e)$ наз. кривыми намагничивания тела и зависят от формы последнего. В простых случаях, зная *размагничивающий фактор* тела, можно из кривых $M(H_e)$ получить кривые $M(H)$.

Лит.: Преображенский А. А., Бишард Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

А. С. Ермоленко.

НАМАГНИЧИВАЮЩАЯ СИЛА — то же, что *магнитодвижущая сила*.

НАНО... (от греч. nános — карлик) — приставка к наименованию единицы измерения для образования *дольной единицы*, составляющей 10^{-9} от исходной единицы. Обозначения: н, n. Пример: 1 нм (нанометр) = $=10^{-9}$ м.

НАПОР в гидравлике — линейная величина, выражающая удельную (отнесённую к единице веса) энергию потока жидкости в данной точке. Полный запас уд. энергии потока H (полный Н.) определяется *Бернулли уравнением*

$$H = z + \frac{p_v}{\gamma} + \frac{v^2}{2g},$$

где z — высота рассматриваемой точки над плоскостью отсчёта, p_v — давление жидкости, текущей со скоростью v, γ — уд. вес жидкости, g — ускорение свободного падения. Два первых слагаемых трёхчлена определяют собой сумму уд. потенциальных энергий положения (z) и давления (p_v/γ), т. е. полный запас уд. потенц. энергии, наз. гидростатическим Н., а третье слагаемое — уд. кинетич. энергию (скоростной Н.). Вдоль потока Н. уменьшается. Разность Н. в двух поперечных сечениях потока реальной жидкости $H_1 - H_2 = h_v$ наз. потерянным Н. При движении вязкой жидкости по трубам потерянный Н. вычисляется по *Дарси — Вейсбаха формуле*.

НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ КОЭФФИЦИЕНТ — отношение мощности, излучаемой антенной в данном направлении, к мощности, излучаемой в том же направлении нек-рой эталонной направленной антенной при условии равенства полных мощностей, излучаемых обеими антеннами (см. *Антенна*, *Диаграмма направленности*).

НАПРАВЛЕННОСТИ ДИАГРАММА электромагнитных излучателей и приёмников, см. *Диаграмма направленности*.

НАПРАВЛЕННОСТЬ акустических излучателей и приёмников — нек-рая пространственная избирательность излучателей и приёмников, т. е. способность излучать (принимать) звуковые волны в одних направлениях в большей степени, чем в других. В режиме излучения Н. обусловливается интерференцией звуковых колебаний, приходящих в данную точку среды от отд. участков излучателя (в случае многоэлементной акустич. антенны — от отд. элементов антенны). В режиме приёма Н. вызывается интерференцией давлений на поверхности приёмника, а в случае приёмной акустич. антенны — также и интерференцией развиваемых приёмными элементами электрич. напряжений при падении звука из нек-рой точки пространства. В нек-рых случаях, напр. у рефлекторных, рупорных и линзовых антенн, в создании Н. кроме интерференции существ. роль играет и дифракция волн. Аналогичные физ. явления вызывают Н. эл.-магн. излучателей и приёмников (Н. эл.-магн. антенн), поэтому в теории направленности акустич. и эл.-магн. антенн много сходных понятий, определений и теорем. В зависимости от матем. модели, к-рой можно описать данный излучатель (см. *Излучение звука*), для расчёта его Н. пользуются разл. теоретич. методами. В случае наиб. простой модели, представляющей собой дискретную (или непрерывную) совокупность малых по сравнению с длиной волны λ излучающих элементов, поле излучателя определяется суммированием (или интегрированием) сферич. волн, создаваемых отд. элементами. Для плоских излучателей, заключённых в бесконечные плоские экраны, применяется принцип Гюйгенса. Поле сложных цилиндрич. или сферич. излучателей определяется с помощью метода собств. ф-ций. Наиб. общие теоретич. методы основаны на использовании ф-ций Грина.

Н. излучателей и приёмников звука описывают чаще всего двумя параметрами: характеристи-

кой направленности и коэф. концентрации (наз. также коэф. направленного действия). Характеристикой Н. излучателя называется представленное в ф-ции направления относит. значение звукового давления p, создаваемого им на фиксиров. расстоянии r в дальнем поле (т. е. при $r \gg 2d^2/\lambda$, где d — наиб. размер излучающей поверхности). Направление задаётся единичным радиусом-вектором $\boldsymbol{u}$ (или углами φ, θ); значение звукового давления относят, как правило, к давлению в направлении макс. излучения $\boldsymbol{u}_0(\varphi_0, \theta_0)$. Т. о., характеристика Н. излучателя выражается как

$$D_{изл}(\boldsymbol{u}) = \frac{p(\boldsymbol{u})}{p(\boldsymbol{u}_0)} = \frac{p(\varphi, \theta)}{p(\varphi_0, \theta)}.$$

Характеристикой Н. приёмника наз. его относит. чувствительность γ (см. *Приёмники звука*), выраженную в ф-ции направления прихода звуковой волны. Чувствительность относят обычно к её значению в направлении макс. приёма, так что характеристика Н. по приёму имеет вид

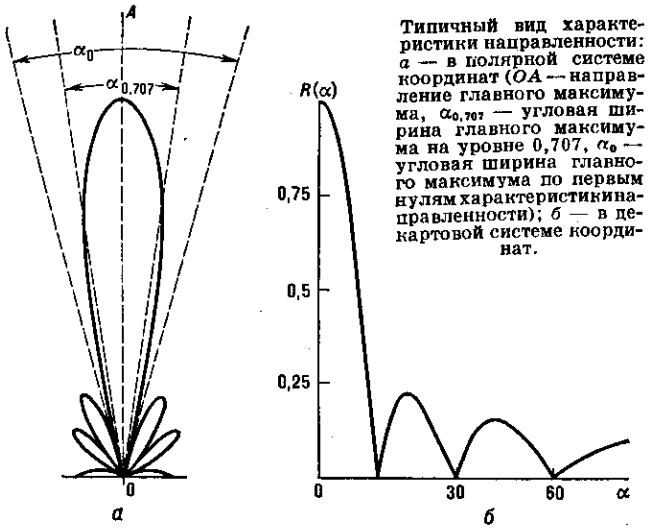
$$D_{пр}(\boldsymbol{u}) = \frac{\gamma(\boldsymbol{u})}{\gamma(\boldsymbol{u}_0)} = \frac{\gamma(\varphi, \theta)}{\gamma(\varphi_0, \theta_0)}.$$

Для обратимых преобразователей (антенн) характеристики Н. при работе в режиме излучения и в режиме приёма совпадают:

$$D_{изл}(\boldsymbol{u}) = D_{пр}(\boldsymbol{u}) = D(\boldsymbol{u}).$$

Наиб. практич. интерес представляет модуль характеристики Н. $|D(\boldsymbol{u})| = R(\boldsymbol{u})$, наз. также амплитудной характеристикой Н.

Характеристику Н. в сечении нек-рой плоскостью, проходящей через направление макс. излучения (диаграмму Н.), представляют в полярной (рис., *а*) или в декартовой (рис., *б*) системах координат. В этом случае



Типичный вид характеристики направленности: *а* — в полярной системе координат (OA — направление главного максимума, $\alpha_{0,707}$ — угловая ширина главного максимума на уровне 0,707, α_0 — угловая ширина главного максимума по первым нулям характеристики направленности); *б* — в декартовой системе координат.

аргументом характеристики Н. обычно является угол, отсчитываемый от направления макс. излучения, и характеристика Н. представляется в виде ф-ции $R(\alpha)$. Различают след. осн. области и параметры характеристики Н.: главный (основной) и добавочный максимумы (лепестки диаграммы Н.); ширина гл. максимума по уровню 0,7; ширина по направлениям нулевого излучения; величина добавочных максимумов (по отношению к главному).

Коэф. концентрации K — мера концентрации излучаемой мощности в нек-ром направлении пространства (обычно в направлении $\boldsymbol{u}_0$). Определяется он отношением интенсивности звука, создаваемой рассматриваемым излучателем в направлении $\boldsymbol{u}_0$ на расстоянии $r > 2d^2/\lambda$, к интенсивности, создаваемой в той же точке гипотетич. ненаправленным излучателем с такой же излучаемой мощностью. Ф-лы для расчёта коэф. концентрации имеют вид

$$K = \frac{4\pi}{\int\limits_{\Omega} R^2(\boldsymbol{u})\, d\Omega}; \quad K = \frac{4\pi}{\rho c} \frac{|p(\boldsymbol{u}_0) r|^2}{W},$$

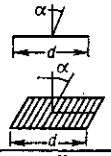
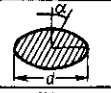
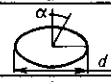
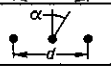
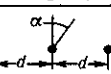
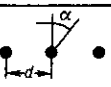
где Ω — полный телесный угол, ρc — волновое сопротивление среды, W — мощность излучателя.

В режиме приёма коэф. K характеризует помехоустойчивость приёмника в поле изотропных помех, источники к-рых независимы; он равен отношению мощностей помех на выходе ненаправленного и рассматриваемого направленного приёмников в указанном поле при условии равенства их чувствительностей.

В первом приближении чем больше волновые размеры излучателя (отношение геом. размеров к длине волны), тем меньше ширина его характеристики Н. и тем больше K. При размерах активной поверхности, бóльших λ, для плоского поршня $K = 4\pi S/\lambda$ (где S — площадь поршня), а для антенны в виде отрезка прямой $K = 2l/\lambda$ (l — длина отрезка).

В табл. приведены ф-ции, описывающие характеристики Н. нек-рых простейших непрерывных излучателей и дискретной эквидистантной решётки, состоящей из ненаправленных излучателей (монополей). Символами $\alpha_{0,7}$ и α_0 обозначены углы, равные ширине

ПАРАМЕТРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ НАПРАВЛЕННОСТЬ ПРОСТЕЙШИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗВУКА

Тип излучателя		$D(\alpha)$	$\alpha_{0,7}$	α_0	σ_1
Название	Внешний вид				
Отрезок прямой Прямоугольный поршень в экране		$\frac{\sin z}{z}$	$50°\frac{\lambda}{d}$	$115°\frac{\lambda}{d}$	0,22
Круглый поршень в экране		$\frac{2J_1(z)}{z}$	$59°\frac{\lambda}{d}$	$128°\frac{\lambda}{d}$	0,13
Окружность		$J_0(z)$	$41°\frac{\lambda}{d}$	$81°\frac{\lambda}{d}$	0,40
Два монополя		$\cos z$	$28°\frac{\lambda}{d}$	$58°\frac{\lambda}{d}$	
Три монополя		$\frac{\sin 3z}{3\sin z}$	$36°\frac{\lambda}{2d}$	$76°\frac{\lambda}{2d}$	0,33
n монополей		$\frac{\sin nz}{n\sin z}$	при $n \to \infty$ $50°\frac{\lambda}{d(n-1)}$	$115°\frac{\lambda}{d(n-1)}$	0,22

характеристики Н. на уровне 0,7 и на нулевом уровне соответственно, а также приведены приближённые ф-лы, определяющие эти величины; σ_1 — уровень первого добавочного максимума характеристики Н.; z — обобщённый параметр, равный $(\pi d/\lambda)\sin\alpha$. Угол α отсчитывается от перпендикуляра к плоскости излучателя, символами $J_0(z)$ и $J_1(z)$ обозначены ф-ции Бесселя первого рода, нулевого и первого порядков. Как правило, характеристики Н. непрерывных антенн, излучающих одной стороной, т. е. имеющих тыльный акустич. экран, обладают одним максимумом, равным единице,— главным. Особенностью характеристик Н. эквидистантной линейной решётки, состоящей из монополей, является наличие (при периоде решётки d, большем λ) неск. максимумов, равных единице. Н. рефлекторных и линзовых

антенн в первом приближении совпадает с Н. плоской антенны, размеры к-рой равны размерам поперечного пучка в раскрыве рефлектора или линзы.

Во мн. случаях анализ Н. сложных излучателей и приёмников существенно упрощается при использовании теорем о Н.: умножения, смещения и сложения. Так, в соответствии с теоремой умножения характеристика Н. антенны, состоящей из одинаковых, ориентированных в пространстве элементов, равна произведению характеристик Н. одного элемента и гипотетич. антенны, состоящей из монополей, расположенных в центрах реальных элементов.

Н. излучателей зависит от амплитудно-фазового распределения колебат. скорости их активной поверхности. Так, напр., уменьшение амплитуды колебат. скорости от центра к краям плоского излучателя приводит к расширению осн. максимума характеристики Н. и уменьшению добавочных, а увеличение амплитуды от центра к краям — к уменьшению ширины осн. максимума и увеличению добавочных. Коэф. концентрации при введении неравномерного амплитудного распределения несколько уменьшается. Среди разл. фазовых распределений следует отметить распределение, обеспечивающее синфазное сложение давлений от отд. участков излучателя в нек-ром направлении пространства u_0, т. е. «компенсацию» антенны в этом направлении. В случае плоской или линейной антенны в виде отрезка прямой распределение, обеспечивающее т. н. компенсацию, является линейным. Введение фазовой задержки сигнала возбуждения элемента линейной антенны с координатой x на величину $(2\pi/\lambda)x\sin\alpha_1$ приводит к повороту гл. максимума характеристики Н. на угол α. Меняя величину задержки, можно обеспечить сканирование характеристики Н. внутри нек-рого угла в пространстве.

Существуют методы решения обратных задач теории антенн (синтеза антенн), позволяющие определить амплитудно-фазовое распределение, обеспечивающее формирование характеристики Н., приближающейся в какой-то мере к заданной, или достижение экстремального значения к.-л. параметра (напр., максимума коэф. концентрации). В нек-рых случаях решение обратной задачи приводит к острым характеристикам Н. и высоким значениям коэф. концентрации при относительно малых волновых размерах антенны; получаемые таким путём т. н. сверхнаправленные антенны обладают повыш. чувствительностью к случайным ошибкам амплитудно-фазового распределения, а потому практически не реализуемы. Примером умеренно сверхнаправленных антенн, реализуемых практически, являются диполь, а также т. н. кардиоидный приёмник, Н. к-рого имеет вид $0{,}5(1+\cos\alpha)$.

В твёрдой среде кроме продольных (существующих в газах и жидкостях) возникают и поперечные волны. При этом различают характеристики Н. по продольным и поперечным волнам.

Н. акустич. излучателей и приёмников играет значит. роль в *гидролокации*, УЗ-дефектоскопии, медицинской *ультразвуковой диагностике*.

Лит.: Минкович Б. М., Яковлев В. П., Теория синтеза антенн, М., 1969; Римский-Корсаков А. В., Электроакустика, М., 1973; Скучик Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1976; Справочник по радиолокации, пер. с англ., т. 2 — Радиолокационные антенные устройства, М., 1977; Иофе В. К., Корольков В. Г., Сапожков М. А., Справочник по акустике, М., 1979; Смарышев М. Д., Добровольский Ю. Ю., Гидроакустические антенны, Л., 1984.

М. Д. Смарышев.

НАПРЯЖЁНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЕ — мера внутр. сил, возникающих при деформации материала. Для введения понятия Н. м. мысленно вырезается из среды нек-рый объём, по поверхности N к-рого распределены силы взаимодействия с остальной частью среды, возникающие при деформации. Если $\Delta\boldsymbol{P}$ — равнодействующая (гл. вектор) сил взаимодействия на элементе поверхности ΔN, содержащем рассматриваемую точку A, то предел отношения $\Delta\boldsymbol{P}/\Delta N$ при $\Delta N \to 0$ наз. вектором напряжения $\boldsymbol{S}_n$ в точке A на площадке с нормалью n. Величины проекций вектора Н. м. на нормаль n и на касат. плоскость наз. нормальными (σ_n) и касат. (τ_n) напряжениями. Н. м. наз. условным, если при его вычислении сила относится к площади сечения в недеформиров. состоянии, и истинным, если учтено изменение площади при деформации. Чтобы определить напряж. состояние в точке, надо найти величины, по к-рым можно вычислить Н. м. на любой из бесчисленного множества площадок, проходящих через эту точку.

Вектор Н. м. $\boldsymbol{S}_1$, действующий на элементарной площадке, перпендикулярной оси Ox_1, в проекциях на оси координат $Ox_1x_2x_3$ обозначают через σ_{11}, σ_{12}, σ_{13}, а для элементарных площадок, перпендикулярных осям Ox_2 и Ox_3,— через σ_{21}, σ_{22}, σ_{23} и σ_{31}, σ_{32}, σ_{33}. При этом σ_{11}, σ_{22}, σ_{33}—нормальные Н. м., а $\sigma_{12}=\sigma_{21}$, $\sigma_{23}=\sigma_{32}$, $\sigma_{31}=\sigma_{13}$ — касательные Н. м. Шесть величин $\sigma_{ij}(i,\ j=1,\ 2,\ 3)$ образуют тензор напряжений в рассматриваемой точке. Н. м. на любой площадке в той же точке вычисляется через величины σ_{ij}, т. е. тензор Н. м. полностью определяет напряж. состояние в точке. Если известны σ_{ij} как ф-ции координат, то они определяют напряж. состояние всего тела. Напряж. состояние наз. однородным, если σ_{ij} не зависит от координат точки.

Величина $\sigma=(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})/3$ наз. средним (гидростатич.) Н. м. В каждой точке тела есть 3 взаимно перпендикулярные площадки, на к-рых касательные Н. м. равны нулю. Перпендикулярные к ним направления наз. главными осями Н. м. в точке, а нормальные Н. м. на них σ_1, σ_2, σ_3 — главными Н. м. См. также *Девиатор напряжений*, *Интенсивность напряжений*.

Непосредственно Н. м. не измеряется. В однородном напряж. состоянии Н. м. вычисляется через величины действующих на тело сил. В неоднородном напряж. состоянии Н. м. определяется косвенно — по эффектам его действия, напр. по пьезоэлектрич. эффекту, эффекту двойного лучепреломления (см. *Поляризационно-оптический метод* исследования напряжений).

Лит.: Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., М., 1975.

В. С. Ленский.

НАПРЯЖЁНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ — работа по перемещению единичного электрич. заряда, определяемая интегралом напряжённости эфф. электрич. поля $\boldsymbol{E}_э$ (включающего сторонние поля) вдоль заданного контура γ, соединяющего две точки (*1*, *2*) токовой цепи или иной эл.-динамич. системы:

$$u_{12}[\gamma]=\int_{\gamma}\boldsymbol{E}_э d\boldsymbol{l}. \qquad (1)$$

Измеряется Н. э. в СИ в вольтах (1 В = 1 Дж/А·с), в СГСЭ — в $г^{1/2}$ $см^{1/2}$ $с^{-1}$ (1СГСЭ = 300 В).

Понятие о Н. э. ввёл Г. Ом (G. Ohm), предложивший в 1827 гидродинамич. модель электрич. тока для объяснения открытого им эмпирич. закона (см. *Ома закон*). Аналог перепада давлений между двумя точками цепи Ом назвал напряжением. В своих опытах Ом имел дело только с пассивными участками цепи, не включающими эдс, поэтому Н. э. совпадало с разностью потенциалов между двумя точками цепи и измерялось по показаниям электроскопа, подключённого к этим точкам. В дальнейшем понятие Н. э. было обобщено на электрич. цепи и системы, включающие активные элементы (электролитич. ванны, электромоторы, аккумуляторы, генераторы, контакты разнородных металлов и полупроводников, проводники с неоднородным распределением темп-ры и т. д.). Термин «Н. э.» применяется при описании процессов в цепях не только постоянного, но и переменного тока, в линиях передач и антеннах.

В потенц. эл.-статич. полях ($\boldsymbol{E}=-\nabla\varphi$) Н. э. между точками *1*, *2* не зависит от пути интегрирования в (1) и совпадает с разностью потенциалов: $u_{12}=\varphi_1-\varphi_2$. В общем случае необходимо указывать контур γ в (1).

Вклад в Н. э. непотенциальных полей (вихревых и сторонних) принято относить к *электродвижущей силе* $\mathscr{E}[\gamma]$:

$$u_{12}[\gamma] = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathscr{E}[\gamma].$$

На практике, однако, вместо точного указания контура интегрирования γ обычно пользуются поясняющими словами. Так, говорят о приложенном к элементу цепи (двухполюснику) Н. э., о Н. э. на зажимах (клеммах, подводящих проводах) того или иного устройства, о Н. э. на входе (плече) многополюсника, понимая под этим Н. э. вдоль кривой, огибающей устройство, т. е. чаще всего разность потенциалов между его полюсами. Если контур γ выбран внутри проводников цепи, то говорят о падении Н. э. на участке цепи или двухполюснике.

В ряде случаев, когда эл.-динамич. устройство (напр., электромотор) включает в себя подвижные проводники или когда сторонние силы являются результатом усреднённого воздействия пульсирующих микрополей на быстро осциллирующие носители заряда, падение Н. э. U определяется как отношение работы, совершаемой в единицу времени над электрич. током I, к величине тока:

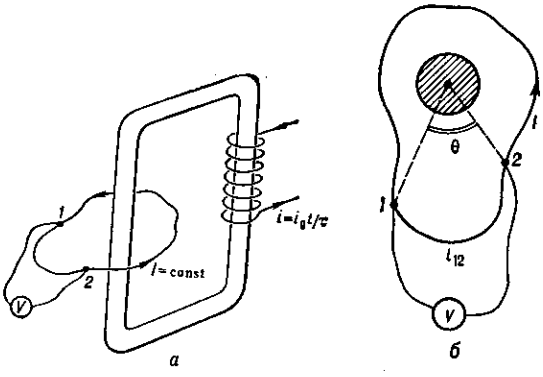
$$U = \int_V \langle \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{i} \rangle \, dV / I,$$

где $\boldsymbol{e}$ — напряжённость микроскопич. электрич. поля, $\boldsymbol{i}$ — плотность микротоков, интегрирование производится по объёму проводника V, $\langle\ \rangle$ — знак усреднения по быстрым движениям; $\langle \boldsymbol{e} \rangle = \boldsymbol{E}$, $\langle \boldsymbol{i} \rangle = \boldsymbol{j}$, но в общем случае $\langle \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{j} \rangle \neq \boldsymbol{E}\boldsymbol{j}$, так, в движущихся со скоростью $\boldsymbol{v}$ проводниках $\langle \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{i} \rangle = \boldsymbol{E}_э \cdot \boldsymbol{j} = \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{j} + \boldsymbol{j} \cdot [\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]/c$ ($\boldsymbol{B}$ — индукция магн. поля). Определённое т. о. падение напряжения удовлетворяет закону Ома: $U = RI$, где R — сопротивление участка цепи.

В случае гармонич. процессов пользуются след. характеристиками: мгновенным значением Н. э., $u(t)$, определяемым соотношением (1); комплексной амплитудой Н. э., $\tilde{u}$ [$u(t) = \mathrm{Re}\{\tilde{u}\exp(i\omega t)\}$] и эфф. значением Н. э., $u_э^2 = \overline{u^2(t)} = |\tilde{u}|^2/2$ (черта сверху означает усреднение по периоду колебаний $T = 2\pi/\omega$, ω — циклич. частота). Для комплексных амплитуд Н. э. и тока закон Ома обобщается в виде

$$\tilde{u} = Z(\omega)\tilde{I}, \qquad (2)$$

где $Z(\omega)$ — *импеданс* двухполюсника. Хотя по форме (2) совпадает с законом Ома, $\tilde{u}$ при этом не является комплексной амплитудой падения напряжения, а совпадает с комплексной амплитудой Н. э. на подводящих проводах. В линиях передач под Н. э. понимают интеграл (1) вдоль контура, соединяющего провода линии и лежащего в нормальном к линии сечении.



Измеряется Н. э. с помощью вольтметра — гальванометра с большим дополнит. сопротивлением $R_в$; в идеале $R_в \to \infty$ (электроскоп). Вольтметр измеряет падение Н. э. на самом себе — $U_в$ (или при $R_в \to \infty$ — разность потенциалов на своих клеммах). Чаще всего $U_в$ близко к разности потенциалов между точками подключения вольтметра к цепи, но не всегда. На рис., *а* изображён трансформатор, по первичной обмотке к-рого течёт линейно растущий во времени ток i. Вторичной обмоткой является виток с длиной l, сопротивлением R, по к-рому течёт пост. ток I. Вольтметр, подключённый к точкам *1*, *2* витка (рис., *б*), покажет падение Н. э. $U_{12} = RIl_{12}/l$, к-рое не равно ни эдс индукции $\mathscr{E}_{12} = RI\theta/2\pi$, ни разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2 = RI(l_{12}/l - \theta/2\pi)$. В сомнительных случаях для сопоставления показаний вольтметра параметрам диагносцируемой цепи обращаются к *Кирхгофа правилам*.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

НАПРЯЖЁНИЯ МЕХАНИЧЕСКИЕ ГЛАВНЫЕ — см. *Напряжение механическое.*

НАПРЯЖЁННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ — аксиальный вектор $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}, t)$, определяющий [наряду с вектором *магнитной индукции* $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}, t)$] свойства макроскопич. магн. поля. В случае вакуума двухвекторное описание магн. поля является чисто формальным, поэтому в гауссовой системе единиц в вакууме $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H}$, хотя, в силу традиций, и измеряются в единицах с разным наименованием: $\boldsymbol{B}$ — в гауссах (Гс), а $\boldsymbol{H}$ — в эрстедах (Э). В СИ сохраняется различие и для вакуума: $\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$, где μ_0 — *магнитная постоянная*. Измеряется Н. м. п. в СИ в амперах на метр (А/м), 1 А/м = $= 4\pi \cdot 10^{-3}$Э.

В соответствии с первым *Максвелла уравнением* источниками Н. м. п. являются электрич. токи (проводимости, смещения и т. п.):

$$[\nabla \boldsymbol{H}] = \tfrac{4\pi}{c}(\boldsymbol{j} + \boldsymbol{j}_{см}) = \tfrac{4\pi}{c}\boldsymbol{j} + \tfrac{1}{c}\tfrac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{j}_{см}$ — плотность тока, переносимого зарядами, и плотность тока смещения, $\boldsymbol{D}$ — вектор *электрической индукции* (здесь и далее применяется гауссова система единиц). В среде могут также присутствовать токи намагничивания с плотностью $\boldsymbol{j}_м$, связанные с индуцированной и (или) спонтанной *намагниченностью* $\boldsymbol{M}$; $\boldsymbol{j}_м = c[\nabla \boldsymbol{M}]$. Эти токи и обусловливают различие векторов поля $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$:

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{B} - 4\pi\boldsymbol{M}. \qquad (2)$$

В этом отношении существует принципиальная разница между пост. и переменными во времени полями. В пост. полях ур-ние (2) (к-рое иногда наз. материальным ур-нием или ур-нием среды) автономно, в перем. полях оно зависит от вида материальной связи между электрич. векторами: $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}(\boldsymbol{E}) = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P}^e$ ($\boldsymbol{E}$ — *напряжённость электрического поля*, $\boldsymbol{P}^e$ — вектор электрической поляризации), потому что вихревая составляющая плотности перем. тока $\boldsymbol{j}$ может быть с известным произволом интерпретирована и как плотность тока поляризации $\boldsymbol{j}_п = \partial \boldsymbol{P}^e/\partial t$, и как плотность тока намагничивания $\boldsymbol{j}_м$. В общем случае:

$$\boldsymbol{j} = c[\nabla \boldsymbol{M}] + \frac{\partial \boldsymbol{P}^e}{\partial t}. \qquad (3)$$

Поэтому определение Н. м. п. в случае перем. полей условно и зависит от принятых материальных связей. В ВЧ-электродинамике иногда вообще не различают векторов $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{H}$, относя все токи к токам поляризации.

Принципиальным является вопрос о том, какой из векторов, $\boldsymbol{B}$ или $\boldsymbol{H}$, берётся в качестве «первичного». Историч. традиция выбрала в качестве такового вектор $\boldsymbol{H}$, с чем и связано его название — Н. м. п. Поэтому ур-ние (2) трактовалось как зависимость вектора $\boldsymbol{B}$ от «первичного» поля $\boldsymbol{H}$: $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + 4\pi\boldsymbol{M} = \mu\boldsymbol{H}$ (μ — *магнитная проницаемость*). Однако впоследствии оказалось, что истинно первичным целесообразнее считать вектор магн. индукции $\boldsymbol{B}$, совпадающий с усреднён-

ной по физически малому объёму напряжённостью микроскопич. магн. поля в вакууме (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

НАПРЯЖЁННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ в классической электродинамике ($\boldsymbol{E}$) — векторная характеристика электрич. поля, сила, действующая на покоящийся в данной системе отсчёта единичный электрич. заряд. При этом предполагается, что внесение заряда (заряженного пробного тела) во внеш. поле $\boldsymbol{E}$ не изменяет такового. Иногда вместо Н. э. п. говорят просто «электрич. поле». Размерность Н. э. п. в гауссовой системе — $L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$, в СИ — $LMT^{-3}I^{-1}$; единицей Н. э. п. в СИ является вольт на метр (1 СГСЭ = $3\cdot10^4$ В/м). Распределение Н. э. п. в пространстве обычно характеризуют с помощью семейства линий $\boldsymbol{E}$ (силовых линий электрич. поля), касательные к к-рым в каждой точке совпадают с направлениями вектора $\boldsymbol{E}$. Как и любое векторное поле, поле $\boldsymbol{E}$ разбивается на две составляющие: потенциальную ($[\nabla \boldsymbol{E}_\text{П}] = 0$, $\boldsymbol{E}_\text{П} = -\nabla\varphi^e$) и вихревую ($\nabla \boldsymbol{E}_\text{В} = 0$, $\boldsymbol{E}_\text{В} = [\nabla \boldsymbol{A}^m]$). В частности, электрич. поле, создаваемое системой неподвижных зарядов, является чисто потенциальным. Электрич. поле излучения, в т. ч. поле $\boldsymbol{E}$ в поперечных эл.-магн. волнах, является чисто вихревым. Вместе с вектором магн. индукции $\boldsymbol{B}$ Н. э. п. составляет единый 4-тензор электромагнитного поля. Поэтому чисто электрич. поле данной системы зарядов существует лишь в «избранной» системе отсчёта, где заряды неподвижны. В др. инерциальных системах отсчёта, перемещающихся относительно «избранной» с пост. скоростью $\boldsymbol{v}$, возникает ещё и магнитное поле $\boldsymbol{B}' = [\boldsymbol{v}\boldsymbol{E}]/\sqrt{1-v^2/c^2}$, обусловленное появлением конвекц. токов $\boldsymbol{j} = \rho\boldsymbol{v}/\sqrt{1-v^2/c^2}$ (ρ — плотность заряда в «избранной» системе).

Для характеристики полей в материальных средах помимо Н. э. п. вводят ещё вектор поляризации среды $\boldsymbol{P}^e$ ($\boldsymbol{E}$), равный *дипольному моменту* единицы объёма. Обычно оба эти вектора объединяются в вектор *электрической индукции*, или электрич. смещения, $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P}^e$. Источниками поля $\boldsymbol{D}$ являются свободные заряды ($\nabla \boldsymbol{D} = 4\pi\rho$), источниками поля $\boldsymbol{E}$ — совокупность свободных (ρ) и связанных ($\rho_\text{св}$) зарядов $\nabla \boldsymbol{E} = 4\pi(\rho + \rho_\text{св}),= -\nabla\cdot\boldsymbol{P}^e$. В линейных средах, где $\boldsymbol{P}^e$ есть линейная ф-ция $\boldsymbol{E}$, имеет место принцип суперпозиции, согласно к-рому поле, создаваемое суммой зарядов $\rho_\Sigma = \sum_n \rho_n$, равно векторной сумме полей, создаваемых парциальными зарядами $\boldsymbol{E}_\Sigma = \sum_n \boldsymbol{E}_n$.

В классич. электродинамике иногда вводят «естеств.» значение Н. э. п., $E^*_\text{кл} = m_e^2c^4/|e|^3 = 6\cdot10^{15}$ СГСЭ, выражаемое через фундам. константы и равное приблизительно Н. э. п. на поверхности заряж. тела, служащего классич. моделью электрона (заряд $e = -4{,}8\cdot10^{-10}$ СГСЭ, радиус $r_e = 2{,}8\cdot10^{-13}$ см). Однако в таких сильных полях становятся существенными квантовые эффекты; в квантовой электродинамике критич. значение Н. э. п. для частицы с массой m и зарядом e равно $E^*_\text{кв} = m^2c^3/\hbar|e|$. Работа по перемещению частицы в таком поле на расстояние комптоновской длины волны $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar/mc$ равна энергии покоя частицы. Для электрона $E^*_\text{кв} = 4{,}4\cdot10^{13}$ СГСЭ; при $E > E^*_\text{кв}$ происходит эфф. рождение электронно-позитронных пар (см. *Рождение пар*). Отношение $E^*_\text{кв}/E^*_\text{кл} = 1/137$, т. е. равно постоянной тонкой структуры.

Для прецизионных измерений статич. и медленно изменяющихся электрич. полей обычно используют *Штарка эффект*. Повседневные рабочие измерения часто производят опосредованно, через значение прикладываемых напряжений или через величины наведённых эдс на зондах и щупах.

Лит. см. при ст. *Электрическое поле*.

НАРУШЕННОЕ ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ (НПВО) — явление, основанное на проникновении световой волны из оптически более плотной среды *1* (с показателем преломления n_1) в менее плотную среду *2* (с показателем преломления n_2) на глубину порядка длины световой волны $\lambda\!\!\!^{-}$ в условиях *полного внутреннего отражения* (ПВО), т. е. при падении света на границу раздела сред под углом θ, большим критического $\theta_\text{кр} = \arcsin n_{21}$ ($n_{21} = n_2/n_1$). Нарушение ПВО заключается в том, что коэф. отражения R становится меньше единицы вследствие поглощения света в слое, в к-рый проникает волна, падающая на отражающую среду. Величина ослабления $A = 1 - R$ отражённой волны зависит от поляризации падающей волны, а также пропорциональна показателю поглощения $\varkappa_2$ второй среды. Это послужило основой для развития спектроскопии НПВО, имеющей ряд преимуществ перед традиц. методами исследования спектров поглощения и отражения. Особенно эффективен метод НПВО для исследований поверхностных оптич. свойств объектов, а также для сильно поглощающих сред.

В отражающем слое амплитуда падающей волны E_0 ослабляется в результате резонансного взаимодействия с молекулами вещества (диполями). В поглощающей среде *2* образуется затухающая волна $E = E_0\times\exp(-z/d_\text{гл})$, где $d_\text{гл}$ — глубина проникновения, на к-рой амплитуда волны ослабляется в e раз: $d_\text{гл} = (\lambda/n_1)2\pi\,(\sin^2\theta - n^2_{21})^{1/2}$. Затухающая волна имеет три составляющие в ортогональной системе координат xyz (в отличие от проходящей волны, у к-рой поле $\boldsymbol{E}$ ортогонально к направлению распространения и не имеет продольной составляющей). Амплитуды отражённых E_p и E_s волн, поляризованных соответственно в плоскости отражения и перпендикулярно ей, определяются вблизи границы ($z = 0$) через составляющие E_{0x}, E_{0y} и E_{0z} падающей волны: $E_s = E_{0y}$, $E_p = (E^2_{0x} + E^2_{0z})^{1/2}$. Составляющие E_{0x}, E_{0y} и E_{0z} являются ф-циями n_{21} и θ; их зависимость от θ представлена на рис. 1. Для единичной падающей амплитуды вблизи $\theta_\text{кр}$ компонента $E_{0y} = 2$, компонента E_{0z} в среде *1* уменьшается в $(n_2/n_1)^2$ раз, а в среде *2* E_{0z} возрастает в $2n_1/n_2$ раз, т. е. наиб. интенсивное эл.-магн. поле в отражающей среде можно получить с материалами, имеющими большие n_1, поэтому в спектроскопии НПВО используются материалы с большими n_1. Наиб. ослабление падающего света (при углах, близких к критическому) происходит за счёт диполей, ориентированных по оси z, т. е. перпендикулярных границе раздела, а наименьшее — для диполей, расположенных по оси x.

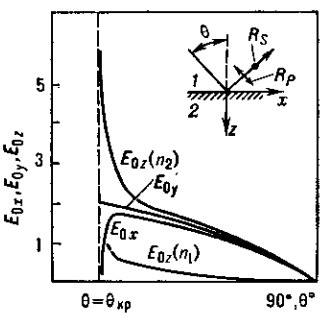


Рис. 1. Зависимость амплитуд электрического поля падающей волны от угла падения θ.

Рис. 2.

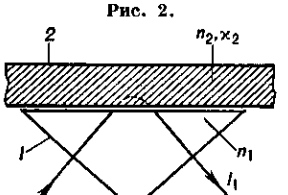


Схема измерения оптич. постоянных n_2 и $\varkappa_2$, получаемых из спектров НПВО с помощью *Крамерса — Кронига соотношений* и *Френеля формул*, приведена на рис. 2 (I_0 — интенсивность падающей, I — интенсивность отражённой волн). Для выполнения условий ПВО исследуемое вещество приводится в идеальный контакт с оптич. элементом (обычно — призмой), прозр-

рачным в выбранном диапазоне частот, с большим показателем преломления n_1 (кристаллы — корунд, фианит, германий и др., оптич. керамика, халькогенидные стёкла и т. п.). Нужный контакт легко достигается при исследовании жидкостей. Твёрдые тела приводятся в *оптический контакт* с вспомогат. оптич. элементом, где в качестве среды с большим n_1 используется специально выбранная жидкость. Труднее всего достичь оптич. контакта с исследуемым твёрдым телом в УФ- и видимой области спектра, где λ мала, поэтому наиб. широко метод НПВО распространён в ИК-области. Для спец. задач физики твёрдого тела, связанных с обнаружением поверхностных колебаний кристаллич. решётки (*плазмонов*, *поляритонов*), такой зазор, по величине порядка λ, подбирается специально. В рентг. диапазоне эл.-магн. волн вспомогат. оптич. элемент не требуется, поскольку все вещества в этой области спектра имеют $n_2 < 1$ и условие $n_2 < n_1$ выполняется на границе с воздухом. Для достижения идеального контакта используются также высокопреломляющие клеевые среды, позволяющие получать в ИК-области высококачеств. спектры НПВО от разнообразных объектов, не прибегая к спец. обработке поверхности образцов. Это даёт возможность применять метод НПВО для неразрушающего способа контроля вещества. Применение новых термопластичных оптич. сред обеспечивает оптич. контакт призмы с негладким и неплоским объектом произвольной формы и даже при наличии на исследуемой поверхности микронеровностей размером $\sim\lambda$.

Количественно величина ослабления светового потока при отражении от поглощающей среды учитывается при замене n_2 его комплексной величиной $\tilde{n}_2 = n_2 - i\varkappa_2$. Показатель поглощения $\varkappa_2$ связан с натуральным показателем поглощения α, определяемым традиц. фотометрич. методами (см. *Поглощение света*), соотношением $\alpha = 4\pi\varkappa_2/\lambda$. В аналитич. практике, когда показатель ослабления $A = 1 - R \leqslant 0{,}1$, с хорошей точностью выполняется приближение $R = 1 - \alpha d_{эфф}$, к-рое получается при разложении ф-л Френеля в ряд по α и ограничении первым членом ряда. Параметр $d_{эфф} = d_{гл}\, n_{21} E_0^2/2\cos\theta$ наз. эфф. толщиной поглощающего слоя. Величина $d_{эфф}$ определяется как геом. толщина образца, при к-рой в методе НПВО достигается ослабление интенсивности отражённого света, равное по величине ослаблению света при пропускании. Зависимость $d_{гл}$ и $d_{эфф}$ от угла падения приведена на рис. 3.

На практике спектры НПВО обычно получают при углах $\theta > \theta_{кр}$. Особенно эффективны методы НПВО для интервала $0{,}01 < \varkappa_2 < 1$, тогда как при использовании метода поглощения в этом случае необходимы объекты микронной толщины. Малые $\varkappa_2$ измеряются при $\theta \approx \theta_{кр}$, и используется возникшая при этом *поверхностная оптическая волна*, распространяющаяся вдоль поверхности исследуемого тела на сравнительно большое расстояние.

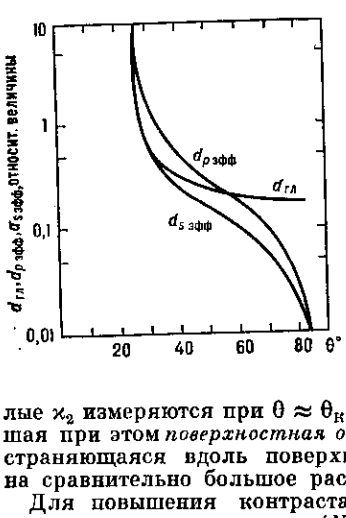


Рис. 3. Зависимость глубины проникновения $d_{гл}$ и эффективной толщины $d_{эфф}$ от угла падения для s- и p-поляризаций света; $n_{21} = 0{,}4$.

Для повышения контраста спектров НПВО часто применяется многократное (N-кратное) отражение, что пропорционально увеличению $d_{эфф}$; при этом $R^N = 1 - \alpha N d_{эфф}$. Спектры, полученные методом НПВО, качественно похожи на спектры поглощения, что позволяет пользоваться при идентификации спектров НПВО атласами и каталогами спектров поглощения.

Из спектров НПВО на основе поляризац. измерений, комбинируя выражения для $d_{sэфф}$ и $d_{pэфф}$, можно определять толщину плёнки. Для этого используется соотношение $(1-R_s)/(1-R_p) = d_{sэфф}/d_{pэфф}$, к-рое позволяет найти ход дисперсии $n_2(\lambda)$, далее методом Крамерса — Кронига рассчитывается $\varkappa_2$, а затем, исходя из коэф. отражения в максимуме спектральной полосы, определяется геом. толщина плёнки с точностью до 0,1 нм.

Разл. модификации метода НПВО широко применяются для изучения поверхностных эл.-магн. волн, адсорбц. явлений, структуры тонких слоёв и т. п. Явления НПВО следует учитывать при передаче световых сигналов на большие расстояния с помощью световодов.

Лит.: Золотарёв В. М., Кисловский Л. Д., О возможностях изучения контуров полос в спектрофотометрии НПВО, «Оптика и спектроскопия», 1965, т. 19, с. 809; Харрик Н., Спектроскопия внутреннего отражения, пер. с англ., М., 1970; Золотарёв В. М., Лыгин В. И., Тарасевич Б. Н., Спектры внутреннего отражения поверхностных соединений и адсорбированных молекул, «Успехи химии», 1981, т. 50, с. 24.

В. М. Золотарёв.

НАСЕЛЁННОСТЬ УРОВНЯ (заселённость уровня) — число частиц в единице объёма вещества, находящихся в определённом энергетич. состоянии (на данном энергетич. уровне). См. *Уровни энергии*.

НАСЫЩЕ́НИЕ МАГНИ́ТНОЕ — см. *Магнитное насыщение*.

НАСЫЩЕ́НИЯ ЭФФЕ́КТ — выравнивание населённостей двух уровней энергии квантовой системы (молекулы, атома) под действием резонансного эл.-магн. излучения. При увеличении интенсивности падающего излучения возрастает вероятность индуциров. квантовых переходов с верх. уровня на нижний (вынужденное испускание) и обратно (поглощение), что приводит к выравниванию населённости этих уровней. Степень насыщения определяется соотношением скоростей индуциров. переходов и релаксац. процессов, ответственных за установление равновесного распределения населённостей по уровням.

Если на среду, представляющую собой набор одинаковых *двухуровневых систем* с собств. частотами ω_{21}, падает монохроматич. эл.-магн. волна с частотой ω и интенсивностью I, то разность населённостей ниж. и верх. уровней $\Delta N = N_1 - N_2$ описывается выражением

$$\Delta N = \Delta N_0 \left[1 + \frac{I}{I_н} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + (\omega - \omega_{21})^2}\right]^{-1}, \quad (*)$$

где ΔN_0 — разность населённостей в отсутствие падающего излучения, γ — однородная полуширина спектральной линии, $I_н$ — т. н. насыщающая интенсивность. В точном резонансе ($\omega = \omega_{21}$) при $I = I_н$ разность населённостей уменьшается вдвое: $\Delta N = 0{,}5\ \Delta N_0$. При очень больших интенсивностях падающего излучения ($I/I_н \to \infty$) скорость индуциров. переходов намного превышает скорость релаксац. процессов, и населённости уровней выравниваются ($\Delta N \to 0$).

Значение насыщающей интенсивности $I_н$ определяется типом перехода, его однородной шириной и временем релаксации населённостей T_1. Для эл.-дипольных переходов $I_н = \frac{c\hbar^2\gamma}{8\pi |d_{21}|^2 T_1}$ (d_{21} — матричный элемент дипольного момента) и может составлять величины от долей Вт/см^2 до сотен кВт/см^2 и более.

Н. э. играет важную роль при резонансном взаимодействии *эл.-магн. излучения с веществом*. Так, в поглощающих средах ($\Delta N_0 > 0$) он приводит к уменьшению коэф. поглощения (см. *Просветления эффект*). При сильном насыщении ($\Delta N \to 0$) поглощаемая веществом мощность перестаёт зависеть от интенсивности поля, т. е. переход насыщается. Аналогично, в усиливающей среде с инверсной населённостью $\Delta N_0 < 0$ Н. э. вызывает уменьшение коэф. усиления. Наряду с этим уменьшается абс. величина резонансной добавки к показателю преломления, т. е. Н. э. обусловливает

зависимость показателя преломления от интенсивности падающего поля и, т. о., является одной из причин резонансного *самовоздействия волн*.

Степень насыщения, как видно из (*), убывает с увеличением отстройки частоты излучения от резонанса. Это приводит к деформации спектральных линий. В случае однородного уширения линия поглощения падающего излучения сохраняет лоренцову форму, однако её ширина увеличивается в $\sqrt{1 + I/I_н}$ раз. Этот эффект наз. полевым уширением или уширением вследствие насыщения.

Н. э. играет определяющую роль в *квантовой электронике*. Он стабилизирует амплитуду колебаний в лазерах и *мазерах*, ограничивает сверху динамич. диапазон квантовых усилителей. В ряде случаев Н. э. применяется для стабилизации частоты генерации лазеров, для модуляции их добротности и т. д.

Н. э. широко используется в нелинейной спектроскопии, в частности он является физ. основой т. н. спектроскопии насыщения, позволяющей изучать с высоким разрешением структуру неоднородно уширенных спектральных линий и полос.

Н. э. может иметь место также и в случае многофотонных переходов между квантовыми уровнями. Для этого, однако, требуются существенно более высокие интенсивности падающего излучения (см. *Многофотонные процессы*).

Лит. см. при статьях *Двухуровневая система, Квантовая электроника, Нелинейная спектроскопия, Лазер.*

К. Н. Драбович.

НАСЫЩЕННЫЙ ПАР — *пар*, находящийся в термодинамич. равновесии с конденсиров. фазой (жидкостью, твёрдым телом), реализуется при стационарном состоянии системы и отсутствии в ней разл. составляющих градиента хим. потенциала. Н. п. существует в интервале темп-р и давлений между тройной точкой и критич. точкой, каждому значению давления в этом интервале соответствует своя темп-ра насыщения. Состояние сухого (не содержащего взвешенных частиц конденсиров. вещества) пара крайне неустойчиво, т. к. он легко конденсируется при малейшем понижении темп-ры или переходит в перегретый пар при её повышении. Если давление пара выше, чем давление Н. п. при той же темп-ре, то пар наз. пересыщенным.

Ю. Н. Любитов.

НАСЫЩЕННЫЙ РАСТВОР — *раствор*, находящийся в равновесии с растворяемой фазой при данных условиях (темп-ре, давлении). Концентрация растворённого в Н. р. вещества наз. растворимостью последнего в данном растворителе при данных темп-ре и давлении. Если концентрация раствора ниже, чем концентрация Н. р. при той же темп-ре, раствор наз. ненасыщенным. При охлаждении Н. р. в присутствии центров кристаллизации растворённое вещество может кристаллизоваться, при их отсутствии раствор может стать пересыщенным.

Ю. Н. Любитов.

НАТРИЙ (Natrium), Na,— хим. элемент гл. подгруппы I группы периодич. системы элементов, относится к *щелочным металлам*, ат. номер 11, ат. масса 22,98977. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{23}Na. Электронная конфигурация внеш. оболочки $3s^1$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 5,139; 47,304 и 71,65 эВ. Металлич. радиус 0,189 нм, радиус иона Na^+ 0,098 нм. Значение электроотрицательности 1,01.

Н.— мягкий серебристо-белый металл, быстро тускнеющий на воздухе. Обладает кубич. объёмно-центриров. решёткой с параметром $a = 0{,}42820$ нм. Плотность 0,968 кг/дм^3, $t_{пл} = 97{,}83$ °С, $t_{кип} = 882{,}9$ °С, теплота плавления 2,5998 кДж/моль, теплота испарения 106,0 кДж/моль (при $t_{кип}$). Уд. теплоёмкость твёрдого Н. 1,23 кДж/(кг·К) (20 °С), жидкого — 1,39 кДж/(кг·К) (при $t_{пл}$). Коэф. теплопроводности $1{,}32 \cdot 10^2$ Вт/(м·К), коэф. теплового линейного расширения $7{,}21 \cdot 10^{-5}$ К$^{-1}$. Уд. электрическое сопротивление $4{,}288 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м (при 0 °С), $9{,}675 \cdot 10^{-2}$ мкОм·м (при 100 °С). Твёрдость по шкале Мооса 0,4, по Бринеллю 0,68 МПа. Вязкость жидкого Н. 0,690 мПа·с (при 97,83 °С), 0,387 мПа·с (при 250 °С), 0,278 мПа·с (при 400 °С). Поверхностное натяжение 192 мН/м (при 97,83 °С), 177 мН/м (при 400 °С). Н. парамагнитен, уд. магн. восприимчивость $0{,}70 \cdot 10^{-9}$.

Н. химически высокоактивен, степень окисления +1, бурно реагирует с водой, быстро окисляется на воздухе, хранить металлич. Н. и обращаться с ним следует осторожно.

Н. используют как восстановитель редких металлов, как добавку к нек-рым сплавам. Жидкие Н. и калий используют в качестве теплоносителя (напр., в ядерных реакторах). Парами Н. наполняют газоразрядные трубки спец. ламп (жёлтое свечение). В качестве радиоактивных индикаторов применяют β^+-радиоактивный ^{22}Na ($T_{1/2} = 2{,}602$ года) и более короткоживущий β^--радиоактивный ^{24}Na ($T_{1/2} = 15{,}0$ ч).

С. С. Бердоносов.

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ — переходы в квантовомеханич. системах под воздействием зависящих от времени возмущений в случаях, когда характерное время изменения возмущения (τ) сравнимо или меньше обратных частот вызываемого перехода, $\omega^{-1} \approx \hbar/\Delta\mathscr{E}$. Н. п. состоят в процессах перестройки электронных оболочек, происходящих в неупругих столкновениях атомов, ионов и молекул с заметной вероятностью. Для вычисления вероятностей Н. п. в большинстве случаев используют полуклассич. приближение — квазиклассич. описание относит. движения партнёров столкновения и квантовое описание их внутр. состояний. Волновую ф-цию всей системы $\Psi(r,R)$ представляют в виде разложения по адиабатич. базису (см. *Адиабатическое приближение*), т. е. по полному набору волновых ф-ций быстрой подсистемы $\Phi_s(r, R)$ при фиксиров. параметрах $\{R\}$ медленной подсистемы ($\{r\}$ — совокупность координат быстрой подсистемы). Коэф. разложения в таком представлении — это адиабатич. термы (уровни) медленной подсистемы $\chi_s(R)$. Проблема нахождения полной волновой ф-ции $\Psi(r, R)$ сводится в общем случае к решению *Штурма — Лиувилля задачи* для бесконечной системы зацепляющихся обыкновенных дифференц. ур-ний. Связи между этими ур-ниями определяются недиагональными матричными элементами от оператора кинетич. энергии относит. движения медленной подсистемы. В тех случаях, когда ими можно пренебречь, быстрая сходимость адиабатич. приближения обеспечена. Чаще всего малость матричных элементов от операторов кинетич. энергии по сравнению с потенц. членами проявляется в электронно-ядерных системах (атомах, молекулах, кристаллах), где соответствующим параметром разложения является величина $(m_e/M)^{1/4}$ (m_e — масса электрона, M — масса ядра), и адиабатич. приближение наз. приближением Борна — Оппенгеймера (M. Born, R. Oppenheimer, 1927). Оно оказывается справедливым, если волновая ф-ция — медленно меняющаяся ф-ция ядерных координат, и нарушается при наличии вырожденных или почти вырожденных электронных состояний. Нестационарные электрон-ядерные системы сталкивающихся атомных частиц описываются теоретически как квазимолекулы.

Адиабатич. принцип разделения движений и полуклассич. метод описания взаимодействия между партнёрами столкновения являются предпосылкой описания эволюции всей системы на основе нестационарной теории возмущений. Гл. характеристикой неупругого перехода с дефектом энергии $\Delta\mathscr{E}$ при скорости относит. движения v служит параметр Месси $\xi = \Delta\mathscr{E} \cdot a/\hbar v$. Здесь a — размер области, где существенно меняется адиабатич. электронная волновая ф-ция. Критерием адиабатичности столкновения является выполнение неравенства $\xi \gg 1$. Вероятность Н. п. между состояниями $|i>$ и $|f>$ с не очень малым дефектом энергии $\Delta\mathscr{E}$ при $\xi \gg 1$, как правило, экспоненциаль-

но мала. В приближении Ландау — Дыхне (1961) [1, 2] она равна

$$W_{fi} = \exp\left\{ -\frac{2}{\hbar}\mathrm{Im}\int_{t'}^{\tau}\Delta\mathscr{E}(t)\,dt\right\}.$$

Здесь t' — любая точка на веществ. оси времени, τ — точка в верхней полуплоскости комплексного времени t, в к-рой $\Delta\mathscr{E}(\tau) = 0$. В случае степенной малости (напр., в процессах кулоновской ионизации атомов медленными тяжёлыми частицами) вероятности Н. п. находятся в первом приближении Борна — Фока (M. Born), установленного в 1928:

$$W_{fi} = \left|\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dt}{\Delta\mathscr{E}(t)}\langle f\left|\frac{\partial\hat{V}}{\partial t}\right|i\rangle\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{t}\Delta\mathscr{E}(t')dt'\right\}\right|^2,$$

где $\hat{V}(t)$ — оператор взаимодействия.

Квазирезонансные Н. п., т. е. переходы с относительно малыми дефектами энергии, происходят при расстояниях R_0, значительно превышающих типичные атомные размеры a_0, и характерные их сечения относительно велики: $\sigma \sim R_0^2$. Успешное развитие корректной асимптотич. теории квазирезонансных Н. п. обусловлено наличием малого параметра a_0/R_0 и ограниченностью числа состояний квазимолекулы при больших межъядерных расстояниях [3]. В отсутствие вырождения вероятностями переходов на др. уровни, кроме рассматриваемых двух (начального и конечного), при $R_0 \gg a_0$ можно пренебречь, а адекватным оказывается приближение двух состояний. В предположении классичности движения системы в области неадиабатичности, в небольшом диапазоне изменения межатомных расстояний вблизи квазипересечения или пересечения термов (см. *Пересечение уровней*), неадиабатич. связь описывается моделью Ландау — Зинера — Штюкельберга (C. M. Zener, E. C. G. Stueckelberg), установленной в 1932 [2—4]. Среди других, более общих, в т. ч. и нелинейных, моделей неадиабатич. связи, наиб. широко используется т. н. экспоненциальная модель [3, 4], качественно верно описывающая случаи произвольной перестройки адиабатич. ф-ций при переходе через область неадиабатичности.

В практич. отношении весьма важен обширный класс полуклассич. процессов столкновений с локальным нарушением адиабатич. критерия $\xi \gg 1$, происходящим в результате сближения или пересечения квазимолекулярных термов при нек-рых межатомных расстояниях. Для атомов средней массы — это столкновения в области от тепловых энергий до сотен эВ. В приближении пространств. локализации *матрица рассеяния* находится путём сшивания решений в областях неадиабатич. связи с решениями в областях адиабатич. эволюции [4]. Для построения многоканальной полуклассич. матрицы рассеяния в случае хорошо локализов. переходов чаще всего используются модели неадиабатич. связи двух состояний. В случае неск. каналов для расчёта матрицы рассеяния в областях неадиабатич. связи используют разл. варианты теории возмущений: борновское приближение и его модификацию методом искажённых волн [5], метод почти адиабатич. возмущений Ландау — Дыхне или Борна — Фока [1, 2, 4], *внезапных возмущений метод* [4, 6] и др. В отсутствие пространств. локализации Н. п. для построения многоканальной полуклассич. матрицы рассеяния решать системы многих ур-ний приходится, как правило, численно. Исключение составляют Н. п. между высоковозбуждёнными (почти классическими) состояниями в атомах, когда полуклассич. матрица рассеяния может быть найдена аналитически, исходя из *соответствия принципа* квантовой механики (предельного перехода $\hbar \to 0$).

Квазирезонансные Н. п. играют определяющую роль в кинетике формирования компонентов плазмы, активной среды газовых лазеров, атмосферы и т. п. Экспериментально и теоретически исследуются такие Н. п. в медленных атомных столкновениях, как резонансная и нерезонансная перезарядка, передача возбуждения, дезактивация, деполяризация, спиновый обмен, переходы между компонентами тонкой и сверхтонкой структуры электронных оболочек атомов, между разл. молекулярными состояниями, столкновения с участием отрицат. ионов и др. Цели исследований — получение детальной информации о механизмах и осн. особенностях элементарных процессов столкновений, а также надёжная оценка величин вероятностей и сечений разл. каналов возбуждения.

Лит.: 1) Дыхне А. М., Адиабатическое возмущение состояний дискретного спектра, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 1324; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; 3) Галицкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М., Теория столкновений атомных частиц, М., 1981; 4) Никитин Е. Е., Уманский С. Я., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях, М., 1979; 5) Мотт Н., Месси Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., 3 изд., М., 1969; 6) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., «Встряхивание» квантовой системы и характер стимулированных им переходов, «УФН», 1978, т. 125, с. 377.

Г. Л. Юдин.

НЕВЕСОМОСТЬ — состояние, в к-ром находится материальное тело, свободно движущееся в поле тяготения Земли (или любого др. небесного тела) под действием только сил тяготения. Отличит. особенность состояния Н. в том, что при Н. действующие на частицы тела внеш. силы (силы тяготения) не вызывают взаимных давлений частиц тела друг на друга.

Когда тело покоится в поле тяготения Земли на горизонтальной плоскости, на него действуют сила тяжести и численно равная ей, но противоположно направленная сила — реакция плоскости. В результате в теле возникают внутр. усилия в виде взаимных давлений частиц тела друг на друга. Человеческий организм воспринимает такие внутр. усилия как привычное для него состояние весомости. Появляются эти внутр. усилия за счёт действия реакции плоскости. Реакция является силой поверхностной, т. е. силой, непосредственно действующей на какую-то часть поверхности тела; другим же частицам тела действие этой силы передаётся путём давления на них соседних частиц, что и вызывает в теле соответствующие внутр. усилия. Аналогичные внутр. усилия возникают при действии на тело любых др. поверхностных сил: силы тяги, силы сопротивления среды и т. п. Если поверхностная сила численно больше силы тяжести, то соответственно больше и внутр. усилия, что вызывает явление перегрузки и имеет, напр., место при старте ракеты.

Сила тяготения является силой массовой и, в отличие от поверхностных сил, действует непосредственно на каждую из частиц тела. Поэтому, когда на тело действуют только силы тяготения, они непосредственно сообщают каждой из частиц тела одно и то же ускорение и эти частицы движутся как свободные, не оказывая взаимных давлений друг на друга; тело находится в состоянии Н.

Вообще состояние Н. имеет место, когда: а) действующие на тело внеш. силы являются только массовыми (силы тяготения); б) поле этих массовых сил локально однородно, т. е. силы поля сообщают всем частицам тела в каждом его положении одинаковые по модулю и направлению ускорения, что при движении в поле тяготения Земли практически имеет место, если размеры тела малы по сравнению с радиусом Земли; в) нач. скорости всех частиц тела по модулю и направлению одинаковы (тело движется поступательно).

Напр., космич. летат. аппарат (или ИСЗ) и все находящиеся в нём тела, получив соответствующую нач. скорость, движутся под действием сил тяготения вдоль своих орбит практически с одинаковыми ускорениями, как свободные, и ни сами тела, ни их частицы взаимных давлений друг на друга не оказывают, т. е. находятся

в состоянии Н. При этом по отношению к кабине летат. аппарата находящееся в нём тело может в любом месте оставаться в покое (свободно «висеть» в пространстве). Хотя силы тяготения при Н. действуют на все частицы тела, но нет внеш. поверхностных сил, к-рые могли бы вызывать взаимные давления частиц друг на друга. Отметим, что внутр. усилия другой природы, вызванные не внеш. воздействиями, напр. молекулярные силы, температурные напряжения, мускульные усилия в теле человека, могут иметь место и в состоянии Н.

Н. может существенно влиять на ряд физ. явлений. Напр., у жидкости, налитой в сосуд, силы межмолекулярного взаимодействия, малые в «земных» условиях по сравнению с силами давления, обусловленными весомостью, влияют только на форму мениска. При Н. действие этих сил приводит к тому, что смачивающая жидкость, помещённая в закрытый сосуд, равномерно распределяется по стенкам сосуда, а воздух, если он есть, занимает среднюю часть сосуда, несмачивающая же жидкость принимает в сосуде форму шара. Капли вылившейся из сосуда жидкости тоже стягиваются в шарики.

Вследствие значит. отличия условий Н. от «земных» условий, в к-рых создаются и отлаживаются приборы и агрегаты ИСЗ, космич. летат. аппаратов и их ракетносителей, проблема Н. занимает важное место среди др. проблем космонавтики. Так, в условиях Н. непригодны приборы и устройства, в к-рых используются физ. маятники или свободная подача жидкости и т. п. Учёт Н. становится особенно существенным для систем, имеющих ёмкости, частично заполненные жидкостью, что, напр., имеет место в двигат. установках с жидкостно-реактивными двигателями, рассчитанных на многократное включение при космич. полёте. Возникает и ряд др. техн. проблем.

Особенно важно учитывать своеобразие условий Н. при полёте обитаемых космич. кораблей, т. к. условия жизни человека при Н. существенно отличаются от привычных, «земных» условий, что вызывает изменения ряда его жизненных функций. Однако предварит. тренировка и профилактические меры позволяют человеку долгое время пребывать и успешно работать в условиях Н.

Предполагается также, что при очень длит. полётах на орбитальных (околоземных) или межпланетных станциях можно создавать искусств. «тяжесть», располагая, напр., рабочие помещения в кабинах, вращающихся вокруг центр. части станции. Тела в этих кабинах будут прижиматься к боковой поверхности кабины, к-рая будет играть роль «пола», а реакция этого «пола», приложенная к телам, и создаст искусств. «тяжесть».

С. М. Тарг.

НЕВЗАЙМНЫЕ ЭЛЕМЕ́НТЫ оптические — устройства, для к-рых условия прохождения света в прямом и обратном направлениях неодинаковы. Оптич. Н. э. используются в системах управления оптич. излучением для создания однонаправленных оптич. схем, для возбуждения в кольцевых лазерах заданного направления бегущей волны, в *лазерных гироскопах* для устранения захвата частот встречных волн (см. *Затягивание частоты*), а также в *волоконно-оптических гироскопах* для задания нач. сдвига фаз между встречными волнами.

Обязат. условием для создания оптич. Н. э. является использование такого физ. эффекта, в к-ром имеется выбранное направление, совпадающее с одним из направлений распространения света. Напр., для *Фарадея эффекта* и *Зеемана эффекта* выбранным является направление внеш. магн. поля, в движущихся и вращающихся средах — направление движения или вращения, в акустич. устройствах — направление распространения звука. Невзаимность эффектов может быть по фазе, амплитуде, поляризации.

Фазовые оптич. Н. э. Для фазовых Н. э. используются среды, в к-рых различна скорость распространения света для прямой и обратной волн. Это приводит к различию оптических длин фазовых оптич. Н. э. для световых волн с противоположными направлениями распространения. Примером фазового Н. э. является движущаяся среда (см. *Физо опыт*, *Скорость света*). Для среды с показателем преломления n, движущейся со скоростью v, фазовые скорости волн, распространяющихся вдоль и против движения среды, равны $u = c/n \pm \pm v(1 - 1/n^2)$. Недостатком оптич. Н. э., использующих эффекты «увлечения» света движущейся средой, является требование высокой стабильности скорости движения. Поэтому практически чаще используется невзаимность фарадеевской ячейки, в к-рой скорость световой волны с заданной круговой поляризацией зависит от угла между направлением распространения света и внеш. магн. полем. Разности фаз волн, поляризованных по левому и правому кругу, при прохождении фарадеевской ячейки длиной l в прямом и обратном направлениях равны

$$\delta_{\pm} = \pm 2\pi g l \cos\theta/\lambda n_0,$$

где λ — длина волны света, n_0 — показатель преломления среды в отсутствие внеш. магн. поля, g — псевдотензор гирации, θ — угол между направлением световой волны и направлением магн. поля. В диамагн. и парамагн. веществах величина вращения пропорциональна магн. полю, а в ферромагнетиках — намагниченности среды.

Фазовые Н. э. в волоконно-оптич. гироскопах задают нач. разность фаз между встречными волнами света; в лазерных гироскопах они создают разность оптич. длин для волн, бегущих в противоположных направлениях. Если волну, поляризованную по левому кругу, подавить с помощью линейного поляризатора, расположенного между двумя пластинками $\lambda/4$ (главные оси к-рых повёрнуты на $+45°$ и $-45°$ относительно направления макс. пропускания поляризатора), то для встречных волн, поляризованных по правому кругу, частоты генерации кольцевого лазера окажутся различными, т. к. частота генерации определяется тем, что на длине лазера должно укладываться целое число длин волн излучения.

Амплитудные оптич. Н. э. обычно используются либо для коммутации направления излучения, либо для подавления рассеянного назад излучения с целью получения высокостабильного одночастотного лазерного источника. Применяются они и для подавления одной из двух встречных волн в кольцевом лазере. Амплитудный Н. э. для подавления одной из волн представляет собой (рис. 1) фарадеевский элемент *3* длиной l, расположен-

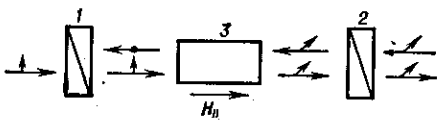


Рис. 1. Невзаимный фарадеевский элемент: *1*, *2* — поляризаторы, повёрнутые друг относительно друга на 45°; *3* — фарадеевская ячейка.

ный между двумя поляризаторами *1* и *2*, повёрнутыми друг относительно друга на 45°. При прохождении линейно поляризованного света через фарадеевский элемент происходит поворот плоскости поляризации на угол $\psi = \pi g l/\lambda n_0 = V H_{\parallel} l$ за счёт разности скоростей волн, поляризованных по правому и левому кругу. Здесь V — постоянная Верде, зависящая от частоты света и темп-ры, $H_{\parallel}$ — напряжённость продольного магн. поля. Угол поворота не зависит от направления распространения света. Если плоскость поляризации света, идущего вдоль $H_{\parallel}$, поворачивается на 45°, то свет полностью пройдёт через поляризатор *2* (нижние стрелки, рис. 1); свет с противоположным направлением (верхние стрелки) после поворота плоскости его поляризации на 45° полностью поглотится поляризатором *1*.

Другой вид амплитудного оптич. Н. э. (рис. 2) представляет собой систему из двух электрооптич. СВЧ-модуляторов света *1* и *2*, помещённых между скрещенными поляризаторами *3* и *4*. Если с помощью фазовращателя *6* сдвинуть фазу напряжения в модуляторе *2* на $\pi/2$ относительно *1*, а расстояние между модуляторами L взять равным $\Lambda/4$ (Λ — длина волны модулирующего сигнала), то свет, идущий слева, через эту систему не пройдёт, т. к. к моменту прихода света во второй модулятор напряжение на нём сдвинется на π

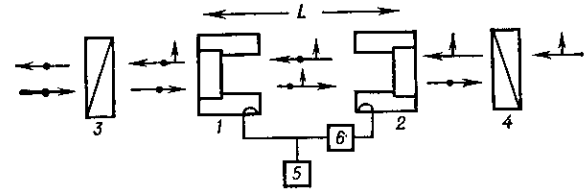


Рис. 2. Невзаимный электрооптический элемент: *1*, *2* — СВЧ-модуляторы света; *3*, *4* — скрещенные поляризаторы; *5* — генератор СВЧ; *6* — фазовращатель.

относительно напряжения, модулировавшего свет в *1*. Поэтому свет, выходящий из модулятора *2*, не будет иметь компоненты, поляризованной ортогонально исходному свету. Для идущего справа света, разность фаз между модулирующими сигналами на первом и втором модуляторах равна нулю и модулиров. свет проходит через скрещенные поляризаторы. Если необходимо подавить свет, идущий справа, то надо фазовращателем *6* установить фазу $-\pi/2$.

Амплитудная невзаимность существует также при распространении света в поле акустич. волны. Это явление связано с тем, что при дифракции Брэгга для встречных световых пучков на бегущей акустич. волне условия Брэгга выполняются при разл. углах падения света. Световой пучок, идущий справа (рис. 3), дифрагирует в $+1$ максимум, а свет, идущий слева,— в -1 максимум. Если условие синхронизма точно выполнено для $+1$ максимума, то для -1 оно нарушено. Степень нарушения определяется вели-

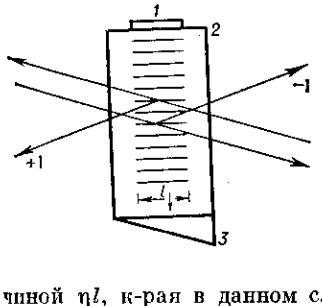


Рис. 3. Невзаимный акустооптический элемент: *1* — возбудитель звука; *2* — звукопровод; *3* — поглотитель звука.

чиной ηl, к-рая в данном случае равна $vl/c\Lambda$, где c — скорость света, l — длина области взаимодействия света и звука. Если интенсивность звука такова, что в $+1$ максимум дифрагирует весь свет, то при $\eta l = \pi\sqrt{3}$ свет в -1 максимум не пройдёт. Т. о., свет, падающий на ячейку слева, проходит через неё без потерь, а свет, идущий справа, весь отклоняется в $+1$ максимум.

Разность частот, интенсивностей и поляризаций встречных волн в кольцевом лазере создаётся также с помощью магнитооптических *Керра эффектов*, возникающих при отражении от ферромагн. зеркал резонатора. Эти эффекты проявляются в зависимости характеристик отражённого света от вектора намагниченности ферромагнетика $\boldsymbol{J}$ и от направления распространения и поляризации падающего света. В случае меридионального и полярного эффектов Керра ($\boldsymbol{J}$ в плоскости падения) происходит изменение поляризации падающего линейно поляризованного излучения. При экваториальном эффекте Керра ($\boldsymbol{J}$ перпендикулярен плоскости падения) интенсивность отражённого излучения зависит от $|\boldsymbol{J}|$. Разность частот линейно поляризованных встречных волн (с поляризацией в плоскости падения) создаётся за счёт экваториального эффекта, встречных волн с круговой поляризацией — за счёт полярного эффекта.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Зильберман Г. Е., Купченко Л. Ф., Невзаимный эффект при прохождении света через ультразвуковой пучок, «Радиотехника и электроника», 1979, т. 24, № 5, с. 901; Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е., Физические основы акустооптики, М., 1985.

В. Н. Парыгин, А. Н. Шелаев.

НЕГОЛОНО́МНАЯ СИСТЕ́МА — механич. система, на к-рую кроме геом. связей наложены ещё дифференциальные (кинематич.) связи, не сводящиеся к геометрическим и называемые неголономными (см. *Голономная система*). Математически неголономные связи выражаются ур-ниями вида:

$$f_{\mathbf{k}}(x_i, y_i, z_i, \dot{x}_i, \dot{y}_i, \dot{z}_i, t) = 0 \quad (k = 1, 2, \ldots, r), \qquad (1)$$

где x_i, y_i, z_i — координаты, $\dot{x}_i$, $\dot{y}_i$, $\dot{z}_i$ — проекции скоростей, t — время, r — число наложенных связей. При этом предполагается, что ур-ния (1) не могут быть непосредственно проинтегрированы; в противном случае получим голономную систему. Число координат x_i, y_i, z_i, определяющих положение Н. с., больше числа степеней свободы системы. Т. к. ур-ния (1) непосредственно не интегрируются, для Н. с., в отличие от голономной, нельзя заранее выразить зависимые координаты через независимые.

Н. с. наз. линейной, если ур-ния (1) линейны относительно скоростей, т. е. имеют вид:

$$f_{\mathbf{k}} = \sum_{i=1}^{N} (a_{\mathbf{k}i}\dot{x}_i + b_{\mathbf{k}i}\dot{y}_i + c_{\mathbf{k}i}\dot{z}_i) + d_{\mathbf{k}} = 0, \qquad (2)$$

где a, b, c и d — ф-ции x_i, y_i, z_i и t; N — число точек системы.

Пример линейной Н. с.— шар, катящийся по шероховатой плоскости. Ур-ние связи, выражающее тот факт, что точка касания шара имеет скорость, равную нулю, не может быть проинтегрировано. Возможные перемещения точек системы при связях (2) удовлетворяют условиям:

$$\sum_{i=1}^{N} (a_{\mathbf{k}i}\delta x_i + b_{\mathbf{k}i}\delta y_i + c_{\mathbf{k}i}\delta z_i) = 0. \qquad (3)$$

Движение линейных Н. с. можно изучать с помощью *Чаплыгина уравнений*, *Аппеля уравнений* и др. С учётом условий (3) эти ур-ния могут быть получены из дифференциальных принципов (*Д'Аламбера — Лагранжа принцип* и *Гаусса принцип*) или же из обобщённого интегрального принципа Гамильтона — Остроградского.

Н. с. наз. нелинейной, если ур-ния (1) нелинейны относительно скоростей. Пример: система двух точек $M(x, y, z)$ и $M_1(x_1, y_1, z_1)$, в к-рой точка M_1 движется по заданному закону, а скорость точки M зависит от взаимного расположения точек, напр. от расстояния MM_1. Ур-ние связи будет

$$f = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2} - \varphi[\sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}] = 0.$$

Ур-ния движения нелинейных Н. с. могут быть получены из тех же принципов механики, что и для линейных Н. с., если возможные перемещения точек системы удовлетворяют условию Четаева:

$$\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \dot{x}_i}\delta x_i + \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \dot{y}_i}\delta y_i + \frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial \dot{z}_i}\delta z_i\right) = 0.$$

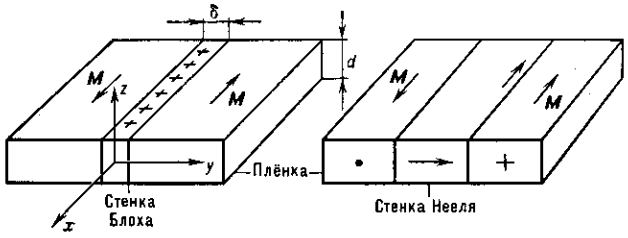
Механика Н. с. находит приложения при решении ряда задач совр. техники (автоматика, кибернетика и др.).

Лит.: Чаплыгин С. А., Исследования по динамике неголономных систем, М.— Л., 1949; Герц Г., Принципы меха-

ники, изложенные в новой связи, пер. с нем., М., 1959; Добронравов В. В., Основы механики неголономных систем, М., 1970. *Г. С. Погосов.*

НЕЕЛЯ СТЕНКА — область между соседними доменами (см. *Магнитная доменная структура*) в тонких *магнитных плёнках*, в к-рой быстрое пространств. изменение намагниченности $\boldsymbol{M}$ происходит в плоскости расположения векторов намагниченности доменов (в плоскости, параллельной поверхности плёнки). Согласно определению, в Н. с., в отличие от *Блоха стенки*, $\mathrm{div}\boldsymbol{M} \neq 0$. Представление о доменных стенках (ДС) подобного типа впервые было введено Л. Неелем (L. Néel, 1955) [1].

Причину образования Н. с. удобно объяснить, используя рисунок. Если в тонкой плёнке толщиной d при переходе от левого домена к правому (рис., *а*) намагниченность $\boldsymbol{M}$ вращается так, что остаётся парал-



лельной плоскости ДС (стенка Блоха, плоскость xz), то в узкой полоске шириной δ (толщина ДС) на поверхности плёнки образуются магнитостатич. заряды, приводящие к увеличению полной энергии стенки [2]. Эта энергия при условии $d < \delta$ может быть снижена, если поворот $\boldsymbol{M}$ будет осуществляться в плоскости плёнки, как изображено на рис., *б* (стенка Нееля). С этим снижением полной энергии плёнки и связана энергетич. выгодность образования Н. с. в тонких плёнках. По совр. оценкам, критич. толщина плёнки $d_{кр}$, ниже к-рой выгодно образование Н. с. в тонких плёнках, составляет сотни ангстрем.

Лит.: 1) Néel L., Énergie des parois de Bloch dans les couches minces, «C. R. hebd. Séanc. Acad. Sci.», 1955, v. 241, p. 533; 2) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

Б. Н. Филиппов.

НЕЕЛЯ ТОЧКА — темп-ра (T_N) фазового перехода из парамагн. состояния в антиферромагнитное (см. *Антиферромагнетизм*). Названа в честь Л. Нееля (L. Neél), выдвинувшего (наряду с Л. Д. Ландау) идею о существовании антиферромагн. упорядочивания атомных магн. моментов вещества. Большей частью этот переход бывает переходом второго рода (см. *Магнитный фазовый переход*). В Н. т. наблюдаются максимумы на кривых температурной зависимости теплоёмкости, коэф. теплового расширения и др. термодинамич. величин. *Магнитная восприимчивость* χ выше T_N изменяется согласно *Кюри — Вейса закону* $\chi = C/(T + \theta)$, где константа Вейса θ обычно существенно (иногда в 2—3 раза) больше T_N. Ниже T_N у одноосных антиферромагнетиков наблюдается сильная анизотропия магн. восприимчивости. В отличие от *Кюри точки* ферромагнетиков, Н. т. не является изолиров. точкой на фазовой плоскости H — T. Она зависит от внеш. магн. поля H и, как правило, понижается при увеличении поля H, стремясь к нулю, когда $H \to H_E$ (H_E — эффективное магн. поле *обменного взаимодействия*). В исследованных антиферромагнетиках T_N меняется в широких пределах: от нанокельвинов для ядерных антиферромагнетиков (напр., для ядерной спиновой системы меди T_N = 30нК) до сотен кельвинов в металлах (Cr, Mn), простых оксидах (типа NiO) и ортоферритах. Макс. значение T_N = 950 К наблюдается у гематита (α-Fe_2O_3). *А. С. Боровик-Романов.*

НЕИДЕАЛЬНАЯ ПЛАЗМА — *плазма*, в к-рой потенциальная энергия взаимодействия между частицами сопоставима с их кинетич. энергией или превышает её. Н. п. может приобретать качественно новые свойства по сравнению с идеальной. Напр., при сильном сжатии слабопроводящей плазмы паров металлов её электропроводность возрастает до значений, сопоставимых с электропроводностью жидких металлов.

Основные параметры неидеальности. Плазма, заряж. частицы к-рой взаимодействуют по закону Кулона, становится неидеальной, когда ср. энергия кулоновского взаимодействия $e^2 n_e^{1/3}$ сравнима с тепловой энергией kT, т. е.

$$\gamma = e^2 n_e^{1/3}/kT \gtrsim 1, \qquad (*)$$

где T — темп-ра, n_e — ср. число электронов в единице объёма, т. е. $n_e \sim 1/r_{ср}^3$, γ — т. н. *плазменный параметр взаимодействия*. Если ввести *дебаевский радиус экранирования* $r_D \sim (kT/n_e e^2)^{1/2}$, то условие (*) можно записать в виде $\mu = 1/n_e r_D^3 \geqslant 1$. Величина μ наз. *плазменным параметром идеальности* (см. *Идеальная плазма*). Плазма идеальна, если $\mu \ll 1$. С уменьшением r_D число частиц в дебаевской сфере $(4\pi/3) n_e r_D^3$ уменьшается и теряется представление о дебаевской экранировке. Можно считать, что тогда экранировка осуществляется на ср. расстояниях между частицами и параметры γ и μ совпадают. Если ионы многократно заряжены, то параметр электронно-ионного взаимодействия $\gamma = Ze^2 n_i^{1/3}/kT$ содержит заряд иона Ze и ср. межионное расстояние $n_i^{-1/3}$, n_i — концентрация ионов.

Представления, характерные для кинетики газоразрядной идеальной плазмы, неприемлемы для Н. п. Далёкие столкновения между заряж. частицами в ней не преобладают — *кулоновский логарифм* $L = \ln(r_D kT/Ze^2)$ теряет свой смысл. Близкие взаимодействия (на расстояниях макс. сближения частиц Ze^2/kT) оказываются непарными, поскольку длина

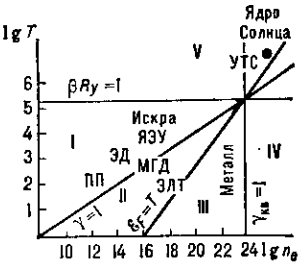


Рис. 1. Диаграмма n_e — T для разных типов неидеальной плазмы. ПП — электронно-дырочная плазма полупроводников; ЭД — плазма электрической дуги, МГД — плазма в магнитогидродинамических генераторах; ЭЛТ — в электролитах, ЯЗУ — плазма энергоустановок с ядерным реактором.

пробега $[\pi(Ze^2/kT)^2 n_i]^{-1}$ сравнима с расстоянием между частицами, что характерно для жидкостей.

Идеальная плазма возникает в результате тепловой ионизации разреженного газа (см. *Саха формула*). Плотное вещество может ионизоваться в результате смятия электронных оболочек атомов и ионов, если ср. расстояние между частицами меньше радиуса оболочки ($r_{ср} \leqslant a_0/Z$, a_0 — радиус Бора). Для такой ионизации не требуются высокие темп-ры, кинетич. энергия характеризуется энергией Ферми $\mathscr{E}_F$. В этом случае критерий неидеальности имеет вид:

$$\gamma_{кв} = Ze^2 n_e^{1/3} \mathscr{E}_F^{-1} \geqslant 1.$$

Такая плазма является вырожденной. Её неидеальность возникает и усиливается с уменьшением плотности, поскольку $\mathscr{E}_F = \hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}/2m$.

На диаграмме n_e — T (рис. 1) представлено неск. типов плазмы: I — слабонеидеальная плазма, к к-рой относится, напр., плазма газового разряда; II — классич. неидеальная плазма; III — неидеальная плазма

с вырожденными электронами и классич. ионами (здесь размещаются и жидкометаллич. состояния); IV — плазма, в к-рой вырожденные электроны взаимодействуют слабо, а классич. ионы — сильно (плазма, создаваемая при взрывном сжатии).

Квантовые эффекты могут играть важную роль и в невырожденной плазме. Если классич. расстояние макс. сближения Ze^2/kT меньше длины *волны де Бройля* Λ_e, то представление о нём теряет смысл и в выражении кулоновского логарифма Ze^2/kT заменяется на Λ_e: $L = \ln(r_D/\Lambda_e)$. Из неравенства $Ze^2/kT \ll \Lambda_e$ можно получить неравенство $Z^2R \ll kT$, где R — энергия ионизации атома водорода (Ридберга постоянная). Последнее неравенство означает, что плазма полностью ионизована (рис. 1, область V).

В области I энергия связанного состояния превышает тепловую энергию свободных частиц, что означает присутствие в плазме атомов. Частично ионизов. плазма имеет в своём составе атомы, молекулы, свободные электроны и ионы. Параметры атомов разных веществ (размеры, поляризуемость, энергия ионизации) отличаются очень сильно. Если *поляризуемость* атомов α велика (у Cs $\alpha = 400a_0^3$), то достаточно велик ср. потенциал φ, создаваемый поляризов. атомами, так что

$$\gamma_{ia} = e\varphi/kT = 2\pi\alpha e^2 n_a/kTr_a > 1.$$

Следовательно, взаимодействие ионов с атомами оказывается сильным и плазма является Н. п. (Здесь r_a — размер атома, n_a — концентрация атомов.) На диаграмме плотность — темп-ра (рис. 2) приведены разл. типы плазмы паров цезия в зависимости от темп-ры T и плотности n ($n = n_a + n_i$, n_i — концентрация ионов). Область сильного взаимодействия заряж. частиц с нейтральными примыкает к двухфазной области (заштрихована). В результате притяжения заряд — нейтрал зарядовый состав может стать многокомпонентным, возникают молекулярные положит. и отрицат. ионы, а также более тяжёлые образования — *кластерные ионы*. Область кулоновской неидеальности ($\mu \geqslant 1$), прилегая при низких темп-рах к конденсиров. состояниям, распространяется с ростом темп-ры в сторону высоких плотностей. Кривая $\xi = 0{,}5$ условно отделяет частично ионизованную плазму от полностью ионизованной, $\xi = n_e/(n_i + n_a)^{-1}$ — степень ионизации. Две ветви этой кривой соответствуют термической ионизации (нижняя) и ионизации сжатием (верхняя).

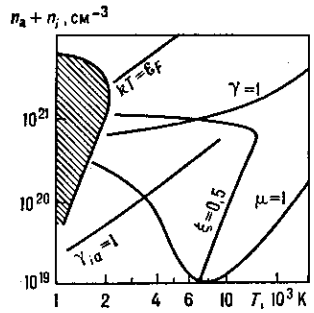


Рис. 2. Неидеальная плазма паров Cs при различных значениях температуры и плотности.

Н. п. в природе, технике и лабораторных условиях. Неидеальной является плазма в жидких металлах, полупроводниках, электролитах (ЭЛТ, рис. 1), в глубинных слоях Солнца и планет-гигантов Солнечной системы, плазма *белых карликов*. Неидеальной является плазма рабочих тел в *магнитогидродинамических генераторах* на парах щелочных металлов (МГД), ракетных двигателях с газофазным ядерным реактором (ЯЭУ); плазма, возникающая в установках по исследованию термоядерного синтеза путём лазерного, электронного и взрывного обжатий мишени (см. *Лазерный термоядерный синтез*, *Инерциальное удержание*). Н. п. возникает за сильными ударными волнами при взрывах или при высокоскоростном ударе. В установках *плазменной технологии* неидеальная плазма возникает при импульсных электрических разрядах.

В лаб. условиях слабонеидеальная плазма образуется в электрич. разрядах в газе при высоких давлениях. Генерация сильнонеидеальной плазмы требует спец. методов. Нагрев исследуемого вещества в ампулах под высоким давлением в печах создаёт однородную плазму, к-рую можно надёжно диагностировать. Этот метод ограничен темп-рами до 3000 К из-за разрушения материала конструкции. Методы, использующие импульсный джоулев нагрев, позволяют достичь высоких темп-р, однако возникающая при этом плазма обычно неоднородна. Динамич. методы основаны на кумуляции энергии на фронте ударных волн или при адиабатич. сжатии. Динамич. методами были получены наиб. высокие концентрации энергии — давления в сотни тыс. атмосфер и темп-ры до 10^5 К. Трудность этих методов — в необходимости высокого временно́го разрешения диагностич. устройств.

Свойства Н. п. Энергия ионизации атома в плазме ниже энергии ионизации I уединённого атома. В сильноионизов. плазме это снижение ΔI обусловлено дебаевским экранированием $\Delta I = e^2/r_D$. В слабоионизов. плазме ΔI обусловлено поляризацией соседних атомов $\Delta I = 2\pi\alpha e^2 n_a/r_a$. Поскольку ΔI пропорц. плотности атомов, ур-ние Саха, определяющее степень ионизации ξ плазмы, записанное с учётом ΔI, обнаруживает тенденцию экспоненциального роста ξ, а следовательно, и n_e при очень сильном увеличении плотности (сжатии), $n_e \sim \exp[-(I - \Delta I)/2kT]$. Сильные изменения n_e при изменении давления фиксируются при измерении коэф. электропроводности плазмы. Напр., на рис. 3 представлены зависимости электропроводности σ паров Cs от темп-ры при разных давлениях. Штриховой линией показана σ на границе двухфазных состояний. При темп-рах, близких к критич. темпре конденсации T_c, электропроводность резко возрастает, приближаясь к электропроводности металлов, и в конечном счёте плазма металлизируется.

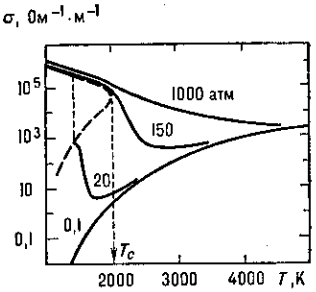


Рис. 3. Зависимость электропроводности неидеальной плазмы Cs от температуры при разных давлениях.

Электропроводно с т ь слабоионизов. плазмы насыщенных паров металлов аномально велика по сравнению с электропроводностью идеальной плазмы. Это является следствием сдвига *ионизационного равновесия* в сторону увеличения концентрации электронов, обусловленного кластеризацией ионов. Ионные кластеры Cs_k^+ ($k \gg 1$ — число атомов в кластере) возникают в результате сильного поляризац. притяжения атомов к иону. При высокой электропроводности сжимаемость плазмы близка к сжимаемости газа, что позволяет разгонять и затормаживать потоки плазмы.

При высоких темп-рах плазма сильно ионизуется. Изобары σ (рис. 3) сближаются, как это происходит и в идеальной плазме, где $\sigma \sim e^2T^{3/2}m^{1/2}L$. Корректного выражения для σ в этой области теория сильно Н. п. не даёт.

Влияние слабой неидеальности на излучение плазмы в оптич. диапазоне проявляется в сдвиге и уширении спектральных линий и в смещении порогов фотоионизации на величину ΔI. Линии, примыкающие к порогу, преобразуются в сплошной спектр. При очень высоких плотностях плазмы происходит перестройка её энергетич. спектра и оптич. прозрачность плазмы уменьшается. Это наблюдается, напр., в экспериментах с плазмой ртути. По мере металлизации (возникающей при высоких плотностях при сжатии) уменьшается энергетич. щель ($I - \Delta I$), переходы внутри к-рой

создают дискретный спектр. С уменьшением щели дискретный спектр заменяется сплошным, в областях прежней прозрачности возникает широкая полоса поглощения.

Для Н. п. характерно чрезвычайное разнообразие термодинамич. состояний. Взаимодействие между заряж. частицами в плазме является преим. притягивающим, что при сжатии способствует потере устойчивости и приводит к известным фазовым переходам: переход металл — неметалл в металл-аммиачных растворах, капельный переход в электронно-дырочной плазме, переход пар—жидкость щелочных металлов в окрестности критич. точки.

Макс. давления, достигаемые в наст. время за сильными ударными волнами, составляют десятки млн. атмосфер. С ростом давления электронные оболочки атомов и ионов перестраиваются и поочерёдно разрушаются. Термодинамич. величины сверхплотной плазмы немонотонно зависят от Z (см. *Термодинамика плазмы*).

Методы описания Н. п. Слабонеидеальная плазма не может быть уподоблена газу умеренной плотности. Кулоновское взаимодействие, характерное для неё, приводит к расходимости второго вириального коэффициента и статсуммы атома. При корректном учёте коллективных эффектов эти расходимости взаимно уничтожаются.

Для сильно Н. п. методы, использующие разложение по малым параметрам, неприменимы. Лишь результаты экспериментов могут указывать на возможность экстраполяции асимптотич. разложений и служить основой альтернативных подходов.

Исследования вырожденной плазмы опираются на вариац. метод функционала плотности энергии (при высоких темп-рах — функционала плотности термодинамич. потенциала; см. *Фока метод функционалов*). Несмотря на то что обменная и корреляц. энергии записываются при $r_{\text{ср}}/a_0 \approx 1$ весьма ненадёжно, этот метод позволяет описать даже сравнительно неоднородные жидкометаллич. состояния.

Успехи теории классич. плазмы связаны с проведением *перенормировки* взаимодействия, если она позволяет выделить новые квазичастицы (кластеры, квазиатомы и др.) и с использованием методов машинного эксперимента — *Монте-Карло метода* и *молекулярной динамики метода*.

Лит.: Веденов А. А., Термодинамика плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 1, М., 1963; Кудрин Л. П., Статистическая физика плазмы, М., 1974; Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В., Статистическая модель вещества, «УФН», 1975, т. 117, с. 3; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Замалин В. М., Норман Г. Э., Филинов В. С., Метод Монте-Карло в статистической термодинамике, М., 1977; Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д., Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле, пер. с англ., М., 1979; Храпак А. Г., Якубов И. Т., Электроны в плотных газах и плазме, М., 1981; Фортов В. Е., Якубов И. Т., Физика неидеальной плазмы, Черноголовка, 1984. *И. Т. Якубов.*

НЕЙМАНА ЗАДАЧА — задача о нахождении решения *Лапласа уравнения* $\Delta u = 0$ или *Пуассона уравнения* $\Delta v = -f$ в области G (внутр. Н. з.) или вне её (внеш. Н. з.), имеющего на границе S области G заданную непрерывную нормальную производную u_1 (соответственно внутри и извне S). При постановке внеш. Н. з. требуется, чтобы решение на бесконечности стремилось к нулю в трёхмерном и было ограниченным в двумерном случаях.

Н. з. для ур-ний Пуассона и Лапласа связаны подстановкой $v(x) = u(x) - V(x)$, где в трёхмерном случае $V(x) = (4\pi)^{-1}\int f(y)|x-y|^{-1}\,dy$ — объёмный потенциал, а в двумерном $V(x) = \int f(y)\ln|x-y|\,dy$ — логарифмич. потенциал; очевидным образом связаны и граничные значения u_1 и v_1. Внеш. Н. з. связана с внутренней преобразованием Кельвина, т. е. переходом к новым координатам $x \to x' = xR^2/x^2$ и новой ф-ции

$$u(x) \to u'(x') = (R/|x'|)u(R^2x'/x'^2)$$

(в двумерном случае множитель $R/|x'|$ перед u отсутствует). Координаты x и x' симметричны относительно сферы радиуса R с центром в начале координат.

Решение внутр. Н. з. существует, единственно с точностью до постоянной и непрерывно зависит от граничных условий для достаточно гладких границ S (в частности, для S, задаваемых в окрестности каждой своей точки x_0 ур-нием $\varphi_{x_0} = 0$ с условием, что $\nabla\varphi_{x_0} \neq 0$, а φ_{x_0} непрерывна вместе со своими производными). Необходимым условием разрешимости внутр. Н. з. (а также внеш. Н. з. в двумерном случае) является равенство

$$\int_S u_1(x)\,dS + \int_G f(x)\,dx = 0.$$

Решение Н. з. для ур-ния Лапласа обычно представляется в виде потенциала простого слоя

$$u(x) = \int_S \mu(y)\,|x-y|^{-1}\,dS_y$$

(в двумерном случае вместо $|x-y|^{-1}$ стоит $-\ln|x-y|$) и сводится к решению *Фредгольма уравнения* для плотности $\mu(x)$:

$$\pm\, 2^{n-2}\pi\mu(x) + \int_S \mu(y)\frac{\cos\psi_{xy}}{|x-y|^{n-1}}\,dS_y = u_1(x), \quad n = 2,3,$$

где «+» соответствует внутренней «−» внешней Н. з., ψ_{xy} — угол между вектором $x-y$ и нормалью к S в точке y, dS_y — элемент поверхности в точке y.

Н. з. часто встречается в электро- и магнитостатике, стационарных задачах гидродинамики, теплопроводности и т. д. Условие её разрешимости имеет физ. смысл закона сохранения: суммарный поток (напряжённости электрич. или магн. поля, несжимаемой жидкости, тепла и т. д.) через замкнутую поверхность S равен суммарной величине источников (заряда и т. п.).

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; Миранда К., Уравнения с частными производными эллиптического типа, пер. с итал., М., 1957; Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977. *В. П. Павлов.*

НЕЙМАНА ПРИНЦИП — постулат, устанавливающий связь симметрии макроскопич. физ. свойств кристалла с симметрией его внеш. формы. Согласно Н. п., группа симметрии любого физ. свойства $G_{\text{св}}$ должна включать в себя все элементы точечной группы симметрии кристалла K, т. е. $K \subseteq G_{\text{св}}$. Т. о., физ. свойство может обладать более высокой симметрией, чем точечная группа кристалла. Н. п. утверждает лишь возможность существования у кристалла свойств, удовлетворяющих указанному условию, но не требует их обязат. наличия, т. е. Н. п. является необходимым, но недостаточным условием существования у кристалла конкретных физ. свойств. Сформулирован Ф. Э. Неманом (F. E. Neumann).

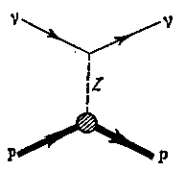
Наряду с Н. п. в кристаллофизике существует ещё один симметрийный постулат — *Кюри принцип*. В отличие от Н. п., связывающего симметрии свойств и симметрию кристалла, не испытывающего внеш. воздействий, принцип Кюри позволяет определить симметрию кристалла под внеш. воздействием.

Лит.: Най Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, 2 изд., М., 1967; Современная кристаллография, т. 4 — Физические свойства кристаллов, М., 1981. *Л. А. Шувалов.*

НЕЙМАНА — ЗЁЕЛИГЕРА ПАРАДО́КС — то же, что *гравитационный парадокс*.

НЕЙТРА́ЛЬНЫЙ ТОК (нейтральный слабый ток) в теории *электрослабого взаимодействия* — фундам. оператор, описывающий взаимодействие кварков и лептонов с полем нейтрального *промежуточного векторного бозона* (Z-бозона) и обусловливающий переходы, в к-рых не изменяется электрич. заряд конечных и на-

чальных кварков и лептонов. Н. т. $j_\mu(x)$ (x — пространственно-временна́я точка, $\mu = 0, 1, 2, 3$) представляет собой сумму лептонного j^l_μ и адронного (кваркового) $j^q_\mu(x)$ токов: $j_\mu(x) = j^l_\mu(x) + j^q_\mu(x)$, каждый из к-рых является смесью векторного и аксиального токов. Поэтому взаимодействия с участием Н. т. не сохраняют пространств. *чётность*. Примером процесса, обусловленного как лептонным, так и адронным Н. т., является упругое рассеяние нейтрино на протоне $\nu + p \to \nu + p$ (рис.).



Взаимодействие Н. т. с полем $Z_\mu(x)$ нейтрального Z-бозона описывается плотностью лагранжиана

$$\mathscr{L} = g j_\mu(x) Z_\mu(x),$$

где g — безразмерная константа взаимодействия (в единицах $\hbar = c = 1$), связанная с фундам. электрич. зарядом e и *Вайнберга углом* θ_W соотношением: $e = g\sin\theta_W\cos\theta_W$. В области передаваемых импульсов, много меньших массы Z-бозона m_Z, взаимодействие Н. т. сводится к эфф. четырёхфермионному взаимодействию, описываемому плотностью гамильтониана вида:

$$H = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \rho j_\mu(x) j^+_\mu(x), \qquad (1)$$

где G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, а $\rho = m_W^2/(m_Z^2\cos^2\theta_W)$ — параметр, характеризующий отношение интенсивности взаимодействия Н. т. и *заряженных токов* (m_W — масса заряж. промежуточного бозона W; знак $^+$ означает эрмитово сопряжение). Численное значение ρ зависит от детальной структуры *спонтанного нарушения симметрии* электрослабого взаимодействия за счёт *Хиггса механизма*. В электрослабой теории с одним дублетом *Хиггса полей* (или с неск. дублетами) предсказывается значение $\rho = 1$ (с точностью до *радиационных поправок*). На опыте значение ρ также близко к единице: $\rho = 0{,}99 \pm 0{,}02$.

Согласно теории электрослабого взаимодействия, Н. т. каждого из лептонов и кварков полностью определяется электрич. зарядом и значением проекции слабого изоспина I_3 данной частицы:

$$j_\mu(x) = j^3_\mu(x) - \sin^2\theta_W j^{эм}_\mu(x), \qquad (2)$$

где $j^{эм}_\mu(x)$ — *электромагнитный ток*, а $j^3_\mu(x)$ — ток третьей компоненты слабого изоспина. Напр., Н. т. нейтрино составляет $^1/_4\bar{\nu}(x)\gamma_\mu(1+\gamma_5)\nu(x)$ (т. к. $j^{эм}_\mu$ для нейтрино равен нулю, а проекция слабого изоспина нейтрино равна $^1/_2$), а для электрона Н. т. имеет вид:

$$\bar{e}(x)(-\,^1/_4\gamma_\mu(1+\gamma_5) + \sin^2\theta_W\gamma_\mu)e(x)$$

[здесь $\nu(x)$, $e(x)$ — операторы нейтринного и электронного полей, черта над символами полей обозначает дираковское сопряжение, γ_μ, γ_5 — *Дирака матрицы*].

Взаимодействие Н. т. вида (1), предсказанное теорией [Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), 1961; С. Вайнберг (S. Weinberg), 1967; А. Салам (A. Salam), 1968], было открыто в опытах по рассеянию мюонных нейтрино на нуклонах в пузырьковой камере «Гаргамель» (ЦЕРН, Швейцария, 1973). Для заряж. частиц взаимодействие (1) маскируется более сильным (на много порядков) эл.-магн. взаимодействием. Однако взаимодействие (1) удаётся обнаружить благодаря тому, что в нём не сохраняется пространств. чётность, в отличие от эл.-магн. взаимодействия, в к-ром чётность сохраняется. Эффект несохранения чётности во взаимодействии электронов с нуклонами впервые был открыт в атомной физике по наличию оптич. активности (поворота плоскости поляризации линейно поляризов. света) паров атомарного висмута (Л. М. Барков, М. С. Золотарёв, 1978). Несколько позднее этот же эффект наблюдался при высокой энергии по разности сечений рассеяния лево- и правополяризов. электронов на водороде и дейтерии (СЛАК, США, 1978). Эти эксперим. результаты сыграли решающую роль в подтверждении существования взаимодействия вида (1) с Н. т., имеющим структуру (2), и, следовательно, в подтверждении теории электрослабого взаимодействия Глэшоу — Вайнберга — Салама в целом.

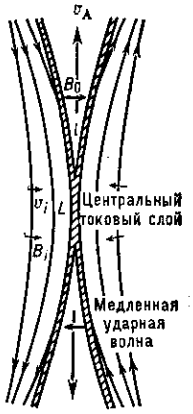
Н. т., определяемый ф-лой (2), диагонален по аромату лептонов и кварков. Это означает, что в описываемых им процессах не изменяются квантовые числа лептонов и адронов. Существует, однако, понятие недиагональных Н. т. Оно относится к процессам, в к-рых изменяются квантовые числа адронов и лептонов без изменения их электрич. заряда. Примером такого процесса является распад долгоживущего нейтрального *К-мезона* (K_L) на мюонную пару: $K_L \to \mu^+\mu^-$, в к-ром странность изменяется на единицу. Такие процессы возникают в высших порядках теории возмущений по электрослабому взаимодействию, и их вероятность весьма мала. Напр., относит. вероятность распада $K_L \to \mu^+\mu^-$ составляет ок. 10^{-8}. Процессы с Н. т., недиагональным по лептонам, на опыте не наблюдались. Наиб. сильные эксперим. ограничения имеются для процессов превращения мюона в электрон в кулоновском поле ядра: $\mu^- + A \to e^- + A$ (относит. вероятность менее $4{,}6\cdot10^{-12}$) и для распада $\mu \to e\gamma$ (относит. вероятность $5\cdot10^{-11}$). Сильная подавленность на опыте адронного и отсутствие лептонного недиагонального Н. т. налагает весьма ограничивающие условия на вид взаимодействия и спектр масс лептонов и кварков.

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

М. Б. Волошин.

НЕЙТРА́ЛЬНЫЙ ТО́КОВЫЙ СЛОЙ — слой тока высокой плотности, имеющий конечную толщину l и разделяющий две плазменные области с противоположно направленными магн. полями; в центре Н. т. с. магн. поле равно нулю. Понятие Н. т. с. возникает в гидродинамич. моделях *пересоединения* магн. силовых линий, используемых для объяснения, напр., солнечных вспышек (см. также *Магнитная гидродинамика*). В общем случае токовый слой разделяет магн. поля не обязательно противоположного направления, но магн. поле обязательно тангенциально по отношению к границе, т. е. токовый слой можно рассматривать как тангенциальный разрыв.

Токовые слои могут возникнуть при резком сжатии плазменной области вблизи нейтральной точки и на границе между двумя топологически разл. магн. конфигурациями при их сближении. В отсутствие магн. потока токовый слой расплывается вследствие диффузии со скоростью η/l, где η — коэф. магн. диффузии. В процессе магн. диффузии энергия магн. поля превращается в тепловую за счёт столкновительной или коллективной диссипации. Магн. поле вне токового слоя вморожено в плазму. Если плазма с магн. полем втекает в слой с боков (рис.) со скоростью $v_i < \eta/l$, то слой расширяется; если $v_i > \eta/l$, то слой становится тоньше. Повышенное плазменное давление в центре слоя приводит к истечению вещества от концов слоя с альвеновской скоростью v_A. Вместе с веществом выносится и магн. поток, поэтому в Н. т. с. происходит пересоединение магн. поля.



Пересоединение магнитных силовых линий при их прохождении через нейтральный токовый слой.

Концы токового слоя разветвляются на две пары ударных волн медленной моды (см. *Волны в плазме*), к-рые остаются в установившемся потоке стоячими

волнами. Наличие этих волн увеличивает скорость пересоединения. Н. т. с. подвержен действию тиринг-неустойчивости. Изучение Н. т. с. важно, в частности, для объяснения солнечных вспышек и магнитосферных *суббурь*.

Лит.: Прист Э. Р., Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, т. 1—2, М., 1983—84.

НЕЙТРИННАЯ АСТРОФИЗИКА

Содержание:

Введение 256
Космологические нейтрино 256
Звёздные нейтрино 256
Космические нейтрино высоких энергий 257

Введение

Н. а. изучает физ. процессы в космич. объектах, происходящие с участием *нейтрино* (Н.). Проблемы регистрации космич. Н. относятся к нейтринной астрономии.

Н. во Вселенной подразделяют по их источникам генерации и энергетич. диапазону на космологические (реликтовые), звёздные и космич. Н. высоких энергий.

На ранних стадиях горячей Вселенной, в течение прибл. 1 с после начала расширения, Н. находились в тепловом равновесии с веществом. От этой эпохи нам остался сильно остывший с тех пор газ космологич. Н. Его темп-ра в настоящее время равна 1,9 К, а ср. энергия $5\cdot10^{-4}$ эВ.

В обычных звёздах, типа Солнца, Н. рождаются в ядерных реакциях, обеспечивающих наблюдаемую светимость. При звёздных коллапсах темп-ра в центре звёзд повышается настолько, что в тепловом равновесии оказываются позитроны, мюоны и пионы, к-рые образуют Н. в реакциях $e^+ + e^- \to \nu + \tilde{\nu}$, $\mu \to e + \nu + \tilde{\nu}$, $\pi \to \mu + \nu$ и т. д. Энергии этих звёздных Н. находятся в осн. в диапазоне от долей до неск. десятков МэВ.

Н. рождаются также космич. лучами. Ускоренные до высоких энергий протоны или др. атомные ядра, сталкиваясь с ядрами атомов газа или с низкоэнергетич. фотонами, производят π- и K-мезоны, в результате распада к-рых возникают космич. Н. высоких энергий. Их энергетич. диапазон, доступный регистрации,— от неск. десятков ГэВ до, возможно, 10^{15}—10^{16} эВ.

Космологические нейтрино

Через время ~ 1 с после начала расширения Вселенной её темп-ра упала до 10^{10} К. Концентрация частиц в космич. плазме уменьшилась, свободный пробег Н. увеличился настолько, что они вышли из теплового равновесия с плазмой. Горячий нейтринный газ, содержащий все три типа Н. (и антинейтрино), «оторвался» от вещества и, расширяясь вместе со Вселенной, стал остывать как независимый, не взаимодействующий с веществом, компонент. Из связи с измеренной темп-рой фотонного газа (2,7 К) следует, что темп-ра нейтринного газа в настоящее время составляет 1,9 К (см. *Горячей Вселенной теория*). Это означает, что в ср. в 1 $см^3$ космич. пространства содержится $\approx$330 Н. всех типов (включая антинейтрино) со ср. энергией каждой частицы $\approx 5\cdot10^{-4}$ эВ. Пока нет практически осуществимого метода регистрации этих реликтовых Н. Тем не менее несомненное существование газа реликтовых Н. (косвенно оно подтверждается измерениями реликтовых фотонов аналогичного происхождения) позволяет получить ряд выводов об их роли в эволюции Вселенной.

Число типов Н. (электронные, мюонные, тау и, возможно, др.) влияет на синтез лёгких элементов (дейтерий, гелий, литий) в горячей Вселенной, поскольку от числа типов Н. зависит скорость расширения Вселенной на стадии нуклеосинтеза. Сопоставление указанных выше процессов с наблюдениями позволяет получить ограничения на свойства Н. Из наблюдаемого обилия космич. дейтерия следует, что число возможных типов Н. не может превышать 4. При известной концентрации n_ν реликтовых Н. их масса должна быть такова, чтобы плотность нейтринного газа $m_\nu n_\nu$ не приводила к возрасту Вселенной, меньшему, чем возраст наблюдаемых объектов, напр. Солнца или Галактики. Это даёт ограничение сверху на сумму масс всех типов Н.: $\sum_i m_{\nu_i} < 40$эВ.

Звёздные нейтрино

Солнечные нейтрино. Наблюдаемая светимость Солнца обеспечивается ядерной энергией, выделяющейся в *водородном цикле*. В реакциях $p + p \to {}^2D + e^+ + \nu_e$, $^7Be + e^- \to {}^7Li + \nu_e$ и $^8B \to {}^8Be + e^+ + \nu_e$ этого цикла испускаются Н., называемые соответственно pp-нейтрино, бериллиевые Н. и борные Н. Помимо них имеются ещё т. н. pep-нейтрино, образующиеся при слиянии двух протонов и электрона: $p + e + p \to {}^2D + \nu_e$. Если Солнце — стационарный источник, то предсказываемое полное число Н., испускаемое в 1 с, не зависит от модели Солнца. Действительно, при превращении четырёх протонов в ядро гелия (в этом и состоит водородный цикл) $4p \to {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e$ освобождается $Q = 26{,}7$ МэВ ядерной энергии, к-рая в конце концов высвечивается как тепловая энергия с поверхности Солнца. Т. о., высвечивание порции энергии Q сопровождается испусканием двух Н. Кол-во Н. (N_ν), излучаемых в 1 с, полностью определяется светимостью Солнца $L_\odot = 3{,}8\times10^{33}$ эрг/с:

$$N_\nu = 2L_\odot/Q = 1{,}8\cdot10^{38} \text{ нейтрино/с.}$$

Однако энергетич. спектр излучаемых Н., и особенно высокоэнергетич. часть спектра, самым существенным образом зависит от таких деталей солнечных моделей, как темп-ра в центре Солнца и концентрация гелия, т. к. от этих параметров зависит конкуренция между разл. ответвлениями реакций водородного цикла. Энергии pp-нейтрино, борных Н. и pep-нейтрино сильно отличаются друг от друга. Макс. энергия pp-нейтрино равна 0,420 МэВ, pep-нейтрино и бериллиевые Н. имеют точно фиксированные энергии 1,44 мэВ и 0,861 МэВ соответственно. Наиб. энергии имеют борные Н.: их спектр простирается от нулевых энергий до 14,06 МэВ. Вычисления нейтринного потока для стандартной модели Солнца, выполненные Дж. Бакаллом (J. Bahcall, США), дают величину $7{,}9\pm2{,}6$ SNU (SNU — Солнечная нейтринная единица, соответствует 10^{-36} захватов Н. в секунду на атом Cl), в то время как измеренный на установке Р. Дейвиса (R. Davis, США) ср. поток Н. (1970—1988) с энергией выше 0,814 МэВ составляет $2{,}3\pm0{,}25$ SNU. Расхождение предсказываемого и измеренного значений может объясняться двумя общими причинами: А) более сложными физ. процессами в Солнце, не отражёнными в принятых моделях Солнца; эти процессы могут уменьшать поток Н. в измеряемой в опыте Дейвиса высокоэнергетич. части спектра (экстремальная возможность, при к-рой происходит уменьшение полного потока Н.,— это наличие другого источника энергии в Солнце, напр. маленькой чёрной дыры или тяжёлых реликтовых частиц, при аннигиляции к-рых выделяется необходимая энергия); Б) свойствами Н. [напр., осцилляциями Н. (представление о них впервые введено Б. М. Понтекорво в 1957), распадом Н. на пути от Солнца до Земли, аномальным взаимодействием Н., приводящим к переворачиванию спина относительно импульса, и др.]. Наиб. правдоподобная модификация стандартной модели Солнца может быть обусловлена наличием тяжёлых слабо взаимодействующих реликтовых частиц (космионов, или вимпов) в солнечном ядре, к-рые обеспечивают его дополнит. охлаждение. Другие возможности связаны с солнечными колебаниями и (или) периодич. перемешиванием вещества в центральных областях Солнца. Эти явления приводят к периодич. уменьшению темп-ры в центре Солнца и связанному с

ним уменьшению потока борных Н. В случае Б наиб. естеств. возможностью представляются нейтринные осцилляции, существование к-рых предсказывается теорией Н. с конечной массой покоя. Из-за сохранения лептонного числа в ядерных реакциях Солнце генерирует электронные Н., ν_e, к-рые являются смесью состояний с двумя разл. массами. При одинаковой энергии скорости распространения этих состояний различны, благодаря чему на нек-ром расстоянии от Солнца состав их смеси изменяется, а это означает появление примеси состояния другого Н. (напр., мюонного), к-рое не может вызвать превращения $^{37}Cl \to {}^{37}Ar$ в детекторе Дейвиса. Осцилляции солнечных Н. могут быть наблюдаемы, если разность квадратов масс двух нейтринных состояний $m_1^2 - m_2^2 \sim 10^{-10}$ эВ^2. Осцилляции Н. могут быть вызваны также их взаимодействием с веществом. В этом случае дефицит борных Н. можно объяснить т. н. резонансным усилением перехода электронных Н. в Н. др. типа в узком слое солнечного вещества с определённой плотностью.

Др. возможностью объяснения опыта Дейвиса является изменение спиральности Н. вследствие взаимодействия его магн. момента с магн. полем.

Нейтрино от коллапсирующих звёзд. Если масса звёздного ядра превышает 1,2—1,4 $M_\odot$, то оно может превратиться в нейтронную звезду или чёрную дыру. На конечной стадии эволюции таких звёздных ядер их плотность возрастает до 10^{10} — 10^{15} г/см^3, а темп-ра — до 10^{10}—10^{12} К. Осн. механизмом потери энергии в этих условиях становится испускание Н., образующихся в реакциях

$$e^+ + e^- \to \nu + \tilde{\nu}, \quad e^- + p \to n + \nu_e, \quad e^+ + n \to p + \tilde{\nu}_e.$$

В качестве характерного примера приведём результаты расчёта потока Н., возникающего при коллапсе железно-кислородного ядра звезды с массой 2 $M_\odot$. Суммарная энергия, уносимая Н., равна $5 \cdot 10^{53}$ эрг, т. е. ок. 15% всей массы звезды, выраженной в энергетич. единицах. Ср. энергия отд. Н. составляет 10—12 МэВ, а энергетич. спектр близок к тепловому с более крутым падением при высоких энергиях. Длительность нейтринного излучения 10—20 с. В испускаемом нейтринном потоке присутствуют в равных концентрациях все типы Н. и антинейтрино. Это объясняется тем, что звёздное ядро вплоть до очень больших расстояний от центра непрозрачно для Н. из-за процессов упругого рассеяния на электронах и ядрах. В результате все типы Н. оказываются в тепловом равновесии с веществом вплоть до нек-рой поверхности (нейтриносфера), с к-рой испускание нейтрино происходит прибл. как с чернотельной поверхности. Если в нашей Галактике произойдёт коллапс звезды, её нейтринное излучение может быть зарегистрировано уже существующими телескопами.

При вспышке сверхновой SN 1987A сообщалось о регистрации Н. подземными детекторами КАМИОКАНДЕ (Япония), ИМБ (США), Баксанским (СССР), а также о редком событии (5 импульсов в течение 7 с) в детекторе ЛСД (СССР — Италия). Несмотря на нек-рые неясности, эти события интерпретируют как регистрацию Н. от коллапса, предшествующего взрыву сверхновой. Данные детектора КАМИОКАНДЕ с наиб. числом зарегистриров. Н. (11 за 13 с) удовлетворительно согласуются с имеющимися расчётами коллапса. Наблюдения сверхновой SN 1987A позволили получить более сильные (чем прежде) ограничения на свойства Н., в т. ч. на массу, магн. момент и сечение $\nu\nu$-рассеяния.

Космические нейтрино высоких энергий

Методы детектирования (регистрации) космич. Н. относятся к нейтринной астрономии. Задачи нейтринной астрономии высоких энергий сводятся исключительно к поиску точечных космич. источников Н.; только при сверхвысоких энергиях ($\mathscr{E}_\nu \gtrsim 10^3$ ТэВ) ставится задача измерения диффузного потока Н.

Нейтринное излучение высокой энергии (30—1000 ГэВ) генерируется в космич. объектах в результате столкновений ускоренных частиц (космич. лучи) с атомными ядрами (pp-нейтрино) или с низкоэнергетич. фотонами (pγ-нейтрино) в цепочке распадов заряж. пионов. При степенном спектре ускоренных протонов число Н., генерированных в pp-взаимодействии, возрастает с уменьшением энергии, однако осн. вклад в сигнал от источника при детектировании дают Н. с энергией выше 30 ГэВ. Т. о., pp-нейтрино с энергией 30—1000 ГэВ определяют диапазон нейтринной астрономии высоких энергий.

В отличие от pp-нейтрино, рождение pγ-нейтрино происходит пороговым образом: в «фотонном газе» со ср. энергией фотонов ε большая часть Н. рождается с энергией, превышающей $\mathscr{E}_0 \simeq 4 \cdot 10^{-2} m_\pi \cdot c^2 m_p c^2/\varepsilon \approx 6 \cdot 10^6/\varepsilon$ ГэВ, где m_π и m_p — массы пиона и протона, а ε выражено в эВ. Почти для всех известных источников толща окружающего газа невелика (меньше 1 г/см^2), в то время как «фотонный газ» для ряда источников (напр., ядер активных галактик) имеет столь большую плотность, что источник оказывается непрозрачным для протонов высокой энергии. Это приводит к высокой эффективности генерации pγ-нейтрино. Для многих источников генерация pγ-нейтрино имеет пороговую энергию $\approx 5 \cdot 10^6$ ГэВ. Регистрация Н. с $\mathscr{E}_\nu \gtrsim 5 \cdot 10^6$ ГэВ относится к нейтринной астрономии сверхвысоких энергий. Потеря в интенсивности потока Н. сверхвысоких энергий вследствие падающего спектра протонов компенсируется повышенной эффективностью генерации pγ-нейтрино благодаря значит. возрастанию сечения взаимодействия Н. в детекторе (вследствие резонансного характера реакции $\tilde{\nu}_e + e \to W^- \to$ адроны, имеющей максимум в сечении при энергии $\approx 6{,}4 \cdot 10^6$ ГэВ) и возможностью использования больших объёмов воды при детектировании Н. акустич. методом.

Нейтринная астрономия высоких и сверхвысоких энергий имеет ряд уникальных возможностей по сравнению с гамма-астрономией; в частности, она позволяет исследовать плотные объекты и отдалённые космологич. эпохи, недоступные средствам гамма-астрономии. Нейтринная астрономия высоких энергий может использовать лишь оптич. методы регистрации, при к-рых макс. объём детектора ограничен, по-видимому, величиной 10^9м^3. С детекторами такого объёма возможна регистрация галактич. источников и лишь единичных событий от внегалактич. источников. К наиб. интересным галактич. источникам Н. относятся двойные звёздные системы, молодые (до 1 года) оболочки сверхновых и «скрытые источники» — пульсары или чёрные дыры, окружённые большой толщей вещества.

Одним из галактических источников, от к-рых ожидается регистрируемый поток Н. высоких энергий, является тесная двойная система Лебедь X-3 (см. *Гамма-астрономия*). От этого источника зарегистрировано переменное гамма-излучение высокой ($\sim 10^3$ ГэВ) и сверхвысокой ($\sim 10^4$ — 10^7 ГэВ) энергии, с периодом 4,8 ч. Предполагается, что гамма-излучение генерируется в результате взаимодействия ускоренных протонов с макс. энергиями до 10^8 — 10^9 ГэВ с атомными ядрами газа, окружающего массивную звезду двойной системы. Этот процесс сопровождается генерацией Н. высоких энергий. Мин. нейтринный поток, совместимый в рамках описываемой модели с наблюдаемым потоком гамма-излучения, должен быть зарегистрирован проектируемыми установками «Байкал» (СССР) и ДЮМАНД (США).

Др. типом «перспективных» нейтринных источников являются молодые оболочки сверхновых. В результате взрыва сверхновой происходит сброс оболочки звезды и в ряде случаев образование пульсара в центре. Молодые плотные оболочки сверхновых могут содержать частицы высоких энергий, ускоренные в разл. процессах (в частности, в магнитосфере пульсара). В оболочке с массой $M \sim 1\ M_\odot$ и скоростью расширения $\sim 10^9$ см/с ускоренные протоны в течение ~ 5 мес

теряют энергию гл. обр. на образование пионов в ядерных столкновениях, и, следовательно, в течение этого времени оболочка является активным нейтринным излучателем. При мощности генерации космич. лучей в оболочке $\sim 10^{43}$ эрг/с она за 5 мес излучает $2 \cdot 10^{48}$ мюонных Н. с энергией выше 100 ГэВ.

В качестве примера «скрытого источника», к-рый должен проявляться в основном в нейтринном излучении, рассматривается модель массивной звезды-сверхгиганта с массой 10 $M_\odot$ и радиусом $7 \cdot 10^{13}$ см. В центр. области звезды находится двойная система — пульсар и ядро массивной звезды, похожее на белый карлик. Если светимость пульсара составляет $3 \cdot 10^{38}$ эрг/с, то давление излучения создаёт вокруг пульсара разреженную полость, где могут ускоряться протоны. Проникая в оболочку, они рождают там в цепочке распада пионов фотоны, электроны и Н., из к-рых только последние могут пройти сквозь толстый слой вещества ($\sim 10^5$ г/см^2) наружу. Наблюдаемый во всех диапазонах эл.-магн. излучения, включая рентг. и гамма-диапазоны, источник будет выглядеть как обычная звезда-сверхгигант со светимостью $\sim 10^{38}$ эрг/с и темп-рой 2500 К, и лишь регистрация Н. высоких энергий может раскрыть его подлинную природу.

Из внегалактич. источников Н. следует отметить активные *ядра галактик* и молодые галактики в фазе их повышенной светимости (яркая фаза). В последнем случае источником Н. становится всё метагалактич. пространство, заполненное реликтовыми фотонами. Протоны, сталкиваясь с ними, рождают заряж. пионы, при распаде к-рых образуются Н. Большие потоки Н. возникают в том случае, если яркая фаза имела место при больших красных смещениях $z > 10-20$. Энергия реликтовых фотонов в эту эпоху была в $(1+z)$ раз больше, чем теперь, благодаря чему в образовании пионов (и следовательно Н.) принимали участие протоны меньших, чем теперь, энергий. Спектр Н. несёт информацию о красном смещении эпохи яркой фазы: он имеет максимум при энергии, определяемой только величиной z: $\mathscr{E}_{\text{макс}} = 6 \cdot 10^6 [20/(1+z)]^2$ ГэВ. Большие потоки Н. могли возникать и на догалактич. стадии.

Лит.: Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., Масса покоя мюонного нейтрино и космология, «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 174; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967; Березинский В. С., Зацепин Г. Т., Возможности экспериментов с космическими нейтрино очень высоких энергий: проект ДЮМАНД, «УФН», 1977, т. 122, с. 3; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, 3 изд., М., 1990; Астрофизика космических лучей, М., 1984; Имшенник В. С., Надёжин Д. К., Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом облаке: наблюдения и теория, «УФН», 1988, т. 156, с. 561.

В. С. Березинский.

НЕЙТРИНО

Содержание:

Введение 258
История открытия Н. 258
Основные свойства Н. 259
Взаимодействия Н. 262
Смешивание и массы Н. 265

Введение

Н. (символ ν) — лёгкая (возможно, безмассовая) электрически нейтральная не обладающая *цветом* частица со спином $^1/_2$. Н. участвует в слабом и гравитац. взаимодействиях, принадлежит к классу *лептонов*, а по статистич. свойствам является *фермионом*. Наблюдались Н. трёх типов: электронные (ν_e), мюонные (ν_μ) и τ-нейтрино (ν_τ) в соответствии с наличием трёх типов заряж. лептонов. Н. каждого типа имеют античастицу — *антинейтрино* ($\bar{\nu}$). Нестабильность Н. пока не обнаружена. Отличит. свойствами Н. являются исключительно большая проникающая способность при низких энергиях и быстрый рост сечений взаимодействий с увеличением энергии.

Н.—, столь же часто встречающиеся объекты, как и фотоны. Они испускаются при превращениях атомных ядер и в распадах частиц (μ, π, K и т. д.); процессы, приводящие к образованию Н., происходят в недрах Земли, её атмосфере, внутри Солнца и др. звёзд; при этом Н. (за редким исключением) беспрепятственно выходят из источников своего возникновения. Предсказывается генерация мощных нейтринных вспышек при *гравитационных коллапсах* звёздных ядер. Согласно модели горячей Вселенной, космич. пространство заполнено реликтовыми Н. с энергией $\sim 10^{-4}$ эВ и плотностью 300 ν/см^3. Потоки высокоэнергичных Н., вплоть до $\mathscr{E}_\nu \sim 10^{21}$ эВ, генерируются во взаимодействиях *космических лучей* с межзвёздной средой. В лаб. условиях пучки Н. создаются с помощью радиоактивных источников, ядерных реакторов, на ускорителях протонов высокой энергии ($\gg 1$ ГэВ) и *мезонных фабриках*.

С уникальной проникающей способностью Н. связано развитие таких направлений, как нейтринная астрофизика и нейтринная геофизика. При увеличении плотности вещества и пространств. масштабов явлений роль Н. возрастает. Наблюдаемые потоки Н. несут информацию о процессах, происходящих в центре Солнца и межзвёздном пространстве, о ранней Вселенной и конечных стадиях эволюции звёзд (см. *Нейтринная астрофизика*). Предполагается использовать пучки Н. для исследования строения Земли, поиска полезных ископаемых и т. д.

Изучение таких процессов с участием Н., как β-, μ-, W-распады, ν-рассеяние на нуклонах и электронах, сыграло решающую роль в построении и проверке теории *электрослабого взаимодействия*. Н. из трудноуловимого объекта превратилось в инструмент исследования структуры др. частиц.

История открытия Н.

Гипотеза Паули. Теория Ферми. Представление о Н. было введено в 1930 В. Паули (W. Pauli) с целью разрешить парадоксы β-распада [1]. Первый из них касался «несохранения энергии». При переходе между двумя стационарными состояниями ядер вылетали электроны с произвольными энергиями вплоть до нек-рой граничной; их спектр, впервые измеренный в 1914 Дж. Чедвиком (J. Chadwick) в распаде $^{210}_{83}\text{Bi(RaE)} \to {}^{210}_{84}\text{Po} + e^-$, оказался непрерывным. Ни потерь энергии при вылете электронов из атомов, ни эл.-магн. излучения, сопутствующего электронам, не было обнаружено [калориметрич. эксперимент Ч. Эллиса (Ch. Ellis) и У. А. Вустера (W. A. Wooster)]. Второй парадокс состоял в нарушении *Паули теоремы* о связи спина со статистикой: у начального и конечного ядер в β-распаде статистика одинакова (т. к. одинаковые ат. номера A), и, следовательно, электрон должен был бы подчиняться *Бозе — Эйнштейна статистике*. В действительности же он подчиняется *Ферми — Дирака статистике*, т. к. его спин равен $^1/_2$.

В письме участникам семинара в Тюбингене (Германия) Паули высказал гипотезу о существовании новой электрически нейтральной сильно проникающей частицы («нейтрона») со спином $^1/_2$. В β-распаде с каждым электроном испускается такой «нейтрон», причём сумма энергий электрона и «нейтрона» постоянна. Т. о. оба парадокса были разрешены. Оставался вопрос: как удерживается Н. в ядре? Его решение было связано с открытием в 1932 «настоящего» нейтрона и построением в 1934 Э. Ферми (E. Fermi) теории β-распада [при этом Ферми предложил называть частицу Паули уменьшительно от «нейтрон» — «нейтрино» (итал.)]. Подобно тому, как возбуждённый атом испускает фотон, в β-распаде один из нейтронов ядра испускает пару — электрон и Н. (точнее, антинейтрино), и превращается в протон:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e \qquad (1)$$

(для β^+-распада соответственно: $p \to n + e^+ + \nu_e$). В исходном ядре Н. нет. Согласно теории Фер-

ми, взаимодействие всех 4 частиц, происходит в одной точке пространства одновременно. Эта теория объяснила осн. черты β-распада [форму спектра, связь граничной энергии (Q) со временем распада] и, т. о., явилась первым подтверждением гипотезы о Н. Были предсказаны новые процессы с участием Н.: обратный β-распад

$$p + \tilde{\nu}_e \to n + e^+ \qquad (2)$$

и электронный захват:

$$p + e^- \to n + \nu_e. \qquad (3)$$

Первые эксперименты по обнаружению Н. Несмотря на успех теории Ферми, требовались качественно новые подтверждения реальности Н. как частицы. Кроме энергии Н. должно уносить импульс. Первые эксперименты, проведённые в 1936 А. И. Лейпунским, дали лишь слабые указания на неколлинеарность импульсов электрона и конечного ядра в β-распаде. В 1938 А. И. Алиханов и А. И. Алиханян предложили исследовать отдачу ядра ^{7}Li в реакции K-захвата: $^7\mathrm{Be} + e^- \to {}^7\mathrm{Li} + \nu_e$, в к-рой импульс ^{7}Li должен быть равен по величине и противоположен по направлению импульсу ν_e. Эксперимент был осуществлён Дж. Алленом (J. Allen) в 1942, и его результаты оказались в согласии с предсказаниями [2].

Решающим доказательством того, что Н.— физ. частица, является обнаружение её взаимодействий на нек-ром расстоянии от точки рождения. Эксперименты по поиску ионизации воздуха под действием Н. не принесли положит. результата [Чедвик и др., 1933, М. Намиас (M. E. Nahmias), 1934]. Лишь через 23 года после формулировки гипотезы Паули успех был достигнут на пути регистрации обратного β-распада (2). Ещё в 1934 Х. Бете (H. A. Bethe) и Р. Пайерлс (R. Peierls), используя теорию Ферми, оценили вероятность этого процесса, к-рая оказалась исключительно малой. Она соответствует тому, что Н. с энергией 3—10 МэВ должно пройти в среднем расстояние в 100 световых лет в веществе с плотностью воды, прежде чем испытает взаимодействие. Регистрация столь редких событий стала возможной лишь после создания ядерных реакторов, являющихся мощными источниками антинейтрино, и больших водородсодержащих сцинтилляц. детекторов. Эксперимент был осуществлён Ф. Райнсом (F. Reines) и К. Коуэном (C. L. Cowan) в 1953—56 [3] (рис. 1). Реакция (2) происходила под действием $\tilde{\nu}_e$ от реактора

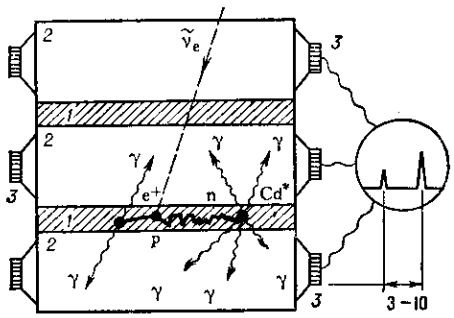


Рис. 1. Схема установки Райнса — Коуэна (1956—57): *1* — мишени; *2* — сцинтилляционные детекторы; 3 — ФЭУ.

на протонах, содержащихся в воде, в к-рой была растворена соль $CdCl_2$. Регистрировались оба продукта реакции — e^+ и n. Позитрон практически мгновенно тормозился и аннигилировал с электроном среды, давая первую сцинтилляц. вспышку. Нейтрон, рассеиваясь на водороде, замедлялся в течение 5—10 мкс и затем захватывался ядром кадмия; образовавшееся возбуждённое ядро Cd* испускало γ-кванты с энергиями 3—10 МэВ, к-рые, попадая в детекторы, давали вторую сцинтилляц. вспышку. Характерная цепочка событий — две вспышки с интервалом 5—10 мкс позволяла с помощью техники запаздывающих совпадений достаточно надёжно выделить сигнал из фона. Измеренное сечение реакции (2) находилось в согласии с предсказанием.

Мюонные Н. Представление о мюонных Н., отличающихся от электронных Н., испускаемых при β-распаде, возникло в связи с изучением распадов мюона, π- и К-мезонов. Было установлено, что распады этих частиц сопровождаются вылетом Н.:

$$\mu^\pm \to \tilde{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\tilde{\nu}_e) + e^\pm, \qquad (4)$$

$$\pi^\pm \to \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu) + \mu^\pm, \qquad (5)$$

$$K^\pm \to \nu_\mu(\tilde{\nu}_\mu) + \mu^\pm. \qquad (6)$$

На нетождественность ν_μ и ν_e, т. е. частиц, к-рые рождаются вместе с мюонами и электронами, указывало отсутствие каналов распада $\mu \to e\gamma$, $\mu \to ee^+e^-$ и др. Идею о двух типах Н. сформулировали в 1957 М. А. Марков, Ю. Швингер (J. Schwinger), К.Нишиджима (K. Nishijima) и др. [4], а её проверка [предложенная Б. М. Понтекорво и независимо от него М. Шварцем (M. Schwartz)] была осуществлена в экспериментах на ускорителях в Брукхейвене, США [1962, Л. М. Ледерман (L. M. Lederman), М. Шварц, Дж. Стейнбергер (J. Steinberger)] и в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН), Швейцария (1964). Было показано, что во взаимодействиях Н. от распадов (5) и (6) с ядрами мишени рождаются мюоны: $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ и не происходит генерации электронов. Так были открыты мюонные Н.

τ-нейтрино. В 1975 в Станфорде (США) на встречных e^+e^--пучках группой физиков во главе с М. Л. Перлом (M. L. Perl) в реакции $e^+ + e^- \to \tau^+ + \tau^-$ был открыт новый, тяжёлый лептон с массой ок. 1,8 ГэВ — τ-лептон (см. *Тау-лептон*) [6]. Анализ энергетич. спектров электронов и мюонов, образующихся при распаде τ-лептона, показал, что кроме $e^\pm$ или $\mu^\pm$ рождаются ещё два Н.:

$$\tau^+ \to \mu^+(e^+) + \nu_\mu(\nu_e) + \tilde{\nu}_\tau, \qquad (7)$$

$$\tau^- \to e^-(\mu^-) + \tilde{\nu}_e(\tilde{\nu}_\mu) + \nu_\tau. \qquad (8)$$

Одно из них соответствует мюону или электрону, другое — τ-лептону. Отличие ν_τ от ν_e и ν_μ подтверждается существованием сильных запретов на моды распада $\tau \to \mu\gamma$, $\tau \to e\gamma$, $\tau \to ee^+e^-$, равенством вероятностей распадов $\tau \to \mu\nu\nu$ и $\tau \to e\nu\nu$, а также отрицат. результатами поиска τ-лептонов во взаимодействиях пучков ν_μ и ν_e с веществом.

Основные свойства Н.

Спин и спиральность Н. Величина спина Н. устанавливается с помощью закона сохранения угл. момента по известным спинам частиц, участвующих в реакциях вместе с Н. При этом используются дополнит. соображения: правила отбора для разрешённых ядерных переходов, форма спектров заряж. частиц в распадах, точечность взаимодействий.

Во всех проведённых экспериментах Н. проявляли себя как частицы с определённой *спиральностью* λ: Н.— как левополяризованные ($\lambda = -1/2$), антинейтрино — как правополяризованные ($\lambda = +1/2$). (В статье использована система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$.) Этот факт при ненулевой массе Н. $m_\nu \neq 0$ объясняется ($V - A$)-структурой взаимодействий (см. *Слабое взаимодействие*) и ультрарелятивистским характером излучавшихся Н. ($p_\nu \gg m_\nu$). В этом случае примесь состояния с противоположной спиральностью, т. е. Н. с $\lambda = +1/2$ или антинейтрино с $\lambda = -1/2$, подавлена фактором $(m_\nu/p_\nu)^2$. Если Н. безмассовое и описывается *Вейля уравнением*, то строго фиксированная спиральность — не только следствие ($V - A$)-характера взаимодействий, но и свойство самих Н. (см. ниже).

Первый эксперимент по измерению спиральности Н. был проведён в 1958 в Брукхейвене М. Голдхабером (M. Goldhaber), Л. Гродзинсом (L. Grodzins) и Э. У. Суньяром (A. W. Sunyar) (рис. 2). Он состоял в изучении K-захвата метастабильным ядром европия-152:

$$^{152}\mathrm{Eu}^{m}(0^-) + \mathrm{e}^- \to {}^{152}\mathrm{Sm}^*(1^-) + \nu_\mathrm{e},$$

с образованием возбуждённого ядра Sm*. Последнее испускает γ-квант при переходе $^{152}\mathrm{Sm}^*(1^-) \to {}^{152}\mathrm{Sm}(0^+)$ [в скобках указаны спин и чётность ядер].

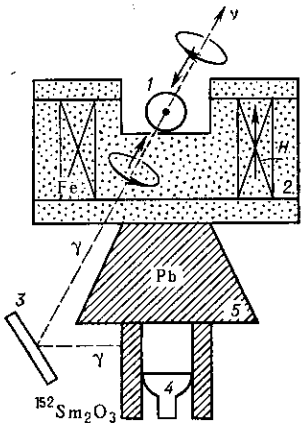


Рис. 2. Схема эксперимента М. Голдхабера, Л. Гродзинса, Э. У. Суньяра: *1*—радиоактивный препарат ^{152}Eu; *2* — магнитный анализатор (намагниченное железо) для определения поляризации γ-кванта (рассеяние γ зависит от относительной поляризации γ и Fe); *3* —мишень, содержащая ^{152}Sm (резонансное рассеяние происходит в том случае, если ν и γ испускаются в противоположных направлениях); *4* — детектор; *5* — свинцовая защита.

Отбирались события, в к-рых спиральность ν_e и поляризация γ-кванта (λ_γ) были однозначно связаны. Для этого использовали резонансное рассеяние γ на ядрах самария:

$$^{152}\mathrm{Sm}(0^+) + \gamma \to {}^{152}\mathrm{Sm}^*(1^-) + \gamma + {}^{152}\mathrm{Sm}(0^+).$$

Измерения поляризации γ-квантов проводили с помощью их рассеяния на намагнич. железе. По измеренной λ_γ была найдена спиральность Н. λ_ν. Результат эксперимента: $\lambda_\nu \approx -1/2$ в своё время явился решающим аргументом в пользу векторного, $(V-A)$, а не тензорного варианта теории.

Определение спиральности мюонного Н. основано на измерении спиральности мюона в распаде (5): $\lambda(\nu_\mu) = \lambda(\mu^+)$. Результаты с высокой точностью подтверждают значение $\lambda_\nu = -1/2 : 1 \geqslant 2\ |\lambda_\nu| \geqslant 0{,}9966$.

Массы Н. каждого типа много меньше масс соответствующих заряж. лептонов (l):

$$m(\nu_l) \ll m(l), \qquad (9)$$

$l = \mathrm{e}, \mu, \tau$. При этом не исключено, что все Н. или часть из них — безмассовы. Пока эксперим. поиски дают определённо лишь верхние ограничения на m_ν. Неравенство (9) означает выделенность Н. по массам: Н. значительно легче всех остальных частиц, принадлежащих данному *поколению фермионов* [массы *кварков* и заряж. лептона в одном поколении близки или имеют расщепление, много меньшее, чем в (9)].

Прямые измерения масс состоят в исследовании кинематики процессов с участием Н. Наличие у Н. ненулевой массы изменяет фазовые объёмы реакций, модифицирует форму энергетич. спектров частиц, рождающихся вместе с Н., в частности сдвигает их граничные точки Q и уменьшает импульсы сопутствующих Н. частиц.

Э л е к т р о н н ы е Н. Наиболее чувствит. методом является измерение энергетич. спектра электронов [т. н. кривой Кёри, $F(\mathscr{E}_\mathrm{e})$] для β-распада трития:

$$^3\mathrm{H} \to {}^3\mathrm{He} + \bar{\nu}_\mathrm{e} + \mathrm{e}^- \qquad (10)$$

(рис. 3). Массивность Н. должна проявиться в уменьшении числа распадов с энергиями электронов $\mathscr{E}_\mathrm{e}$, лежащими вблизи граничной точки, $\mathscr{E}_\mathrm{e} \approx Q = 18{,}6$ кэВ. В 1980 группой сов. физиков (В. А. Любимов и др.) Ин-та теоретич. и эксперим. физики (ИТЭФ, Москва) были получены указания на то, что $m_\nu \neq 0$. В эксперименте использовались молекулы органич. соединения — валина, в к-ром часть атомов водорода была замещена атомами трития; энергии электронов измерялись с помощью магн. спектрометра (рис. 4). Данные (эксперим. кривая Кёри) подгонялись двумя параметрами: массой m_ν и граничной точкой спектра Q. Наилучшая подгонка соответствовала $m_\nu = 26(2)$ эВ. Неопределённости результата ИТЭФ, связанные с учётом сложного молекулярного спектра в конечном состоянии (для описания к-рого используются модельные представления), а также с потерями энергии вылетающих электронов, дают m_ν в диапазоне (17—40) эВ. В 1985—90 были опубликованы результаты новых экспериментов с тритием, к-рые не подтвердили вывода группы ИТЭФ. Получены ограничения: $m_\nu < 15{,}4$ эВ с уровнем достоверности (у. д.) 95% (Цюрих), $m_\nu < 12{,}5$ эВ с у. д. 95% (Лос-Аламос), $m_\nu < 11$ эВ с у. д. 95% (Токио).

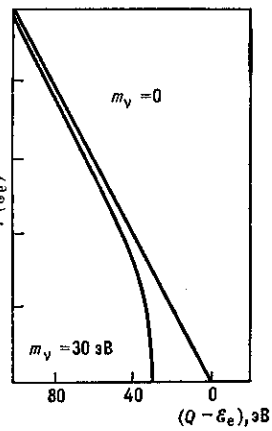


Рис. 3. График Кёри вблизи граничной точки без учёта фона и конечной разрешающей способности детектора.

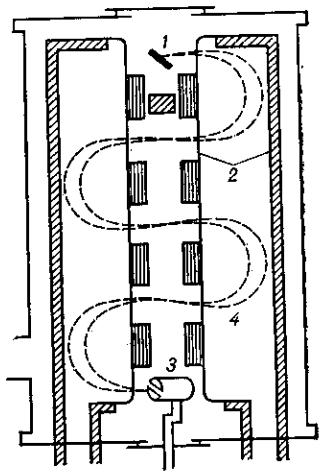


Рис. 4. Установка ИТЭФ для измерения массы нейтрино: *1* — источник; *2* — витки магнитного спектрометра; *3* — ФЭУ; *4* — траектории электронов.

В 1967 Г. Т. Зацепин высказал идею ограничения $m(\bar{\nu}_\mathrm{e})$ из наблюдений нейтринного сигнала от гравитац. коллапса звезды. Поскольку массивные Н. с разными энергиями имеют разные скорости, в процессе распространения от звезды к Земле должно происходить увеличение протяжённости ν-сигнала и «выстраивание» Н. по энергиям: первыми на установку должны приходить Н. с наиб. энергиями и т. д. Нейтринный сигнал, зарегистрированный от сверхновой SN 1987A, не обнаружил таких эффектов, что позволило поставить верхний предел $m_\nu < (10—20)$ эВ.

М ю о н н ы е Н. Наиб. строгие ограничения на массу $m(\nu_\mu)$ даёт исследование распада пиона (5). В случае покоящегося π масса ν_μ однозначно связана законами сохранения энергии-импульса с массой пиона и импульсом мюона p_μ. Измерения p_μ с помощью магн. спектрометра на мезонной фабрике SIN (Швейцария) позволили поставить ограничение $m(\nu_\mu) < 0{,}25$ МэВ с у. д. 90%.

τ-н е й т р и н о. Лучшие ограничения на массу ν_τ получены при исследовании мод распада τ-лептона с подавленным фазовым объёмом: $\tau \to \mathrm{K}\mathrm{K}\nu_\tau$, $5\pi\nu_\tau$, $6\pi\nu_\tau$. Массивность ν_τ должна проявиться в искажении спектра инвариантных масс адронов, M_h, в частности в сдвиге граничной точки спектра к меньшим M_h. Такие эффекты не обнаружены, поставлен верхний предел $m(\nu_\tau) < 35$ МэВ (с у. д. 95%).

Существует т. н. космологич. ограничение на сумму масс стабильных Н. всех типов [8]:

$$\sum_i m(\nu_l) = m(\nu_e) + m(\nu_\mu) + m(\nu_\tau) + \ldots < 40\text{эВ}. \quad (11)$$

Оно следует из нижнего ограничения на возраст Вселенной и наблюдаемой скорости её расширения. Космологич. ограничение значительно сильнее верхних лаб. пределов для $m(\nu_\mu)$ и $m(\nu_\tau)$. Но если Н. нестабильны, ограничение (11) ослабляется и при достаточно быстрых распадах может исчезнуть.

Предположения о том, что Н. смешиваются и/или являются *истинно нейтральными частицами* (для к-рых частица и античастица тождественны), открывают дополнит. возможности измерений их масс [поиск *двойного бета-распада*, осцилляций Н. (см. ниже) и т. д.]. Получаемые при этом результаты неоднозначны: ограничения на массы зависят от параметров нарушения закона сохранения *лептонных чисел* (см. ниже).

Уравнения свободного движения Н. Свойства симметрии Н. Существуют три возможности описания свободного движения Н.— нейтральной спинорной частицы с не установленной пока величиной массы. Эти описания соответствуют Н. с отличающимися свойствами, к-рые должны проявляться во взаимодействиях.

Дираковскими наз. массивные ($m_\nu \neq 0$) Н., свободное движение к-рых описывается *Дирака уравнением*. Эти Н. имеют 4 независимые компоненты: Н. с проекциями спина $s = +1/2$ и $s = -1/2$ на заданную ось и антинейтрино с $s = +1/2$ и $s = -1/2$. Ур-ния движения и соответствующий лагранжиан обладают C-, P-, CP-, а также глобальной $U(1)$-симметриями (см. *Зарядовое сопряжение*, *Пространственная инверсия*, *CP-инвариантность*, *Унитарная симметрия*). Последнюю симметрию в случае Н. и лептонов связывают с сохранением лептонного числа (L). L позволяет описать различие между Н. и антинейтрино: $L(\nu) = +1$, $L(\bar{\nu}) = -1$.

Вейлевскими наз. двухкомпонентные безмассовые Н., свободное движение к-рых описывается ур-нием Вейля. Релятивистски ковариантные ур-ния для двухкомпонентных волновых ф-ций ψ, отвечающих частицам со спином $1/2$ и массой 0, были построены Г. Вейлем (H. Weyl) в 1929. Они не обладают ни C-, ни P-симметрией, но инвариантны относительно CP-преобразований. Решения ур-ний Вейля имеют строго фиксированную спиральность. В 1957 Л. Д. Ландау, Ли (Lee Tsung Dao), Ч. Янг (Yang Chen Ning), А. Салам (A. Salam) предложили в связи с открытием несохранения *чётности* использовать одно из ур-ний Вейля, а именно: $i\partial\psi/\partial t = i(\sigma\nabla)\psi$, для описания Н. (здесь σ — *Паули матрицы*). Это ур-ние определяет левое Н.: $\lambda = -1/2$. Античастица описывается сопряжённым ур-нием и имеет спиральность $+1/2$. Ур-ние Вейля инвариантно относительно $U(1)$-преобразований, связанных в данном случае с сохранением лептонного числа (обладает L-симметрией): $L(\nu) = +1$, $L(\bar{\nu}) = -1$; различие ν и $\bar{\nu}$ — абсолютно.

Майорановскими наз. истинно нейтральные Н. Они описываются ур-нием Дирака с дополнит. условием:

$$\psi^c = \eta_c\psi, \quad (12)$$

где ψ^c — зарядово-сопряжённая волновая ф-ция, а фактор η_c удовлетворяет равенству $|\eta_c|^2 = 1$ и наз. C-фазой. Такие Н. впервые исследовались Э. Майораной (E. Majorana, 1937) в связи с отрицат. результатами поиска магн. момента Н. (μ_ν). У истинно нейтральных Н. вследствие (12) $\mu_\nu \equiv 0$. Условие (12) сокращает число независимых решений ур-ния Дирака до двух, отличающихся только проекциями спина (спиральностями). Т. о., майорановские Н. двухкомпонентны, Н. и антинейтрино в силу (12) совпадают, все сохраняющиеся заряды равны нулю. Ур-ние и лагранжиан свободного движения C-, P-, а также CP-инвариантны. CP-инвариантность позволяет ввести CP-фазу η_{cp}: $\hat{C}\hat{P}\psi = \eta_{cp}\gamma^0\psi$, где γ^0 — *Дирака матрица*, а $\eta_{cp} = \pm i$ является физически наблюдаемой величиной, определяющей вероятности безнейтринного двойного β-распада, ширины распадов самого Н. (если оно вообще распадается) и др.

Дираковские, вейлевские и майорановские Н. отличаются структурой массовых членов в лагранжиане ($\mathscr{L}_m$). В первом случае $\mathscr{L}_m^D = -m\bar{\psi}_L\psi_R$, во втором — $\mathscr{L}_m^W = 0$, в третьем, в силу условия (12), $\mathscr{L}_m^M = {}^1/_2\,\eta_{cp}\,m\,\bar{\psi}_L\psi_L^c$ (где ψ_L и ψ_R — левые и правые компоненты волновых ф-ций; черта над ψ означает дираковское сопряжение). Дираковское Н. можно представить как совокупность двух майорановских Н. с равными массами и противоположными CP-чётностями. Вейлевское Н. [при $(V-A)$-структуре нейтринных токов] совпадает с безмассовым майорановским Н. Т. о., дираковские и вейлевские Н. являются частными случаями системы майорановских Н.

С точки зрения феноменологии (см. ниже), удобно ввести лептонное число и для майорановского Н. Аналогично дираковским и вейлевским Н. им приписывают: $L(\psi_L) = +1$, $L(\psi_L^c) = -1$. Но в этом случае лептонное число не сохраняется, причём его нарушение обусловлено массовыми членами: $L(\mathscr{L}_m^M) = 2$. Осуществить выбор между разл. описаниями Н. позволят в принципе эксперименты по измерению масс Н. и поиску эффектов нарушения лептонного числа, $|\Delta L| = 2$.

Нетождественность Н. и антинейтрино. Понятие о Н. и антинейтрино для любого из рассмотренных выше случаев можно ввести на основе взаимодействий. Частица, рождающаяся в распадах вместе с заряж. антилептоном (позитроном, μ^+ или τ^+), называется Н. Антинейтрино определяют как частицу, возникающую вместе с заряж. лептоном (электроном, μ^-, τ^-); Н. рождается при захвате лептона, антинейтрино — при поглощении антилептона и т. д. Введённые так Н. и антинейтрино различаются: во взаимодействиях с др. частицами ν рождают лептоны и не рождают антилептонов, $\tilde{\nu}$, напротив, рождают e^+, μ^+, τ^+ и не рождают e^-, μ^-, τ^-. Впервые различие Н. и антинейтрино было установлено в эксперименте Р. Дейвиса (R. Davis, Брукхейвен, 1955), к-рый основывался на хлор-аргонном методе (Понтекорво, 1946) и состоял в следующем. Источником $\tilde{\nu}$ являлся атомный реактор, мишенью — бак с 10 т перхлорэтилена C_2Cl_4. Если $\tilde{\nu}$ совпадает с ν и, значит, может рождать электрон, то должна происходить реакция $\tilde{\nu} + {}^{37}Cl \to e^- + {}^{37}Ar$. Образующийся атом ^{37}Ar со временем $T_{1/2}$=35 сут испытывает K-захват, переходя в возбуждённый атом хлора: $^{37}Ar + e^- \to {}^{37}Cl^* + \nu_e$. Возбуждение Cl^* снимается испусканием электрона с энергией 2,8 кэВ. Этот электрон детектируют пропорц. счётчиком. Была разработана методика, позволившая из 10 т C_2Cl_4 извлекать десятки атомов аргона. Оказалось, что кол-во атомов ^{37}Ar по крайней мере в 20 раз меньше ожидаемого при $\tilde{\nu} \equiv \nu$; эффект перекрытия состояний $|\tilde{\nu}_e\rangle$ и $|\nu_e\rangle$, $|\langle\tilde{\nu}_e|\nu\rangle|^2$ составил не более 5%.

Др. метод проверки нетождественности ν_e и $\tilde{\nu}_e$ реализуется в ускорит. экспериментах. Источником ν_e является распад $K \to e^+\nu_e\pi$; в пузырьковых камерах-мишенях ведётся поиск позитронов. Избытка e^+, обусловленного реакцией $\nu_e + N \to e^+ + X$ (здесь X — совокупность остальных частиц), не было обнаружено, что дало ограничение на $|\langle\tilde{\nu}_e|\nu_e\rangle|^2$ на уровне долей процента.

Наибольшую чувствительность к перекрытию состояний $|\nu_e\rangle$ и $|\tilde{\nu}_e\rangle$ имеют эксперименты по поиску безнейтринного двойного β-распада. При таком распаде Н., испущенное одним из нейтронов ядра,

$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$, взаимодействует с другим нейтроном того же ядра. В результате рождаются два электрона, а ядро увеличивает свой заряд на две единицы: $^A_Z X \to {}^A_{Z+2}X + e^- + e^-$. Из факта ненаблюдения двойного безнейтринного β-распада следует, что величина

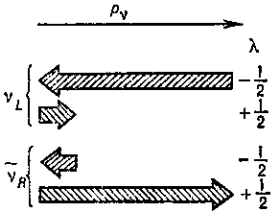


Рис. 5. Спиральности в состояниях левого нейтрино и правого антинейтрино. Длины стрелок условно соответствуют вероятностям обнаружить $\lambda = +1/2$ и $\lambda = -1/2$.

$|\langle \bar{\nu}_e | \nu_e \rangle|^2$ не превышает 10^{-12} (при нормировке $|\langle \nu_e | \nu_e \rangle|^2 = 1$).

Нетождественность ν и $\bar{\nu}$ может быть связана с различием их лептонных чисел:

$$L(\nu_e) = L(e^-) = 1, \quad L(\bar{\nu}_e) = L(e^+) = -1.$$

При $(V-A)$-структуре взаимодействий Н. и антинейтрино имеют разные *киральности*: ν — левую, $\bar{\nu}$ — правую (рис. 5). Если др. отличий нет (сохранение лептонного числа нарушено), то перекрытие состояний $|\nu\rangle$ и $|\bar{\nu}\rangle$ в пределе $\mathscr{E}_\nu \gg m_\nu$ равно $|\langle \bar{\nu} | \nu \rangle|^2 \approx \approx m_\nu^2/\mathscr{E}_\nu^2 \ll 1$; этого «спирального» подавления достаточно для того, чтобы удовлетворить эксперим. ограничениям. Если лептонное число сохраняется строго, то $|\langle \bar{\nu} | \nu \rangle|^2 = 0$.

Лагранжиан взаимодействия в теории Вайнберга — Глэшоу — Салама (ВГС) [стандартной теории *электрослабого взаимодействия*] обладает L-симметрией. Поэтому в случае дираковских или вейлевских Н. перекрытия состояний $|\nu\rangle$ и $|\bar{\nu}\rangle$ нет, различие между ν и $\bar{\nu}$ абсолютно $[L(\nu) = -L(\bar{\nu})]$.

У майорановских Н. лептонное число нарушено, ν и $\bar{\nu}$ различаются только киральностью, и их перекрытие пропорц. величине $m_\nu^2/\mathscr{E}_\nu^2$. Экспериментально обнаружимым следствием является безнейтринный двойной β-распад с вероятностью, пропорц. квадрату майорановской массы Н. Отрицат. результат поиска такого распада позволяет поставить верхний предел для m_ν. Геохим. методом, основанным на поиске дочернего изотопа, наиб. сильное ограничение получено для моды $^{128}Te \to {}^{128}Xe + e^- + e^-$: $T_{1/2} > 5 \cdot 10^{24}$ лет (с у. д. 90%). Отсюда следует, что $m_\nu < (0{,}4-1{,}4)$ эВ. Прямыми электронными методами может быть измерен спектр энерговыделений или спектр суммарной энергии двух электронов. Лучшее ограничение, установленное т. о. для распада $^{76}Ge \to {}^{76}Se + 2e$: $T_{1/2} > 2 \cdot 10^{24}$ лет (с у. д. 90%), соответствует $m_\nu < (0{,}6 - 1{,}5)$ эВ. Эти ограничения относятся к майорановской массе Н., точнее к эфф. массе $m_\nu^{maj} = \sum_i u_{ei}^2 m_i$ (m_i — майорановские массы нейтрино ν_i, имеющие примесь u_{ei} в электронном Н.), и не противоречат бо́льшим значениям m_i, к-рые могли быть получены из кинематич. измерений.

Типы Н. Тип Н. фиксируется его соответствием определ. заряж. лептону. Соответствие устанавливается по взаимодействию; так, электронным называют Н., к-рое переходит в электрон либо рождается вместе с позитроном или при захвате электрона. Состояния $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$ и $|\nu_\tau\rangle$ наз. собств. состояниями гамильтониана слабого взаимодействия.

Отрицат. результаты поиска e и e^+ во взаимодействиях пучков ν_e ($\bar{\nu}_e$), а также μ и τ во взаимодействиях пучков $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ дают верхние пределы для перекрытия состояний $|\langle \nu_e | \nu_\mu \rangle|^2$ на уровне долей процента, $|\langle \nu_\tau | \nu_\mu \rangle|^2$ и $|\langle \nu_\tau | \nu_e \rangle|^2$ — на уровне неск. процентов.

Соответствие между Н. и определ. заряж. лептонами, а также различия ν_e, ν_μ, ν_τ описываются набором трёх лептонных чисел: электронным, мюонным и τ-лептонным (L_e, L_μ, L_τ). Вводят след. значения лептонных чисел: у ν_e и e^- — (1, 0, 0), у ν_μ и μ^- — (0,1, 0), у ν_τ и τ — (0, 0, 1). Лептонные числа античастиц имеют противоположные знаки. Числа L сохраняются в известных процессах. Нарушение L-числа может быть вызвано взаимодействиями с гипотетич. частицами — *Хиггса бозонами* (Н), т. е. юкавскими связями.

Взаимодействия Н. разных типов универсальны: нейтринные токи с ν_e, ν_μ, ν_τ имеют одинаковую $(V-A)$-структуру и одинаковые константы связи. Наблюдаемые различия в характеристиках процессов с участием ν_e, ν_μ, ν_τ сводятся к разнице в массах частиц.

Кроме ν_e, ν_μ и ν_τ могут существовать т. н. стерильные Н., не обладающие обычным слабым взаимодействием, т. е. связями с промежуточными бозонами. Примером таких Н. могли бы быть правые компоненты ν_R в теории ВГС. Взаимодействия стерильных Н. с веществом сильно подавлены. Обычные состояния могут переходить в стерильные (и наоборот) в результате осцилляций $\nu_L \leftrightarrow (\nu_R)^c$ и/или испускания (поглощения) хиггсовых бозонов.

Число типов лёгких Н., имеющих обычные слабые взаимодействия, N_ν было определено в 1989—90 по измерениям параметров Z^0-бозона на e^+e^--коллайдерах (СЛАК) и гл. обр. LEP (ЦЕРН). Полная ширина Z^0 зависит от N_ν : $\Gamma_Z = \Gamma_3 + N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$, где Γ_3 — вклад заряж. частиц, а $\Gamma_{\nu\bar{\nu}} \equiv \Gamma(Z^0 \to \nu\bar{\nu})$ — вклад Н. одного типа. $\Gamma_н = N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}}$ составляет т. н. невидимую ширину, поскольку Н. не регистрируются. $\Gamma_н$ восстанавливают по измеренным Γ_Z, Γ_3, а также по адронной ширине и сечению в максимуме пика. По данным детекторов LEP получено $N_\nu^{эксп} \equiv \Gamma_н/\Gamma_{\nu\bar{\nu}} = 2{,}95 \pm 0{,}10$ в согласии с $N_\nu = 3$. Т. о., новых типов Н. кроме ν_e, ν_μ, ν_τ не существует. N_ν определяется также по величине сечения процесса $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$ в области Z^0 резонанса (детектирование изолированного γ = кванта): $\sigma_\gamma \sim N_\nu$.

Среди других ограничений на N_ν наиб. сильное даёт космология — анализ первичного нуклеосинтеза. Наблюдат. данные по распространенности ^4He позволяют поставить предел: $N_\nu < 4$[8].

Взаимодействия Н.

Поскольку нейтрино электрически нейтральны и бесцветны, нейтринные процессы в низшем порядке теории возмущений обусловлены слабым взаимодействием.

Взаимодействия Н. и теория Вайнберга — Глэшоу — Салама [9]. Согласно этой теории, Н. имеет калибровочные и, возможно, юкавские взаимодействия. Калибровочные взаимодействия — связи с W^+- и Z^0-бозонами — фиксируются тем, что левые компоненты Н. и соответствующие заряж. лептоны образуют дублеты SU_2-группы $(\nu_l, l)_L$. При этом для ν_L проекция слабого *изотопического спина* $T_3 = 1/2$ и слабый *гиперзаряд* $Y = -1$. Правые компоненты Н. ν_R (если существуют) являются синглетами группы $SU_2 \times U_1$: $T_3(\nu_R) = Y(\nu_R) = 0$. Нейтрино ν_R стерильны, взаимодействий с W и Z^0 у них нет, поэтому и заряженные, и нейтральные (см. *Нейтральный ток*) нейтринные токи имеют $(V-A)$-структуру. Константы связи Н. с W- и Z^0-бозонами равны $g/2\sqrt{2}$ и $g/4\cos\theta_W$, где g — константа связи, соответствующая подгруппе SU_2, а θ_W — *Вайнберга угол*.

Юкавские взаимодействия — связи с гипотетич. хиггсовым бозоном (возможно несколькими) предполагают существование правых компонент Н. и/или дополнит. мультиплетов скалярных бозонов. Эти взаимодействия при спонтанном нарушении симметрии дают массы Н., и,

если нет случайной «игры» параметров, их константы, h существенно меньше калибровочной константы g: $h \sim gm_\nu/m_W \ll g$.

Взаимодействия Н. с кварками и лептонами обусловлены обменом W- и Z^0-бозонами (рис. 6).

Распады частиц с участием Н. Источники Н. Калибровочные взаимодействия Н. непосредственно проявляются в распадах W- и Z^0-бозонов: $W \to \nu_l + l$, $Z^0 \to \nu + \bar{\nu}$. Ширины распадов:

$$\Gamma_{\nu l} \approx g^2 m_W/48\pi \approx \approx 250 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{\nu\bar{\nu}} \approx g^2 m_Z/96\pi\cos^2\vartheta_W \approx \approx 167 \text{ МэВ}.$$

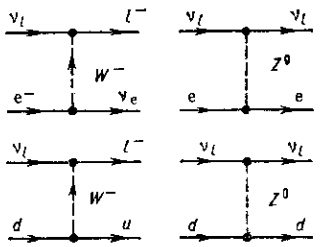


Рис. 6. Диаграммы рассеяния нейтрино на кварках и электронах.

Регистрация заряж. лептонов и измерение т. н. недостающей энергии, уносимой Н.,— осн. способ детектирования W. Сигналом нейтринных распадов Z^0 являются т. н. монофотонные или моноструйные события.

Наиб. важные источники Н. в естеств. условиях и лаб. экспериментах — β-распады атомных ядер, e^--захват в атомах, распады мюонов, τ-лептонов, π-, K-мезонов, распады частиц, содержащих тяжёлые кварки: D, F, Λ_c, B, ... и т. д. Общие свойства распадов таковы.

1) Распады обусловлены заряж. токами, поскольку в них изменяются типы (а р о м а т ы) частиц, а нейтр. токи с изменением ароматов в стандартной модели отсутствуют (напр., относит. вероятность распада $K^+ \to \pi^+ + \nu + \bar{\nu} < 10^{-7}$). Следовательно, Н. рождаются вместе с заряж. лептонами и зафиксирован их тип (ν_e, ν_μ или ν_τ), а не масса в случае смешивания (см. ниже, Смешивание Н.).

2) Вероятности трёхчастичных распадов $A \to B\nu_l l$ (A, B, π, K, барион, ядро) пропорц. 5-й степени энерговыделений Q: $\Gamma_3 \sim G^2Q^5$, где G — константа Ферми ($Q \approx m_A$ при m_B, $m_l \ll m_A$). Если $Q \gg m_l$, l = e, μ или e, μ, τ, то Γ_3 одинаковы для Н. разных типов. У двухчастичных распадов мезонов: $M \to \bar{l} + \nu_l$ (M = π, K, D, F) ширина пропорц. энерговыделению и квадрату массы заряж. лептона (последнее есть следствие спирального запрета): $\Gamma_2 \sim G^2 m_l^2 Q$. Двухчастичные распады, т. о., не обладают (ν_e — ν_μ — ν_τ)-универсальностью: доминирует мода с наиб. тяжёлым (из допустимых для данного распада) лептоном и соответствующим Н. У лёгких мезонов это $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$. При переходе к более тяжёлым мезонам (D, F, B) преобладающим становится трёхчастичный распад ($\Gamma_3/\Gamma_2 \sim Q^4$) и универсальность ν_e — ν_μ, а затем ν_e — ν_μ — ν_τ восстанавливается.

Рассеяние Н. Нейтрино могут рассеиваться (и поглощаться) на электронах, нуклонах и ядрах:

$$\nu_l + \mathrm{f} \to L_l + \mathrm{X}, \qquad (13)$$

где f — частицы мишени (f = e^-, N, ядро), $L_l = \nu_l$, l, а X — одна или неск. частиц в конечном состоянии. При энергиях соударения в системе центра инерции ($\sqrt{s}$), много меньших порога рождения W и Z^0, $\sqrt{s} \ll m_W$, взаимодействия Н. с кварками и лептонами имеют точечный четырёхфермионный характер. Вследствие этого сечения растут пропорц. квадрату полной энергии

$$\sigma \sim \frac{G^2\left(s - m_f^2\right)^2}{\pi s} \approx \frac{G^2 s}{\pi}, \qquad (14)$$

m_f — масса мишени. [В (14) и дальше σ выписываются с точностью до числ. факторов, определяемых теорией ВГС.]

В лаб. системе отсчёта (в к-рой f покоится) из (14) следуют две разные зависимости от энергии:

$$\sigma \sim \begin{cases} \dfrac{4G^2\mathscr{E}_\nu^2}{\pi}, & \mathscr{E}_\nu \ll m_f \\ \dfrac{2G^2 m_f \mathscr{E}_\nu}{\pi}, & \mathscr{E}_\nu \gg m_f, \end{cases} \qquad (15)$$

т. е. при энергии Н. больше массы мишени квадратичный рост сменяется линейным. В области $\mathscr{E}_\nu \ll m_f$ сечения не зависят от массы мишени. В частности, они одного порядка для ν-рассеяния на электроне и на нуклоне. При $\mathscr{E}_\nu > m_f$ сечения пропорциональны массе мишени $[\sigma(\nu p)/\sigma(\nu e) \sim m_p/m_e \approx 2000]$ (рис. 7).

При $\sqrt{s} > m_W$ в рассеянии Н. проявляется структура слабого взаимодействия, связанная с обменом W- и Z-бозонами, его уже нельзя считать происходящим в одной точке, и зависимость сечений от энергии изменяется. Для процессов рассеяния Н. на точечных объектах (электронах, кварках) с W-обменом в t-канале (см. рис. 6) $\sigma \sim G^2 m_W^2/\pi(1 + m_W^2/s)$. При $s \approx m_W^2$ сечения прекращают линейный рост с увеличением s и затем выходят на константу: $\sigma \to \sigma_0 \sim G^2 m_W^2/\pi \approx 10^{-34}$ см² (в низшем порядке теории возмущений) [рис. 8, кривая $\nu_l e^-$]. Сечения $\bar{\nu}$-рассеяния с W- или Z-обменом в аннигиляц. канале (в s-канале), напр. $\bar{\nu}_e + e^- \to W^- \to \bar{\nu}_\mu + \mu^-$, имеют резонансный характер (резонанс Глэшоу; рис. 8, штриховая кривая).

Взаимодействие Н. с нуклонами (рис. 8, кривая $\nu_l N$) есть суммарный эффект рассеяния Н. на отд. кварках, составляющих эти нуклоны. При $\mathscr{E}_\nu <$ неск.

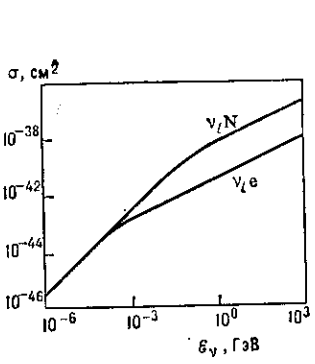


Рис. 7. Зависимости сечений рассеяния нейтрино на нуклонах и электронах от энергии $\mathscr{E}_\nu$ при $2m_f\mathscr{E}_\nu \ll m_W^2$.

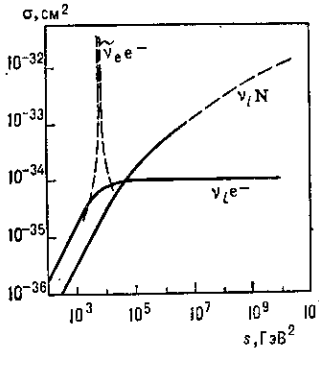


Рис. 8. Зависимость сечений рассеяния нейтрино и антинейтрино на электронах и нейтрино на нуклонах при $s \gtrsim m_W^2$ (теоретические кривые).

сотен МэВ происходит упругое и квазиупругое рассеяние: $\nu_e + p \to \nu_e + p$, $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$ и т. д. С повышением энергии дополнит. вклад даёт сначала однопионное рождение ($\nu_\mu + p \to \mu^- + \pi^+ + p$), а затем рождение большего числа адронов. В области неск. ГэВ $< \mathscr{E}_\nu \lesssim 100\ m_W^2/m_N$ ($s \lesssim 10\ m_W^2$) доминируют *глубоко неупругие процессы* [9, 10]. Вклады от рассеяния ν на отдельных кварках в сечения этих процессов суммируются некогерентно. При $s \ll m_W^2$ сечение $\sigma \approx (G^2 s/\pi)\xi$, где $\xi = 0{,}2$—$0{,}3$ — доля полного импульса нуклона, которую несут кварки, взаимодействующие с Н. Сечения растут пропорц. s, отклонение от линейного роста вследствие нарушения скейлинга Бьёркена (см. *Масштабная инвариантность*) в *квантовой хромодинамике* незначительно. При $s \gtrsim m_W^2$ рост сечений νN-взаимодействия замедляется, но, в отличие

от рассеяния на точечной частице, не прекратится и будет сравнительно быстрым (быстрее, чем $\ln^2 s/m_W^2$), что обусловлено рассеянием ν на морских *кварках*. При $s \gtrsim 100\ m_W^2$ заметный и возрастающий с s вклад дают т. н. полужёсткие и мягкие соударения. Для них характерны эффекты экранировки *партонов* (кварков и глюонов), коллективное испускание глюонов и т. д. Не исключено, что быстрый (быстрее $\ln^2 s/m_W^2$) рост σ для $[s \approx (10^5—10^6)m_W^2]$ продолжается до значений, равных геом. размеру нуклона с учётом непрозрачности: $\sigma \sim R_N^2 \alpha_W^2 \approx (10^{-33}—10^{-32})$ см^2 (R_N — радиус нуклона, $\alpha_W^2 = g^2/4\pi$).

Сечения взаимодействия Н. и антинейтрино даже на неполяризов. мишенях не равны. Причина этого — нарушение чётности в слабом взаимодействии и поляризация самих Н. В области $m_l^2 \ll s \ll m_W^2$ отношение сечений, обусловленных $(V-A)$-токами: $\sigma^{\tilde{\nu}}_{V-A}/\sigma^{\nu}_{V-A} = 1/3$. Различие $\sigma^{\tilde{\nu}}$ и σ^{ν} связано с величиной полного спина J сталкивающихся частиц и, следовательно, с угл. распределением рождаемых лептонов. Напр., для $\nu_l l^-$-рассеяния $J=0$ и распределение в системе центра инерции изотропно, для $\tilde{\nu}_l l^-$-рассеяния $J=1$ и рассеяние происходит преим. вперёд. Величины $\sigma^{\tilde{\nu}}$ и σ^{ν} сравниваются при сверхвысоких энергиях: $s \gg m_W^2$, где вклад в сечения дают волны с ненулевыми орбит. моментами.

Нейтринные эксперименты. 1) Рассеяние $\tilde{\nu}_e$, в области низких энергий, $\mathscr{E}_\nu < 10$ МэВ, исследуется в экспериментах на ядерных реакторах [11]. Источником $\tilde{\nu}_e$ являются цепочки β-распадов осколков деления ядер ^{235}U, ^{239}Pu и др. В среднем на одно деление приходится $6\tilde{\nu}_e$, и при мощности реактора 3000 МВт полный поток $\tilde{\nu}_e$ составляет $5\cdot10^{20}$ с$^{-1}$. Спектры Н. быстро падающие, с характерным диапазоном $\mathscr{E}_\nu = (1—8)$ МэВ. Для детектирования Н. используется гл. обр. обратный β-распад (2). Мишени-детекторы представляют собой баки с жидкими водородсодержащими сцинтилляторами, к-рые (в ряде установок) прослоены гелиевыми проволочными камерами для регистрации нейтронов. Кроме измерений спектров e^+ на разных расстояниях от реактора (см. ниже, Осцилляции Н.) изучаются взаимодействия $\tilde{\nu}_e$ с электронами и дейтронами (напр., $\tilde{\nu}_e + d \to e^+ + n + n$).

Интенсивные потоки Н. создаются мощными радиоактивными источниками (^{51}Cr, ^{3}H и др.). Эксперименты с такими источниками, окружёнными защитой, через к-рую могут проникнуть только Н., проводятся как для изучения взаимодействий Н. при низких энергиях, так и для калибровки нейтринных детекторов, в частности радиохим. детекторов солнечных Н.

Развиваются новые методы детектирования низкоэнергетичных Н., основанные на низкотемпературных болометрич. измерениях в кристаллах, регистрации возбуждений в сверхтекучем гелии, фазовых переходах в перегретых сверхпроводящих гранулах и др.

2) При бо́льших энергиях, вплоть до $\mathscr{E}_\nu \approx 300$ МэВ, νe- и νN-рассеяние исследуют на мезонных фабриках. Нейтринные потоки возникают здесь в цепочке распадов $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$, а сами π^+ генерируются во взаимодействиях ускоренных до 500—800 МэВ протонов с ядрами мишени.

3) Рост сечений взаимодействия Н. с увеличением энергии и связанная с этим возможность проведения нейтринных экспериментов на ускорителях высоких энергий обсуждались М. А. Марковым в 1957. Первые нейтринные эксперименты на ускорителях были осуществлены в 1962 в Брукхейвене и в 1964 в ЦЕРНе [12]. В 1973 на ускорителе ЦЕРНа в нейтринных экспериментах были открыты слабые нейтральные токи, что сыграло важную роль в становлении совр. теории электрослабого взаимодействия.

Существуют две разные постановки эксперимента: обычная — с Н. от π-, К-распадов и «сброс пучка» на толстую мишень, позволяющий изучать «прямые» Н. В первом случае нейтринный пучок формируется в распадах π- и К-мезонов, родившихся во взаимодействиях ускоренных протонов с достаточно тонкой мишенью. Необходимым элементом в такой постановке эксперимента является распадный канал (для осуществления распадов π и К). При $\mathscr{E}_\nu \approx 200$ ГэВ, напр., его длина равна ок. 300 м. Между распадным каналом и детекторами Н. расположены мюонный фильтр — слои железа, а также слои грунта, в к-рых поглощаются все частицы, за исключением Н.

В эксперименте по сбросу пучка ускоренные протоны падают на металлич. мишень толщиной до 2 м и более, в к-рой, не успевая распасться, поглощается осн. часть π- и К-мезонов и, т. о., поток обычных распадных Н. оказывается сильно подавленным. На его фоне становятся заметны Н., родившиеся в распадах тяжёлых короткоживущих D, F и др. мезонов, у к-рых распад превалирует над поглощением. Практически такие Н. возникают в точке первичного взаимодействия протонов, и их называют «прямыми». Распадный канал при сбросе пучка не нужен. В качестве мишеней-детекторов в ускорит. экспериментах используют большие пузырьковые камеры, а также калориметры, к-рые состоят из пластин железа или мрамора, прослоенных сцинтилляц. счётчиками, дрейфовыми трубками, проволочными камерами и т. д. Детекторы дополняются иногда мюонными спектрометрами.

4) В экспериментах на подземных установках источником Н. является атмосфера Земли — распады частиц, родившихся во взаимодействиях космич. лучей с ядрами атомов атмосферы (Марков, 1960). Взаимодействия Н. низких энергий, $\mathscr{E} \lesssim$ сотни МэВ — неск. ГэВ, регистрируются большими водными черенковскими детекторами (IMB, KAMIOKANDE), а также тонкоструктурными электронными установками (FREJUS, NUSEX). Причём треки частиц, рождаемых в нейтринном взаимодействии, могут полностью уместиться в детекторе («включённые» события). Такие события являются осн. фоном для поиска распада протона и $n \leftrightarrow \bar{n}$ осцилляций. При более высоких энергиях Н., $\mathscr{E} \gtrsim 10$ ГэВ, осн. часть регистрируемых событий — мюоны, пересекающие детектор. Они рождаются атмосферными Н. в грунте вблизи установок. Преимуществом обладают детекторы, способные определить направление прихода мюона (Баксанский нейтринный телескоп).

Особый интерес представляют события, когда Н. приходит из нижней полусферы Земли: в этом случае расстояние источник — детектор равно $2R_\oplus$.

5) Взаимодействия Н. сверхвысоких энергий, $\mathscr{E}_\nu > 1$ ТэВ, предполагается изучать на глубоководных установках (Марков, 1960). Источниками Н. являются космос (космич. Н.) и атмосфера Земли. Детекторы представляют собой большие объёмы воды на значит. глубине в океане или озере, просматриваемые черенковскими счётчиками или прослушиваемые акустич. детекторами (проекты «Байкал», ДЮМАНД). Развивается методика регистрации радиоизлучения ядерных и эл.-магн. каскадов, вызванных Н. в большом объёме льда (напр., в Антарктиде).

Информация о взаимодействиях Н. с энергиями вплоть до 10^{20} эВ может быть получена из исследований широких атм. ливней, развивающихся под большими углами к вертикали (установка «Мушиный глаз», Канада).

Результаты нейтринных экспериментов находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории ВГС. В частности, для упругого рассеяния ν_μ и $\tilde{\nu}_\mu$ на электронах при энергии $\mathscr{E}_\nu > 1$ ГэВ, получено:

$$\sigma(\nu_\mu e^-)/\mathscr{E}_\nu = (1{,}9 \pm 0{,}4 \pm 0{,}04)\cdot 10^{-42}\text{см}^2/\text{ГэВ},$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e^-)/\mathscr{E}_\nu = (1{,}5 \pm 0{,}3 \pm 0{,}4)\cdot 10^{-42}\text{см}^2/\text{ГэВ},$$

где первая из указанных ошибок — статистическая, а вторая — систематическая. В теории ВГС при $\sin^2\theta_W = 0{,}22$ соотношения между сечениями для др. типов ν следующие:

$$\sigma(\nu_e e) : \sigma(\bar{\nu}_e e) : \sigma(\nu_\mu e) \approx 5{,}9 : 2{,}4 : 1.$$

Сечения глубоко неупругого рассеяния Н. ($\mathscr{E}_\nu > 10$ ГэВ) на мишени (ядре), содержащей равное число протонов и нейтронов, в расчёте на один нуклон равны:

$$\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X)/\mathscr{E}_\nu = 0{,}62(2)\cdot 10^{-38}\text{см}^2/\text{ГэВ},$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X)/\mathscr{E}_\nu = 0{,}30(2)\cdot 10^{-38}\text{см}^2/\text{ГэВ}.$$

Отношение сечений нейтральных токов к сечениям заряж. токов

$$R_\nu \equiv \sigma(\nu_\mu N \to \nu_\mu X)/\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X) = 0{,}309(3),$$

$$R_{\bar{\nu}} \equiv \sigma(\bar{\nu}_\mu N \to \bar{\nu}_\mu X)/\sigma(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X) = 0{,}390(14).$$

Электромагнитные свойства Н. Взаимодействие Н. с эл.-магн. полем обусловлено либо *радиационными поправками* (Н. переходит в виртуальное состояние, содержащее заряж. частицы, напр. $l^+ + W^-$), либо возможной составной структурой самих Н. Т. о., у Н. возникает магн. момент (μ_ν) и распределение электрич. заряда, характеризуемое эл.-магн. радиусом $\langle r_{\text{эм}}\rangle$.

Ограничение на μ_ν следует из данных по νe^--рассеянию при низких энергиях. Дополнит. вклад в сечение этого процесса, к-рый мог бы быть обусловлен обменом фотоном, взаимодействующим с μ_ν, не обнаружен. Отсюда получено: $\mu(\bar{\nu}_e) \lesssim 2\cdot 10^{-10}\mu_B$ (рассеяние реакторных Н.) и $\mu(\nu_\mu) \lesssim 10^{-9}\mu_B$ (ν_μ от ускорителей), где μ_B — магнетон Бора. Астрофиз. и космологич. ограничения оказываются более строгими. Эл.-магн. взаимодействие Н.: 1) приводит к быстрому остыванию *белых карликов*; отсюда $\mu_\nu < (0{,}8\text{—}1{,}0)\cdot 10^{-11}\ \mu_B$ для всех типов Н. с $m \lesssim 1$ кэВ; 2) влияет на первичный нуклеосинтез, и это даёт $\mu_\nu < 0{,}5\cdot 10^{-10}\mu_B$; 3) приводит к генерации потоков высокоэнергичных Н. от гравитац. коллапсов — из данных по SN 1987A $\mu_\nu < (10^{-12}\text{—}10^{-13})\ \mu_B$. Данные по солнечным Н. позволяют исследовать диапазон μ_ν до $\approx 10^{-12}\ \mu_B$.

В теории ВГС дираковские Н. имеют магн. момент, пропорц. массе Н.:

$$\mu_\nu = 3eGm_\nu/8\sqrt{2}\pi^2 = 10^{-19}\ \ (m_\nu/1\ \text{эВ})\mu_B.$$

С учётом существующих ограничений на m_ν предсказания μ_ν оказываются значительно меньше верхних экспериментальных пределов. В моделях, содержащих правые заряж. токи и/или заряж. хиггсовы бозоны, μ_ν пропорц. массе заряж. лептона и может оказаться на 4—5 порядков больше. У майорановских Н. $\mu_\nu = 0$, но в этом случае возможны т. н. недиагональные, или переходные, магн. моменты, для к-рых начальное и конечное нейтринные состояния соответствуют разным майорановским частицам. Для эл.-магн. радиуса Н. в теории ВГС предсказывается

$$\langle r_{\text{эм}}\rangle^2 \approx g^2/16\pi^2\cdot m_W^{-2}\, ln\left(m_W^2/m_l^2\right) \approx \text{неск. ед.}\cdot 10^{-33}\ \text{см}^2.$$

Взаимодействия Н. вне рамок теории Вайнберга — Глэшоу — Салама. Н. могут иметь дополнит. взаимодействия с новыми пока гипотетич. частицами, в т. ч. с правыми заряж. бозонами W_R, переводящими правые компоненты ν_R в l_R, со скалярными бозонами (H) как нейтральными, так и заряженными, причём константы связи ν с H не обязательно подавлены фактором m_ν/m_W. Не исключено существование скалярных нейтральных безмассовых (или очень лёгких) частиц, взаимодействующих преим. с Н. (*голдстоуновских бозонов*, т. н. *майоронов*). Все эти взаимодействия Н. экспериментально пока не обнаружены.

Класс новых взаимодействий возникает в связи с дальнейшим развитием идеи объединения частиц и взаимодействий. В суперсимметричных моделях у Н. появляются связи типа $(g/\sqrt{2})\bar{\nu}se\tilde{W}$, $(g/2)\bar{\nu}s\nu\tilde{Z}$, где se, $s\nu$, $\tilde{W}$, $\tilde{Z}$ — соответственно суперсимметричные скалярные партнёры электрона и Н. (т. н. сэлектроны и снейтрино) и суперсимметричные спинорные партнёры W- и Z-бозонов (т. н. вино и зино; см. *Суперсимметрия*).

В моделях *великого объединения* Н. образуют единые мультиплеты с кварками, что отражает общую природу этих частиц. У Н. при этом возникают калибровочные и юкавские взаимодействия со сверхтяжёлыми бозонами $Y^{1/3}$, $H^{1/3}$, напр. $(g/\sqrt{2})\bar{d}^c\gamma^\mu\nu Y_\mu$ (где $\bar{d}^c$ — зарядово-сопряжённое кварку d состояние, γ^μ, $\mu = 0,1,2,3$ — *Дирака матрицы*). Эти взаимодействия нарушают сохранение *барионного числа*, приводя к распадам протона, в частности с испусканием Н.: $p \to \bar{\nu}\pi^+$. Нейтринные моды $p \to \bar{\nu}K^+$ доминируют в суперсимметричных обобщениях моделей великого объединения.

Смешивание и массы Н.

В предположении о существовании масс у Н. и о смешивании Н. предсказываются ν-осцилляции, распады Н. и др. Эксперим. поиски этих эффектов являются методами поиска масс и смешивания Н.

Смешивание Н. Собств. состояния гамильтониана слабого взаимодействия $|\nu_{eL}\rangle$, $|\nu_{\mu L}\rangle$, $|\nu_{\tau L}\rangle$ (и также стерильные состояния $|\nu_{eR}\rangle$, $|\nu_{\mu R}\rangle$, $|\nu_{\tau R}\rangle$) могут быть когерентными комбинациями (смесями) неск. состояний с определ. массами $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ ... При этом массы самих ν_e, ν_μ и т. д. не определены. В простейшем случае смешивания двух Н. ν_e и ν_μ:

$$|\nu_e\rangle = |\nu_1\rangle\cos\theta + |\nu_2\rangle\sin\theta,$$
$$|\nu_\mu\rangle = |\nu_2\rangle\cos\theta - |\nu_1\rangle\sin\theta,$$

где θ — т. н. угол смешивания; т. е. $|\nu_e\rangle$ и $|\nu_\mu\rangle$ смешиваются, если они являются ортогональными комбинациями одних и тех же состояний $|\nu_1\rangle$ и $|\nu_2\rangle$. Смешивание обусловлено недиагональными членами лагранжиана $m\bar{\nu}_\mu\nu_e$ + э. с., переводящими ν_e в $\bar{\nu}_\mu$ и наоборот. При этом нарушаются лептонные числа, соответствующие ν_e и $\bar{\nu}_\mu$. Если Н. массивны, то их смешивание вполне вероятно, во-первых, в силу кварк-лептонной симметрии и наличия смешивания у кварков (дополнит. аргумент при этом дают модели великого объединения), во-вторых, из-за отсутствия *локальной симметрии*, к-рая могла бы быть ответственна за сохранение лептонного числа. Смешивание и величины масс связаны между собой. Поскольку у Н. допускаются майорановские массовые члены и кроме этого справедливо неравенство (9) [тогда как у кварков $m(u) \approx m(d)$], смешивание лептонов и кварков может оказаться различным.

Смешивание Н. и распады с участием Н. Смешивание означает, что в конкретном распаде вместе с одним и тем же лептоном должны рождаться Н., ν_1, ν_2, имеющие разные массы m_i, $i = 1, 2$. Для двухчастичных распадов следствием этого являются дополнит. пики в распределениях по импульсам лептонов, напр. мюона в распадах $\pi \to \mu\nu_\mu$ или $K \to \mu\nu_\mu$. У трёхчастичных распадов ($^{35}S \to {}^{35}Cl + e^- + \bar{\nu}_e$ и др.) смешивание приводит к появлению изгибов (или скачков) на кривых Кёри. Положение скачка определяется энергией $\mathscr{E}_e \approx Q - m_i$, а его высота пропорц. величине смешивания (точнее, $tg^2\theta$). Отрицат. результаты поисков таких пиков и скачков дают ограничения сверху на параметры смешивания в зависимости от m_ν.

Осцилляции Н. [13]. Осцилляциями Н. наз. процесс периодич. изменения свойств нейтринного пучка — превращения одного типа Н. в другой (другие). Гипо-

теза об осцилляциях Н. была выдвинута в 1957 Понтекорво в связи с возможностью несохранения лептонного числа и по аналогии с осцилляциями $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (см. *К-мезоны*, *Осцилляции* элементарных частиц). В ультрарелятивистском пределе длина осцилляций — расстояние, на к-ром Н. возвращается в исходное состояние, равна: $l_\nu = 4\pi\mathscr{E}_\nu/\Delta m^2$, где $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. Глубина осцилляций $a = \sin^2 2\theta$, вероятность осцилляц. перехода $\nu_e \to \nu_\mu$ на расстоянии x от источника ν_e: $P(\nu_e \to \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2(\pi x/l_\nu)$; среднее значение вероятности: $\bar{P} = {}^1/_2 \sin^2 2\theta$.

Выделяют два осн. типа осцилляций — осцилляции по аромату: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ и осцилляции в стерильные состояния (осцилляции $\nu \leftrightarrow \hat{\nu}$). В первом случае с расстоянием изменяются взаимодействия пучка Н., обусловленные заряж. токами, и не меняются, согласно теории ВГС, взаимодействия, обусловленные нейтральными токами. Напр., исходный ν_e-пучок в процессе распространения будет рождать μ или τ и т. д. Во втором случае подавляются оба типа взаимодействий.

Поиски осцилляций осуществляются в экспериментах на «исчезновение» и на «появление». Измеряется полное число и спектр заряж. лептонов, рождаемых пучком Н. на разных расстояниях от источника. В первом случае (на «исчезновение») — это лептоны того же типа l, что и исходные Н. ν_l, т. е. ведётся поиск ослабления ν_l-потока. Во втором случае — это лептоны, не соответствующие типу исходного Н. Результаты экспериментов носят отрицат. характер, и это означает в предельных случаях малость либо величины угла смешивания, при к-рой глубина осцилляций меньше чувствительности установки (Δm^2 — любая), либо — Δm^2 (θ — любой), когда l_ν много больше расстояния источник — детектор и осцилляции не успевают развиться. Область исключённых значений $\sin^2(2\theta)$ и Δm^2 характеризуется $\sin^2(2\theta_{\text{гр}})$ — верхней границей для Δm^2 при больших Δm^2 и $\Delta m^2_{\text{гр}}$ — верхней границей для Δm^2 при макс. смешивании ($\theta = 45°$). Реакторные эксперименты дают для осцилляций $\hat{\nu}_e \leftrightarrow \hat{\nu}_x$, где $\nu_x = \nu_\mu$, ν_τ или стерильное состояние $\sin^2 2\theta_{\text{гр}} = 0{,}16$, $\Delta m^2_{\text{гр}} = 0{,}008$ эВ^2. В экспериментах на ускорителях для осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ получаются соответственно значения $3\cdot10^{-3}$ и 0,1 эВ^2; для $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$: $4\cdot10^{-3}$ и 0,9 эВ^2. Подземные эксперименты (Баксанский нейтринный телескоп, детектор IMB, США) для моды $\overset{(-)}{\nu}_\mu \leftrightarrow \overset{(-)}{\nu}_e$ дали $\sin^2 2\theta_{\text{гр}} = 0{,}6$, $\Delta m^2_{\text{гр}} = 10^{-2}$ эВ^2. Кроме того, исключается область параметров $\Delta m^2 = (0{,}3\text{—}3)\cdot10^{-4}$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta \gtrsim 0{,}3$.

Результаты экспериментов с солнечными Н. содержат указания на осцилляции $\nu_e \to \nu_x$, где $\nu_x = \nu_\mu, \nu_\tau$ или стерильное Н. Эксперименты чувствительны к $\Delta m^2 \gtrsim 10^{-12}$ эВ^2 и $\sin^2 2\theta \geqslant 0{,}1$; с учётом *резонансной конверсии нейтрино* они становятся чувствительными к существенно меньшим значениям $\sin^2 2\theta$, вплоть до 10^{-3}—10^{-4} в диапазоне $\Delta m^2 = (10^{-8}\text{—}10^{-4})$ эВ^2. Регистрация Н. от гравитац. коллапсов позволяет исследовать ещё больший диапазон Δm^2, $\sin^2 2\theta$.

Распад Н. Если $m(\nu) \neq 0$, то, вероятно, все Н., кроме самого лёгкого, нестабильны. Допустимы след. моды распада.

а) $\nu_2 \to \nu_1 + e^+ + e^-$. Н. ν_2 с массой $m_2 > 2m_e$ может рождаться [при учёте ограничений на $m(\nu_l), l = e, \mu, \tau$] либо как осн. составляющая ν_τ, либо как малая примесь в ν_e, ν_μ. Вероятность распада в единицу времени:

$$\Gamma = \Gamma_\mu |u_{2e}|^2, \text{ где } \Gamma_\mu = G_F^2 m_2^5/192\pi^3.$$

Эксперим. поиски распада на реакторе и ускорителях дают ограничение на параметр смешивания $|u_{2e}|^2 \lesssim 10^{-3}$ в диапазоне масс (2—8) МэВ. Более строгие ограничения следуют из космологии и астрофизики.

б) Радиац. распад $\nu_2 \to \nu_1 + \gamma$: в теории ВГС его вероятность также пропорц. m_2 в 5-й степени:

$$\Gamma \cong \Gamma_\mu(m_2) \cdot \frac{27\alpha}{32\pi}\left(\frac{m_l}{m_W}\right)^4 |u_{2l}|^2, \qquad (16)$$

u_{2l} — параметр смешивания, m_W и m_l — массы W-бозона и заряж. лептона l. В модифициров. моделях с правыми заряж. токами и др. Γ_ν пропорц. m_2^3 и может оказаться значительно большей, чем в (16). Поиски радиац. распада в реакторных экспериментах позволили поставить нижний предел: $\tau/m_\nu \gtrsim 20$ с/эВ (τ — время жизни Н.). Наиб. сильные ограничения дают астрофизика и космология. В частности, из наблюдений сверхновой 1987A получена величина отношения $\tau/m_\nu \gtrsim 8\cdot10^{14}$ с/эВ. Измерения спектра реликтовых фотонов, к-рый мог бы быть искажён γ-квантами от распада ν_2, чувствительны к величинам $\mathscr{E}\tau/m_\nu$, превышающим возраст Вселенной ($\mathscr{E}$ — энергия Н.).

в) Распад $\nu_2 \to \nu_1\gamma\gamma$ может быть значительно быстрее предыдущего: его вероятность не содержит фактора $(m_l/m_W)^4$. Для этого распада справедливы те же ограничения, что и для однофотонного.

Кроме обсуждавшихся выше т. н. обнаружимых распадов, могут быть «невидимые» распады: г) $\nu_2 \to \nu_1 + \hat{\nu}_1 + \nu_1$ с $\Gamma \sim \Gamma_\mu$; д) $\nu_2 \to \nu_1 + \varphi$, где φ — лёгкая или безмассовая скалярная частица (напр., майорон). Этот распад может оказаться наиб. быстрым ($\Gamma \sim h^2 m_2/16\pi$, где h — константа связи Н. с φ), и устранить космологич. ограничение (11) на массы Н.

О спектре масс Н. Возможное объяснение малости масс Н. по сравнению с массами заряж. частиц из соответствующих поколений фермионов предложили М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann), П. Рамон (P. Ramond), Р. Сланский (R. Slansky) и Т. Янагида (T. Janagida) в 1980. Неравенство (9) объясняется тем, что Н.— единств. частица из поколения фермионов, у к-рой все сохраняющиеся заряды равны нулю: $Q_\tau = Q_c = 0$, поэтому только Н. может иметь кроме дираковской массы майорановские массовые члены. На основании этого было получено соотношение: $m(\nu_l) = m_D^2/m_R$, где m_D — типичная дираковская масса для данного поколения фермионов, m_R — майорановская масса правой компоненты Н., к-рая много больше m_D и, возможно, соизмерима с наиб. масштабом масс в теории, напр. с масштабом великого объединения.

Существование конечных масс у Н. в конкретных калибровочных теориях, за исключением мин. вариантов $SU_2 \times U(1)$ и SU_5, представляется практически неизбежным.

Лит.: 1) Паули В., К старой и новой истории нейтрино, пер. с нем., в кн.: Теоретическая физика XX в., М., 1962; Понтекорво Б. М., Страницы развития нейтринной физики, «УФН», 1983, т. 141, с. 675; 2) Алиханов А. И., Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β-распада, М., 1960; Аллен Дж., Нейтрино, пер. с англ., М., 1960; 3) Reines F., Cowan C. L. Jr., Detection of the free neutrino, «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 830; Рейнес Ф., Коуэн К. Л. мл., Нейтрино, пер. с англ., «УФН», 1957, т. 62, с. 391; 4) Марков М. А., Нейтрино, М., 1964; 5) Danby G. и др., Observation of high energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos, «Phys. Rev. Lett.», 1962, v. 9, p. 36; Фейнберг Дж., Ледерман Л. М., Мюон и мюонное нейтрино, в кн.: Нейтрино, пер. с англ., М., 1970; 6) Perl M. L. и др., Properties of anomalous $e\mu$ events produced in e^+e^- annihilation, «Phys. Lett.», 1976, v. 63B, p. 466; Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А., Новая частица в e^+e^--аннигиляции — тяжелый лептон $\tau^\pm$, «УФН», 1978, т. 124, с. 459; 7) Козик В. С. и др., Об оценке массы ν_e по спектру β-распада трития в валине, пер. с англ., «Ядерная физика», 1980, т. 32, с. 301; 8) Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., Масса покоя мюонного нейтрино и космология, «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 174; Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю., Масса нейтрино в физике элементарных частиц и космологии ранней Вселенной, «УФН», 1981, т. 135, с. 45; 9) Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; 10) Биленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981; 11) Боровой А. А., Нейтринные эксперименты на реакторах, «ЭЧАЯ», 1980, т. 11, с. 92; 12) Ермолов П. Ф., Мухин А. И., Нейтринные эксперименты при высоких энергиях, «УФН», 1978, т. 124, с. 385; 13) Биленький С. М., Понтекорво Б. М., Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино,

«УФН», 1977, т. 123, с. 181; Bilenky S. M., Petcov S. T., Massive neutrinos and neutrino oscillations, «Rev. Mod. Phys.», 1987, v. 59, p. 671. *Г. Т. Зацепин, А. Ю. Смирнов.*

НЕЙТРОН (n) (от лат. neuter — ни тот, ни другой) — элементарная частица с нулевым электрич. зарядом и массой, незначительно большей массы протона. Наряду с протоном под общим назв. нуклон входит в состав атомных ядер. Н. имеет спин $^1/_2$ и, следовательно, подчиняется *Ферми — Дирака статистике* (является фермионом). Принадлежит к семейству *адронов*; обладает *барионным числом* $B = 1$, т. е. входит в группу *барионов*.

Открыт в 1932 Дж. Чедвиком (J. Chadwick), показавшим, что жёсткое проникающее излучение, возникающее при бомбардировке ядер бериллия α-частицами, состоит из электрически нейтральных частиц с массой, примерно равной протонной. В 1932 Д. Д. Иваненко и В. Гейзенберг (W. Heisenberg) выдвинули гипотезу о том, что атомные ядра состоят из протонов и Н. В отличие от заряж. частиц, Н. легко проникает в ядра при любой энергии и с большой вероятностью вызывает *ядерные реакции* захвата (n,γ), (n,α), (n, p), если баланс энергии в реакции положительный. Вероятность экзотермич. ядерной реакции увеличивается при замедлении Н. обратно пропорц. его скорости. Увеличение вероятности реакций захвата Н. при их замедлении в водородсодержащих средах было обнаружено Э. Ферми (E. Fermi) с сотрудниками в 1934. Способность Н. вызывать деление тяжёлых ядер, открытая О. Ганом (O. Hahn) и Ф. Штрасманом (F. Strassman) в 1938 (см. *Деление ядер*), послужила основой для создания ядерного оружия и ядерной энергетики. Своеобразие взаимодействия с веществом медленных Н., имеющих де-бройлевскую длину волны порядка атомных расстояний (резонансные эффекты, дифракция и т. д.), служит основой широкого использования нейтронных пучков в физике твёрдого тела. (Классификацию Н. по энергиям — быстрые, медленные, тепловые, холодные, ультрахолодные — см. в ст. *Нейтронная физика*.)

В свободном состоянии Н. нестабилен — испытывает β-распад; $n \to p + e^- + \nu_e$; его время жизни $\tau_n = 898(14)$ с, граничная энергия спектра электронов 782 кэВ (см. *Бета-распад нейтрона*). В связанном состоянии в составе стабильных ядер Н. стабилен (по эксперим. оценкам, его время жизни превышает 10^{32} лет). По астр. оценкам, 15% видимого вещества Вселенной представлено Н., входящими в состав ядер ^{4}He. Н. является осн. компонентой *нейтронных звёзд*. Свободные Н. в природе образуются в ядерных реакциях, вызываемых α-частицами радиоактивного распада, *космическими лучами* и в результате спонтанного либо вынужденного деления тяжёлых ядер. Искусств. источниками Н. служат *ядерные реакторы*, *ядерные взрывы*, ускорители протонов (на ср. энергии) и электронов с мишенями из тяжёлых элементов. Источниками монохроматичных пучков Н. с энергией 14 МэВ являются низкоэнергетич. ускорители дейтронов с тритиевой или литиевой мишенью, а в будущем интенсивными источниками таких Н. могут оказаться термоядерные установки УТС. (См. *Нейтронные источники*.)

Основные характеристики Н.

Масса Н. $m_n = 939{,}5731(27)$ МэВ/c^2 = $= 1{,}008664967(34)$ ат. ед. массы $\approx 1{,}675 \cdot 10^{-24}$ г. Разность масс Н. и протона измерена с наиб. точностью из энергетич. баланса реакции захвата Н. протоном: $n + p \to d + \gamma$ (энергия γ-кванта $\mathscr{E}_\gamma = 2{,}22$ МэВ), $m_n - m_p = 1{,}293323\ (16)$ МэВ/c^2.

Электрический заряд Н. $Q_n = 0$. Наиболее точные прямые измерения Q_n выполнены по отклонению пучков холодных либо ультрахолодных Н. в электростатич. поле: $Q_n \leqslant 3 \cdot 10^{-21}\ e$ (e — заряд электрона). Косв. данные по электрич. нейтральности макроскопич. кол-ва газа дают $Q_n \leqslant 2 \cdot 10^{-22}\ e$.

Спин Н. $J = {}^1/_2$ был определён из прямых опытов по расщеплению пучка Н. в неоднородном магн. поле на две компоненты [в общем случае число компонент равно $(2J + 1)$].

Внутренняя чётность Н. положительная. *Изотопический спин* $I = {}^1/_2$, при этом проекция изотопич. спина Н. $I_3 = -{}^1/_2$. В рамках $SU(3)$-симметрии Н. входит в октет барионов (см. *Унитарная симметрия*).

Магнитный момент Н. Несмотря на электронейтральность Н., его магн. момент существенно отличен от нуля: $\mu_n = -1{,}91304184(88)\mu_я$, где $\mu_я = e\hbar/2m_pc$ — ядерный *магнетон* (m_p — масса протона); знак магн. момента определяется относительно направления его спина. Сопоставление магн. моментов протона ($\mu_p = 2{,}7928456$) и Н. позволило высказать гипотезу о роли π-мезонного окружения (шубы) «голого» нуклона в формировании структуры нуклона. Соотношение μ_p и μ_n ($\mu_p/\mu_n \approx -{}^3/_2$) может быть объяснено в рамках представлений о кварковой структуре нуклонов (см. ниже). Наиб. точно μ_n измерен сравнением с μ_p методом *ядерного магнитного резонанса* на пучке холодных Н.

Электрический дипольный момент Н. Динамический, т. е. индуцированный, дипольный момент Н. может возникать в сильном электрич. поле, напр. при рассеянии Н. на тяжёлом ядре, либо при рассеянии γ-квантов на дейтроне. Изменение энергии частицы в электрич. поле определяется соотношением $\Delta\mathscr{E} = -(\alpha_0^z/2)\cdot\boldsymbol{E}^2$, где α_0 — поляризуемость частицы, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость поля. Эксперименты дают оценки $\alpha_0 \leqslant 10^{-42}$ см^3 (принята система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$).

Статич. электрич. дипольный момент (ЭДМ) элементарной частицы должен быть тождественно равен нулю, если взаимодействия, к-рые она испытывает, инвариантны относительно *обращения времени* (*T*-инвариантны). ЭДМ отличен от нуля, если *T*-инвариантность нарушена, что, согласно *теореме CPT* (т.е. инвариантности относительно совместного произведения *зарядового сопряжения*, *пространственной инверсии* и обращения времени), эквивалентно нарушению *CP*-инвариантности. Хотя нарушение *CP*-инвариантности было обнаружено ещё в 1964 в распаде K_L^0-мезона, до сих пор *CP*-неинвариантные эффекты для др. частиц (или систем) не наблюдались. В совр. объединённых калибровочных теориях элементарных частиц нарушение *T* (или *CP*)-инвариантности может иметь место в *электрослабом взаимодействии*, хотя величина эффекта крайне мала. Разл. модели нарушения *CP*-инвариантности предсказывают величину ЭДМ Н. на уровне $(10^{-24}—10^{-32})\ e$·см. Из-за своей электрич. нейтральности Н.— весьма удобный объект для поисков *CP*-неинвариантности. Наиб. чувствительный и надёжный метод — метод ЯМР с электрич. полем, наложенным на магн. поле. Изменение направления электрич. поля при сохранении всех остальных характеристик резонансного спектрометра ЯМР вызывает смещение частоты ЯМР на величину $\Delta\nu = -4dE$, где d — ЭДМ. Для $d \sim 10^{-25}\ e$·см $\Delta\nu \sim 10^{-6}$ Гц. Используя метод удержания ультрахолодных Н. в ЯМР-спектрометре, удаётся достичь такой чувствительности. Полученное наиб. точное ограничение на ЭДМ Н.: $d_n \leqslant 2 \cdot 10^{-25}\ e$·см.

Структура Н.

Н. наряду с протоном принадлежит к легчайшим барионам. По совр. представлениям, он состоит из трёх легчайших валентных *кварков* (двух *d*-кварков и одного *u*-кварка) трёх цветов, образующих бесцветную комбинацию. Кроме валентных кварков и связывающих их *глюонов* нуклон содержит «море» виртуальных пар кварк — антикварк, в т. ч. тяжёлых (странных, очарованных и т. д.). Квантовые числа Н. целиком определяются набором валентных кварков, а пространств. структура — динамикой взаимодействия кварков и глюонов. Особенностью этого взаимодействия является рост эфф. константы взаимодействия (*эффективного*

заряда) с увеличением расстояния, так что размер области взаимодействия ограничен областью т. н. конфайнмента кварков — областью невылетания цветных объектов, радиус которой $\sim 10^{-13}$ см (см. *Удержание цвета*).

Последоват. описание структуры адронов на основе совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики* — пока встречает теоретич. трудности, однако для мн. задач вполне удовлетворит. результаты даёт описание взаимодействия нуклонов, представляемых как элементарные объекты, посредством обмена мезонами. Эксперим. исследование пространств. структуры Н. выполняется с помощью рассеяния высокоэнергичных лептонов (электронов, мюонов, нейтрино, рассматриваемых в совр. теории как точечные частицы) на дейтронах. Вклад рассеяния на протоне измеряется в отд. эксперименте и может быть вычтен с помощью определ. вычислит. процедуры.

Упругое и квазиупругое (с расщеплением дейтрона) рассеяние электронов на дейтроне позволяет найти распределение плотности электрич. заряда и магн. момента Н. (*формфактор* Н.). Согласно эксперименту, распределение плотности магн. момента Н. с точностью порядка неск. процентов совпадает с распределением плотности электрич. заряда протона и имеет среднеквадратичный радиус $\sim 0{,}8 \cdot 10^{-13}$ см (0,8 Ф). Магн. формфактор Н. довольно хорошо описывается т. н. дипольной ф-лой $G_{Mn} = \mu_n(1 + q^2/0{,}71)^{-2}$, где q^2 — квадрат переданного импульса в единицах $(\text{ГэВ}/c)^2$.

Более сложен вопрос о величине электрич. (зарядового) формфактора Н. G_{En}. Из экспериментов по рассеянию на дейтроне можно сделать заключение, что $G_{En}(q^2) \leqslant 0{,}1$ в интервале квадратов переданных импульсов (0—1) $(\text{ГэВ}/c)^2$. При $q^2 \to 0$ вследствие равенства нулю электрич. заряда Н. $G_{En} \to 0$, однако экспериментально можно определить $\partial G_{En}(q^2)/\partial q^2|_{q^2=0}$. Эта величина наиб. точно находится из измерений *длины рассеяния* Н. на электронной оболочке тяжёлых атомов. Осн. часть такого взаимодействия определяется магн. моментом Н. Наиб. точные эксперименты дают длину ne-рассеяния $a_{ne} = -1{,}378(18) \cdot 10^{-16}$ см, что отличается от расчётной, определяемой магн. моментом Н.: $a_{ne} = -1{,}468 \cdot 10^{-16}$ см. Разность этих значений даёт среднеквадратичный электрич. радиус Н. $\langle r^2_{En} \rangle = 0{,}088(12)$ Ф или $\partial G_{En}(q^2)/\partial q^2|_{q^2=0} = -0{,}02$ Ф^2. Эти цифры нельзя рассматривать как окончательные из-за большого разброса данных разл. экспериментов, превышающих приводимые ошибки.

В *глубоко неупругом процессе* рассеяния (взаимодействия с рождением многих вторичных адронов, преим. пионов) налетающая точечная частица (лептон) взаимодействует непосредственно с точечными компонентами нуклона — кварками. Кварковый состав Н. (*ddu*) наиб. наглядно выявляется в экспериментах с взаимодействием нейтрино и антинейтрино высоких энергий с протонной и нейтронной (в составе дейтерия) мишенями. Напр., полное сечение σ реакции $\nu_\mu n \to \mu^- X$ (где X — совокупность адронов) примерно в два раза больше полного сечения реакции $\nu_\mu p \to \mu^- X$, поскольку ν_μ взаимодействует только с *d*-кварком [кварковый состав протона (*uud*)]. Аналогично $\sigma(\widetilde{\nu}_\mu p) \approx 2\sigma(\widetilde{\nu}_\mu n)$. Поправки к этим простым соотношениям полных сечений связаны в осн. с наличием «моря» виртуальных пар кварк — антикварк.

Взаимодействия Н.

Сильное взаимодействие Н. с нуклонами. Следствием изотопич. инвариантности является равенство сечений нейтрон-нейтронного и протон-протонного взаимодействия, если в последнем случае учесть вклад кулоновского взаимодействия. На кварк-глюонном уровне изотопич. симметрия является следствием малой разности масс *d*- и *u*-кварков (при малости самой массы кварков). Этим же объясняется малость разности масс протона и Н., а также величина и знак этой разности (*d*-кварк тяжелее *u*-кварка).

При низких энергиях (до 15 МэВ) рассеяние Н. на протоне изотропно в системе центра масс, т. е. взаимодействие определяется в осн. *S*-волной (относит. движением с орбит. моментом $L = 0$). Для *S*-волнового взаимодействия сечение рассеяния может быть охарактеризовано двумя параметрами — эфф. радиусом потенциала взаимодействия и длиной рассеяния. Зависимость от относит. направления спинов Н. и протона удваивает число параметров, т. к. длины рассеяния для синглетного (полный спин системы 0) и триплетного (полный спин 1) состояний различны (отличаются в неск. раз). Совр. значения длин рассеяния и эфф. радиусов (в Ф): $a_t = 5{,}39(3)$, $a_s = -23{,}74(9)$; $r_{0t} = 1{,}70(3)$, $r_{os} = 2{,}67(3)$. Параметры np-рассеяния не могут быть непосредственно сопоставлены с pp- и nn-рассеянием, поскольку системы pp и nn в соответствии с *Паули принципом* не могут находиться в триплетном состоянии. Синглетная длина pp-рассеяния равна: $a_{pp} = -7{,}815(8)$ Ф, $r_0 = 2{,}758$ Ф. Расчёт кулоновского вклада в a_{pp} позволяет получить чисто ядерную длину pp-рассеяния a^n_{pp}, к-рая оказывается равной $-17{,}25$ Ф. Согласно изотопич. инвариантности, $a^n_{pp} = a_{nn}$. Определение параметров nn-рассеяния — сложная проблема, т. к. прямое взаимодействие свободных Н. до сих пор не наблюдалось из-за трудности эксперимента. Предложено неск. вариантов эксперимента по поиску прямого nn-рассеяния в пучках высокопоточных импульсных или стационарных реакторов.

Наиб. определённые сведения об a_{nn} получены при исследовании реакции $\pi\text{-d} \to 2n\gamma$: $a_{nn} = -18{,}45(46)$ Ф, и реакции $nd \to p2n$: $a_{nn} = -16{,}73(45)$ Ф. Расхождение результатов связано с неоднозначностью процедуры экстраполяции к нулевой энергии Н. и недостаточным описанием дейтрона. Сравнивая a_{nn} и a_{pp}, можно заключить, что изотопич. инвариантность соблюдается, хотя эксперим. точность недостаточна.

На раннем этапе развития ядерной физики большую роль для понимания свойств ядерных сил сыграли осн. характеристики дейтрона. Дейтрон является связанным триплетным состоянием np с энергией связи $-2{,}224$ МэВ. Синглетное состояние np имеет положит. энергию связи 64 кэВ и является резонансом. Др. резонансов и связанных состояний в области низких энергий в np-системе нет. Эти два параметра позволяют определить потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия и радиус ядерных сил. Наличие у дейтрона квадрупольного электрич. момента $Q = 2{,}859 \cdot 10^{-27}$ см^2 приводит к выводу о существовании тензорных ядерных сил.

Радиац. захват Н. протоном, $np \to d\gamma$, является простейшей ядерной реакцией. Сечение захвата при малых энергиях Н. зависит от скорости Н. как $1/v$. Для тепловых Н. (с $\lambda = 1{,}73$ Å) $\sigma_{n\gamma} = 0{,}311$ барн.

Изотопич. инвариантность ядерных сил и известная энергия связи синглетного np-состояния позволяют обосновать отсутствие связанного nn-состояния (динейтрона). Эксперим. поиски такого состояния в реакциях типа $A + B \to C + 2n$ подтверждают этот вывод: сечение образования динейтрона $\leqslant 10^{-29}$ см^2. Не найдены также связанные состояния трёх и четырёх Н. Для большего числа Н. существование связанных состояний не исключено, хотя вероятность их образования в исследованных ядерных реакциях должна быть крайне мала.

При больших энергиях нуклон-нуклонного взаимодействия его характер меняется. При энергиях падающих нуклонов (200—400) МэВ, соответствующих их сближению на расстояния $\sim 0{,}3$ Ф, во взаимодействии проявляются отталкиват. силы. Это явление обычно сопоставляется с существованием жёсткой отталкивающей сердцевины (ко́ра) у нуклонов и приписывается доминирующей роли на малых расстояниях обмена тя-

жёлыми векторными мезонами, напр. ω-мезонами. Такое объяснение не единственно возможное. В модели «кварковых мешков» (см. *Кварковые модели*) это же явление объясняется слиянием на малых расстояниях двух нуклонов в один шестикварковый мешок, свойства к-рого качественно отличаются от свойств индивидуальных нуклонов; это приводит к тому, что экспериментально не наблюдаются два индивидуальных нуклона на малых расстояниях.

При более высоких энергиях взаимодействия становятся существенно неупругими и сопровождаются множеств. рождением π-мезонов и более тяжёлых частиц (см. *Множественные процессы*). Свойства кварков и глюонов при этом играют определяющую роль в динамике взаимодействия, вызывая образование струй вторичных адронов (см. *Струя адронная*) и др.

Взаимодействие Н. с ядрами и с веществом. Как и при взаимодействии с протоном, взаимодействие Н. с ядрами описывается достаточно короткодействующими силами по сравнению с де-бройлевской длиной волны Н. Для малых энергий $\mathscr{E}_n$ взаимодействие описывается длиной рассеяния и радиусом потенц. ямы. Отсутствие барьера для проникновения Н. в ядро приводит к тому, что для Н. малой энергии значит. роль играет канал реакции, идущий через образование *составного ядра* (компаунд-ядра). Нейтронные резонансы, определяемые состояниями компаунд-ядра при т. н. резонансных энергиях Н., хорошо разделяются (см. *Нейтронная спектроскопия*). При $\mathscr{E}_n \sim (0{,}1—1)$ МэВ в средних и тяжёлых ядрах резонансы перекрываются и поведение сечения описывается статистически. Феноменологически поведение сечения взаимодействия Н. с ядрами описывается силовыми ф-циями s, p, d нейтронных резонансов с характерными флуктуациями. При более высоких энергиях феноменологич. описание усреднённых сечений достигается при помощи *оптической модели ядра*. Взаимодействие Н. большой энергии с ядрами сходно с взаимодействием протонов с ядрами.

Для медленных Н. определяющими становятся его волновые свойства, когерентное взаимодействие с упорядоченными конденсиров. средами. Н. с длиной волны, близкой к межатомным расстояниям, являются важнейшим средством исследования структуры твёрдых тел и динамики возбуждения в них. Наличие у Н. магн. момента делает пучки поляризов. Н. чрезвычайно чувствит. инструментом для исследования распределения намагниченности в веществе (см. *Нейтронография*).

Особенностью взаимодействия Н. с большинством ядер является положит. длина рассеяния, что приводит к коэф. преломления < 1. Благодаря этому Н., падающие из вакуума на границу вещества, могут испытывать полное внутр. отражение. При скорости $v < (5—8)$ м/с (ультрахолодные Н.) Н. испытывают полное отражение от границы с углеродом, никелем, бериллием и др. при любом угле падения и могут удерживаться в замкнутых объёмах. Это свойство ультрахолодных Н. широко используется в экспериментах (напр., для поиска ЭДМ Н.) и позволяет реализовать нейтроноптич. устройства (см. *Нейтронная оптика*).

Н. и слабое (электрослабое) взаимодействие. Важным источником сведений об электрослабом взаимодействии является β-распад свободного Н. $n \to pe^-\bar{\nu}_e$. На кварковом уровне этот процесс соответствует переходу $d \to ue^-\bar{\nu}_e$. Обратный процесс взаимодействия электронного антинейтрино с протоном, $\bar{\nu}_e p \to ne^+$, наз. обратным β-распадом. К этому же классу процессов относится *электронный захват*, имеющий место в ядрах, $pe^- \to n\nu_e$.

Распад свободного Н. с учётом кинематич. параметров описывается двумя константами — векторной G_V, являющейся вследствие *векторного тока сохранения* универс. константой слабого взаимодействия, и аксиально-векторной G_A, величина к-рой определяется динамикой сильно взаимодействующих компонент нуклона — кварков и глюонов. Волновые ф-ции начального Н. и конечного протона и матричный элемент перехода $n \to p$ благодаря изотопич. инвариантности вычисляются достаточно точно. Вследствие этого вычисление констант G_V и G_A из распада свободного Н. (в отличие от вычислений из β-распада ядер) не связано с учётом ядерно-структурных факторов.

Время жизни Н. без учёта нек-рых поправок равно: $\tau_n = k(G_V^2 + 3G_A^2)^{-1}$, где k включает кинематич. факторы и зависящие от граничной энергии β-распада кулоновские поправки и *радиационные поправки*.

Вероятность распада поляризов. Н. со спином $\boldsymbol{S}$, энергиями и импульсами электрона и антинейтрино $\mathscr{E}_e$, $\mathscr{E}_{\bar{\nu}_e}$ и $\boldsymbol{p}_e$, $\boldsymbol{p}_{\bar{\nu}_e}$ в общем виде описывается выражением:

$$w \sim \left\{1 + \alpha\frac{\boldsymbol{p}_e \boldsymbol{p}_{\bar{\nu}_e}}{\mathscr{E}_e \mathscr{E}_{\bar{\nu}_e}} + \frac{\boldsymbol{s}}{|\boldsymbol{s}|}\left(A\frac{\boldsymbol{p}_e}{\mathscr{E}_e} + B\frac{\boldsymbol{p}_{\bar{\nu}_e}}{\mathscr{E}_{\bar{\nu}_e}} + D\frac{[\boldsymbol{p}_e \boldsymbol{p}_{\bar{\nu}_e}]}{\mathscr{E}_e \mathscr{E}_{\bar{\nu}_e}}\right)\right\}.$$

Коэф. корреляции α, A, B, D могут быть представлены в виде ф-ции от параметра $a = (G_A/G_V)\exp(i\varphi)$. Фаза φ отлична от нуля или π, если T-инвариантность нарушена. В табл. приведены эксперим. значения для этих коэф. и вытекающие из них значения a и φ.

τ_n	α	A	B	D
898(14) с	−0,1070(51)	−0,114(5)	0,005(35)	$2{,}2(3{,}0)\cdot 10^{-3}$
a	1,259(17)	1,261(12)	—	—
φ	—	—	—	179,71(39)°

Имеется заметное отличие данных разл. экспериментов для τ_n, достигающее неск. процентов.

Описание электрослабого взаимодействия с участием Н. при более высоких энергиях гораздо сложнее из-за необходимости учитывать структуру нуклонов. Напр., μ^--захват, $\mu^-p \to n\nu_\mu$, описывается по крайней мере удвоенным числом констант. Н. испытывает также электрослабое взаимодействие с др. адронами без участия лептонов. К таким процессам относятся следующие.

1) Распады гиперонов $\Lambda \to n\pi^0$, $\Sigma^+ \to n\pi^+$, $\Sigma^- \to n\pi^-$ и т. д. Приведённая вероятность этих распадов в неск. раз меньше, чем у нестранных частиц, что описывается введением угла Кабиббо (см. *Кабиббо угол*).

2) Слабое взаимодействие n — n или n — p, к-рое проявляется как ядерные силы, не сохраняющие пространств. *чётность*. Обычная величина обусловленных ими эффектов порядка $10^{-6}—10^{-7}$.

Взаимодействие Н. со средними и тяжёлыми ядрами имеет ряд особенностей, приводящих в нек-рых случаях к значит. усилению эффектов *несохранения чётности в ядрах*. Один из таких эффектов — относит. разность сечения поглощения Н. с поляризацией по направлению распространения и против него, к-рая в случае ядра ^{139}La равна 7% при $\mathscr{E}_n = 1{,}33$ эВ, соответствующей p-волновому нейтронному резонансу. Причиной усиления является сочетание малой энергетич. ширины состояний компаунд-ядра и большой плотности уровней с противоположной чётностью у этого компаунд-ядра, обеспечивающей на 2—3 порядка большее смешивание компонент с разной чётностью, чем у низколежащих состояний ядер. В результате ряд эффектов: асимметрия испускания γ-квантов относительно спина захватываемого поляризов. Н. в реакции (n, γ), асимметрия вылета заряж. частиц при распаде компаунд-состояний в реакции (n, p) или асимметрия вылета лёгкого (или тяжёлого) осколка деления в реакции (n, f). Асимметрии имеют величину $10^{-4}—10^{-3}$ при энергии тепловых Н. В p-волновых нейтронных резонансах реализуется дополнит. усиление, связанное с подавленностью вероятности образования сохраняющей чётность компоненты этого компаунд-состояния (из-за малой нейтронной ширины

p-резонанса) по отношению к примесной компоненте с противоположной чётностью, являющейся s-резонансом. Именно сочетание неск. факторов усиления позволяет крайне слабому эффекту проявляться с величиной, характерной для ядерного взаимодействия.

Взаимодействия с нарушением барионного числа. Теоретич. модели *великого объединения* и *суперобъединения* предсказывают нестабильность барионов — их распад в лептоны и мезоны. Эти распады могут быть заметны только для легчайших барионов — p и n, входящих в состав атомных ядер. Для взаимодействия с изменением барионного числа на 1, $\Delta B = 1$, можно было бы ожидать превращения Н. типа: $n \to e^+\pi^-$, $n \to \pi^0\bar{\nu}_e$ или превращения с испусканием странных мезонов. Поиски такого рода процессов производились в экспериментах с применением подземных детекторов с массой в неск. тысяч тонн. На основании этих экспериментов можно сделать заключение, что время распада Н. с нарушением барионного числа составляет более 10^{32} лет.

Др. возможный тип взаимодействия с $\Delta B = 2$ может привести к явлению взаимопревращения Н. и *антинейтронов* в вакууме, т. е. к осцилляции $n \rightleftarrows \bar{n}$. В отсутствие внеш. полей или при их малой величине состояния Н. и антинейтрона вырождены, поскольку массы их одинаковы, поэтому даже сверхслабое взаимодействие может их перемешивать. Критерием малости внеш. полей является малость энергии взаимодействия магн. момента Н. с магн. полем (n и $\bar{n}$ имеют противоположные по знаку магн. моменты) по сравнению с энергией, определяемой временем T наблюдения Н. (согласно соотношению неопределённостей), $\Delta\mathscr{E} \leqslant hT^{-1}$. При наблюдении рождения антинейтронов в пучке Н. от реактора или др. источника T есть время пролёта Н. до детектора. Число антинейтронов в пучке растёт с ростом времени пролёта квадратично: $N_{\bar{n}}/N_n \sim (T/\tau_{осц})^2$, где $\tau_{осц}$ — время осцилляции.

Прямые эксперименты по наблюдению рождения $\bar{n}$ в пучках холодных Н. от высокопоточного реактора дают ограничение $\tau_{осц} > 10^7$ с. В готовящихся экспериментах можно ожидать увеличения чувствительности до уровня $\tau_{осц} \sim 10^9$ с. Ограничивающими обстоятельствами являются макс. интенсивность пучков Н. и имитация явлений аннигиляций антинейтронов в детекторе космич. лучами.

Др. метод наблюдения осцилляций $n \rightleftarrows \bar{n}$ — наблюдение аннигиляции антинейтронов, к-рые могут образовываться в стабильных ядрах. При этом из-за большого отличия энергий взаимодействий возникающего антинейтрона в ядре от энергии связи Н. эфф. время наблюдения становится $\sim 10^{-22}$ с, но большое число наблюдаемых ядер ($\sim 10^{32}$) частично компенсирует уменьшение чувствительности по сравнению с экспериментом на пучках Н. Из данных подземных экспериментов по поиску распада протона об отсутствии событий с энерговыделением ~ 2 ГэВ можно заключить с нек-рой неопределённостью, зависящей от незнания точного вида взаимодействия антинейтрона внутри ядра, что $\tau_{осц} > (1-3)\cdot 10^7$ с. Существ. повышение предела $\tau_{осц}$ в этих экспериментах затруднено фоном, обусловленным взаимодействием космич. нейтрино с ядрами в подземных детекторах.

Следует отметить, что поиски распада нуклона с $\Delta B = 1$ и поиски $n\bar{n}$-осцилляций являются независимыми экспериментами, т. к. вызываются принципиально разл. видами взаимодействий.

Гравитационное взаимодействие Н. Нейтрон — одна из немногих элементарных частиц, падение к-рой в гравитац. поле Земли можно наблюдать экспериментально. Прямое измерение ускорения свободного падения для Н. выполнено с точностью 0,3% и не отличается от макроскопического. Актуальным остаётся вопрос о соблюдении *эквивалентности принципа* (равенства инертной и гравитац. масс) для Н. и протонов. Самые точные эксперименты выполнены методом Этвеша для тел, имеющих разные ср. значения отношения A/Z, где A — ат. номер, Z — заряд ядер (в ед. элементарного заряда e). Из этих опытов следует одинаковость ускорения свободного падения для Н. и протонов на уровне $2\cdot 10^{-9}$, а равенство гравитац. и инертной масс на уровне $\sim 10^{-12}$.

Гравитац. ускорение и замедление широко используются в опытах с ультрахолодными Н. Применение гравитац. рефрактометра для холодных и ультрахолодных Н. позволяет с большой точностью измерить длины когерентного рассеяния Н. на веществе.

Н. в космологии и астрофизике

Согласно совр. представлениям, в модели Горячей Вселенной (см. *Горячей Вселенной теория*) образование барионов, в т. ч. протонов и Н., происходит в первые минуты жизни Вселенной. В дальнейшем нек-рая часть Н., не успевших распасться, захватывается протонами с образованием ^{4}He. Соотношение водорода и ^{4}He при этом составляет по массе 70% к 30%. При формировании звёзд и их эволюции происходит дальнейший *нуклеосинтез*, вплоть до ядер железа. Образование более тяжёлых ядер происходит в результате взрывов сверхновых с рождением нейтронных звёзд, создающих возможность последоват. захвата Н. нуклидами. При этом комбинация т. н. s-процесса — медленного захвата Н. с β-распадом между последовательными захватами и r-процесса — быстрого последоват. захвата при взрывах звёзд в осн. может объяснить наблюдаемую *распространённость элементов* в космич. объектах.

В первичной компоненте космич. лучей Н. из-за своей нестабильности вероятно отсутствуют. Н., образующиеся у поверхности Земли, диффундирующие в космич. пространство и распадающиеся там, по-видимому, вносят вклад в формирование электронной и протонной компоненты *радиационных поясов* Земли.

Лит.: Гуревич И. С., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Александров Ю. А., Фундаментальные свойства нейтрона, 2 изд., М., 1982.

В. М. Лобашов.

НЕЙТРОНИЗА́ЦИЯ ВЕЩЕСТВА — превращение протонов, входящих в состав вещества звёзд, в нейтроны на заключит. стадиях *эволюции звёзд*. Молодые звёзды состоят в основном из водорода с добавкой гелия и малой примесью более тяжёлых хим. элементов, поэтому в начале термоядерной эволюции звёзд все нейтроны в звёздном веществе связаны в атомных ядрах и их суммарное число невелико (на 6 протонов в среднем приходится ок. 1 нейтрона). В конце эволюции кол-во нейтронов резко возрастает, на что указывает существование *нейтронных звёзд* — одного из продуктов звёздной эволюции.

После завершения водородных термоядерных реакций (см. *Водородный цикл* и *Углеродно-азотный цикл*), в результате к-рых водород в центр. области звезды полностью превращается в гелий, нейтронов и протонов в звёздном веществе становится примерно поровну. Это обогащение звёздного вещества нейтронами не оказывает решающего влияния на строение звезды, главное здесь — выделение энергии в термоядерных реакциях синтеза гелия.

Однако на заключит. стадиях эволюции звёзд плотность вещества в их центр. областях сильно возрастает и электронный газ становится вырожденным (см. *Вырожденный газ*). Энергия вырожденных электронов достигает такой величины, что они уже могут, несмотря на энергетич. барьер, захватываться атомными ядрами. Начинаются процессы т. н. обратного *бета-распада*, посредством к-рых протоны превращаются внутри атомных ядер в нейтроны. Именно этот процесс множеств. захвата электронов атомными ядрами, сопровождающийся испусканием нейтрино ν, наз. нейтронизацией.

Реакция захвата электронов e^- атомными ядрами (A, Z) (A — массовое число, Z — порядковый номер элемента) записывается в след. виде:

$$(A,Z) + e^- \rightarrow (A, Z-1) + \nu. \qquad (1)$$

Энергетич. порог реакции (1) обычно велик, поэтому только при высоких плотностях вещества, характерных для конечных стадий эволюции звёзд, ферми-энергия $\mathscr{E}_F$ электронов может превысить критич. величину $\mathscr{E}_c$ — порог нейтронизации:

$$\mathscr{E}_F > \mathscr{E}_c = Q_{A,Z} - Q_{A,Z-1} + Q_n, \qquad (2)$$

где $\mathscr{E}_F$ — ферми-энергия без учёта энергии покоя электрона, $Q_{A,Z}$ — энергия связи ядра (A, Z), а $Q_n = (m_n - m_p - m_e)\cdot c^2 = 0{,}7825$ МэВ — энергия бета-распада нейтрона. При выполнении условия (2) реакция (1), в к-рую вступают электроны с энергией $\mathscr{E}_e$ в интервале $\mathscr{E}_c < \mathscr{E}_e < \mathscr{E}_F$, оказывается энергетически выгодной: энергия системы уменьшается в каждом акте на величину $\mathscr{E}_e - \mathscr{E}_c$, уносимую электронным нейтрино. Продукт нейтронизации — радиоактивные ядра $(A, Z-1)$; они устойчивы в вырожденном веществе, поскольку их распад запрещён *Паули принципом*: все уровни с энергиями, меньшими $\mathscr{E}_F$, заняты, а энергии электронов в бета-распадах не превышают $\mathscr{E}_c$.

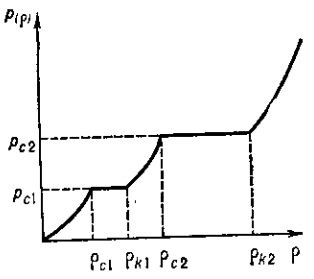
Пороги первых двух стадий нейтронизации для ряда атомных ядер, образующихся на последоват. стадиях термоядерной эволюции звёзд, рассчитанные по ф-ле (2), представлены в табл. В 1-м и 5-м столбцах даны сокращённые записи реакций нейтронизации (опущены символы электрона и нейтрино). Характеристики электронного газа в момент начала Н. в. фиксируются условием $\mathscr{E}_F = \mathscr{E}_c$, из к-рого однозначно определяются критич. значения числа электронов в единице объёма N_c и электронного давления p_c (4-й столбец). В 3-м столбце приведена критич. плотность вещества при нейтронизации, вычисленная в предположении, что вещество состоит целиком из нейтронизуемого хим. элемента: $\rho_c = (A/Z)m_u N_c$ (m_u — атомная единица массы).

Пороги нейтронизации

Первая реакция нейтронизации	$\mathscr{E}_{c1}$, МэВ	ρ_{c1}, г/см³	p_{c1}, дин/см²	Вторая реакция нейтронизации	$\mathscr{E}_{c2}$, МэВ
$^1H \rightarrow n$ . . .	0,783	$1{,}22\cdot10^7$	$3{,}05\cdot10^{24}$	—	—
$^3He \rightarrow T$ . . .	0,0186	$2{,}95\cdot10^4$	$1{,}41\cdot10^{20}$	$T \rightarrow 3n$	9,26
$^4He \rightarrow T+n$	20,6	$1{,}37\cdot10^{11}$	$3{,}49\cdot10^{29}$	$T \rightarrow 3n$	9,26
$^{12}C \rightarrow {}^{12}B$ . .	13,4	$3{,}90\cdot10^{10}$	$6{,}51\cdot10^{28}$	$^{12}B \rightarrow {}^{12}Be$	11,6
$^{16}O \rightarrow {}^{16}N$ . .	10,4	$1{,}90\cdot10^{10}$	$2{,}50\cdot10^{28}$	$^{16}N \rightarrow {}^{16}C$	8,01
$^{20}Ne \rightarrow {}^{20}F$	7,03	$6{,}22\cdot10^9$	$5{,}61\cdot10^{27}$	$^{20}F \rightarrow {}^{20}O$	3,82
$^{24}Mg \rightarrow {}^{24}Na$	5,52	$3{,}17\cdot10^9$	$2{,}28\cdot10^{27}$	$^{24}Na \rightarrow {}^{24}Ne$	2,47
$^{28}Si \rightarrow {}^{28}Al$	4,64	$1{,}96\cdot10^9$	$1{,}20\cdot10^{27}$	$^{28}Al \rightarrow {}^{28}Mg$	1,83
$^{40}Ca \rightarrow {}^{40}K$	1,31	$7{,}79\cdot10^7$	$1{,}93\cdot10^{25}$	$^{40}K \rightarrow {}^{40}Ar$	7,51
$^{56}Fe \rightarrow {}^{56}Mn$	3,70	$1{,}15\cdot10^9$	$5{,}29\cdot10^{26}$	$^{56}Mn \rightarrow {}^{56}Cr$	1,64

В случае достаточно медленного (квазистатического) сжатия число электронов в единице объёма N_e и давление электронов p_e остаются практически неизменными и равными их начальным значениям N_c и p_c, пока не исчерпается весь исходный хим. элемент. При этом устанавливается небольшое превышение $\mathscr{E}_F$ над $\mathscr{E}_c$, такое, что уменьшение N_e в реакции (1) компенсируется его увеличением вследствие сжатия вещества. Отличие $\mathscr{E}_F$ от $\mathscr{E}_c$ тем меньше, чем медленнее сжатие, скорость к-рого определяется условиями гидростатич. равновесия звезды; напр., в случае *белого карлика* причинами сжатия могут быть потери энергии посредством эл.-магн. и нейтринного излучений или увеличение его массы за счёт *аккреции*.

Зависимости p_e, $\mathscr{E}_F$ и N_e от плотности медленно сжимающегося и нейтронизующегося вещества имеют ступенчатый вид (рис.): пологие, почти горизонтальные, участки соответствуют протеканию реакции (1), а крутые подъёмы — врем. прекращению Н. в. до того момента, пока $\mathscr{E}_F$ не достигнет нового, более высокого порога нейтронизации. Каждому пологому участку может соответствовать не одна, а неск. реакций типа (1). Это связано с тем, что порог нейтронизации ядра $(A, Z-1)$ часто бывает меньше, чем у исходного ядра (A, Z). В результате за первой реакцией нейтронизации быстро следует вторая реакция и т. д., пока не образуется ядро (A, Z_k) с $Z_k < Z$ и порогом нейтронизации, большим, чем у ядра (A, Z). В отличие от первой реакции нейтронизации, для которой $\mathscr{E}_F \approx \mathscr{E}_c$, эти повторные реакции являются неравновесными (в термодинамич. смысле). В них исчезают электроны с такими энергиями, что разность $\mathscr{E}_F - \mathscr{E}_e$ в среднем составляет заметную долю от $\mathscr{E}_F$. Это вызывает неравновесную перестройку ферми-распределения электронов, сопровождающуюся выделением теплоты. Т. о., несмотря на то, что нейтрино уносит почти всю освободившуюся энергию (за исключением ничтожно малой доли, передаваемой ядру в соответствии с законом сохранения импульса), нейтронизуемое вещество всё же нагревается. Такой источник теплоты учитывают, в частности, при расчётах теплового баланса белых карликов.



Зависимость (схематическая) давления p от плотности ρ при нейтронизации холодного звёздного вещества.

Конец каждого пологого участка зависимостей p_e, N_e и $\mathscr{E}_F$ от плотности отвечает полному превращению ядра (A, Z) в ядро (A, Z_k). При этом $\rho_k/\rho_c = Z/Z_k$ (равно $^{13}/_{12}$ для перехода $^{56}Fe \rightarrow {}^{56}Cr$). Для промежуточных значений плотностей ($\rho_c < \rho < \rho_k$) вещество представляет собой смесь этих ядер.

Цепочка реакций (1) в конце концов приводит к образованию ядер, сильно перегруженных нейтронами. Как только ядро $(A, Z-1)$ оказывается неустойчивым по отношению к испусканию нейтронов, Н. в. продолжается с выделением в каждом акте одного или неск. нейтронов:

$$(A,Z) + e^- \rightarrow (A-k, Z-1) + kn + \nu. \qquad (3)$$

Яркий пример — нейтронизация гелия (табл.). Порог реакции (3) для ядер на границе нейтронной стабильности $\mathscr{E}_c \approx 25$ МэВ, чему соответствует критич. плотность Н. в. $\rho_c \approx 4\cdot10^{11}$ г/см³ (с учётом, что $A/Z = 3$—4). При дальнейшем повышении плотности Н. в. вступает в конечную фазу: в смеси из свободных нейтронов и предельно перегруженных нейтронами ядер равновесие сдвигается с ростом плотности в сторону преобладания нейтронов. Переход к ядерным плотностям можно считать концом процесса Н. в.

Приведённое выше описание Н. в. относится в основном к вырожденному веществу при темп-ре $T \ll \mathscr{E}_F/k$. При рассмотрении нейтронизации вещество можно считать холодным, если дополнительно $kT \ll \mathscr{E}_F - \mathscr{E}_c$. Эти неравенства могут нарушаться на конечных стадиях эволюции массивных звёзд и в процессе *гравитационного коллапса*, когда звёздное вещество оказывается относительно горячим. Нейтронизация горячего вещества обладает рядом особенностей. Во-первых, становится возможным бета-распад:

$$(A,Z-1) \rightarrow (A,Z) + e^- + \tilde{\nu}. \qquad (4)$$

Во-вторых, появляются позитроны, и, хотя их концентрация невелика, реакция

$$e^+ + (A,Z-1) \rightarrow (A,Z) + \tilde{\nu} \qquad (5)$$

обычно оказывается эффективнее реакции (4). В-третьих, при темп-рах, превышающих $\sim5\cdot10^9$ К, ядерные

реакции становятся столь быстрыми, что устанавливаются вполне определённые концентрации разл. атомных ядер, зависящие только от темп-ры, плотности и соотношения между полными числами нейтронов и протонов в системе (с учётом как свободных, так и связанных в ядрах). Это последнее соотношение регулируется реакциями (1), (4) и (5). В них участвуют ядра как в основных, так и в возбуждённых состояниях, а также свободные нейтроны и протоны. Появление новых нейтронов в реакции (1) компенсируется их исчезновением в реакциях (4) и (5) — устанавливается т. н. кинетическое равновесие бета-процессов. С увеличением плотности равновесие сдвигается в сторону преобладания нейтронов.

Н. в. необходимо учитывать при описании строения и устойчивости звёзд на конечных стадиях их эволюции, при исследовании динамики образования нейтронных звёзд и чёрных дыр и при рассмотрении ряда вопросов, касающихся происхождения хим. элементов.

Лит.: Шапиро С., Тьюколски С., Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985.

Д. К. Надёжин.

НЕЙТРО́ННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕ́ТРИЯ — раздел *нейтронной оптики*, методич. основой к-рого является измерение разности фаз интерферирующих нейтронных волн. Нейтронные интерферометры (НИ) — прецизионные приборы, в к-рых осуществляется пространств. разделение исходного пучка нейтронов, как правило, на два когерентных пучка I и II и их последующее совмещение. При этом интенсивность I результирующего пучка связана с разностью фаз $\Delta\varphi$ волновых ф-ций ψ_{I} и ψ_{II} пучков I и II соотношением:

$$I = |\psi_{\text{I}} + \psi_{\text{II}}|^2 \sim 1 + \cos\Delta\varphi. \qquad (1)$$

Из (1) видно, что любое воздействие на нейтрон, приводящее к изменению фазы волновой ф-ции в одном из пучков, может быть зарегистрировано по изменению интенсивности I.

Так же как и в обычной оптике, различают НИ с пространственным и амплитудным делениями волнового фронта (см. *Интерферометры*). В интерферометрах с пространств. делением волнового фронта исходный пучок с волновым фронтом w делится на 2 фрагмента W_1 и W_2 (рис. 1, *а*). Интерференц. картину можно регистрировать, измеряя распределение интенсивности в области их суперпозиции. При изменении разности фаз $\Delta\varphi$ между пучками происходит такое перераспределение интенсивности, что интерференц. картина смещается на величину Δ, пропорциональную $\Delta\varphi$. Примерами таких НИ являются: бипризменный НИ (аналог интерферометра Френеля) и двухщелевой НИ (аналог интерферометра Юнга). В приборах такого типа необходимо обеспечить высокую степень пространств. *когерентности* освещающего пучка, т. к. интерферируют разл. участки W_1 и W_2 исходного волнового фронта w. Это приводит к необходимости использовать узкую апертурную щель S, что предопределяет низкую светосилу прибора.

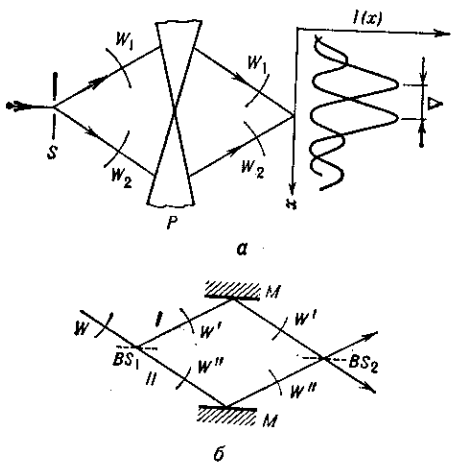


Рис. 1. Схематическое изображение нейтронных интерферометров с пространственным (*а*) и амплитудным (*б*) делением волнового фронта.

В интерферометрах с амплитудным делением волнового фронта (рис. 1, *б*) из исходной волны W с помощью когерентного делителя BS_1 (напр., частично отражающего элемента) получают 2 волны W' и W'' с одинаковыми волновыми фронтами. Эти волны совмещают в устройстве BS_2, обычно подобном BS_1. В результате суперпозиции двух фронтов возникает интерференц. полоса бесконечной ширины. При изменении $\Delta\varphi$ возникает модуляция интенсивности I выходящего пучка.

Большинство НИ предназначено для тепловых нейтронов (длина волны $\lambda_{\text{n}} \sim 2$ Å). Малость λ_{n} приводит к значит. отличиям НИ от оптических. Наиб. широкое распространение получили НИ на совершенных монокристаллах, использующих механизм брэгговской дифракции для когерентного деления пучков (см. *Дифракция нейтронов*). Примером может служить интерферометр Ш-образной формы (рис. 2), к-рый вырезается из монокристалла (как правило, из Si). Величина пространств. разделения интерферирующих пучков в этих приборах достигает 2 см. Особенностью таких НИ является принципиальное ограничение на λ_{n} — $\lambda_{\text{n}} \geqslant d_c$, где d_c — постоянная кристаллич. решётки, а их размеры ограничиваются технологией выращивания совершенных монокристаллов.

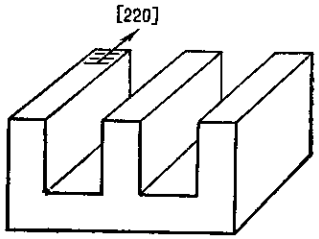


Рис. 2. Нейтронный интерферометр из монокристалла Si, стрелка указывает направление кристаллографической оси [220].

Переход к НИ больших размеров, способных работать с нейтронами сколь угодно больших λ_{n}, возможен, если использовать в качестве делителя и совместителя дифракц. решётки. Они осуществляют пространств. модуляцию амплитуды или фазы волновой ф-ции нейтрона, что приводит к образованию распространяющихся под разными углами когерентных нейтронных волн (рис. 3). Из-за действия силы тяжести нейтроны двигаются по параболам, а дифракц. решётки должны быть расположены горизонтально.

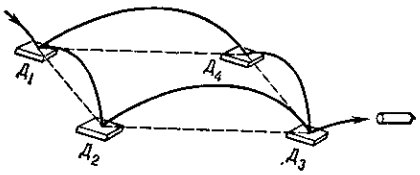


Рис. 3. Схема нейтронного интерферометра для очень медленных нейтронов; $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$, $Д_4$ — дифракционные решётки.

НИ позволяют чрезвычайно точно измерять нейтронный показатель преломления n образца, помещённого в одно из плеч прибора. Возникающая при этом разность фаз определяется выражением:

$$\Delta\varphi + k(n-1)d,$$

где k — волновое число, d — толщина образца. Величина n связана с длиной когерентного рассеяния нейтронов на атомных ядрах (см. *Нейтронная оптика*, *Нейтронография структурная*). Измерение длины ко-

герентного рассеяния важно для изучения природы взаимодействия нейтронов с ядрами.

С помощью НИ выполнен ряд опытов, позволивших продемонстрировать справедливость нек-рых выводов квантовой механики: спинорный характер волновой ф-ции фермиона (нейтрона), влияние на интерференцию нейтронных волн неинерциальности системы координат. Проверено на опыте равенство инертной и гравитационной массы нейтрона (*эквивалентности принцип*) и др.

Лит.: Neutron interferometry, ed. by U. Bonse, H. Rauch, Oxf., 1979; Ioffe I. A., Diffraction-grating neutron, interferometers, «Physica, B + C», 1988, v. 151, . 50.

А. И. Иоффе, А. И. Франк.

НЕЙТРО́ННАЯ О́ПТИКА — раздел нейтронной физики, в к-ром изучаются волновые свойства нейтрона, процессы распространения нейтронных волн в разных веществах и полях. К числу таких процессов относятся дифракция и интерференция нейтронных волн, преломление и отражение нейтронных пучков на границе раздела двух сред. В силу принципа корпускулярно-волнового дуализма нейтрон может проявлять себя как частица с энергией $\mathscr{E}$ и импульсом $\boldsymbol{p}$ или как волна с частотой $\omega = 2\pi\mathscr{E}/\hbar$, длиной волны $\lambda = \hbar/p$ и волновым вектором $\mathbf{k} = 2\pi\boldsymbol{p}/\hbar$. Волновые свойства отчётливо проявляются у нейтронов низких энергий, длина волны к-рых порядка или больше межатомных расстояний в веществе ($\sim 10^{-8}$ см).

Из-за отсутствия у нейтронов электрич. заряда они глубоко проникают внутрь большинства материалов, что позволяет рассматривать их как достаточно прозрачные среды для распространения нейтронных волн. Большая часть нейтронно-оптич. явлений имеет аналогию с оптич. явлениями, несмотря на различную природу полей нейтронного и светового излучений. Световые волны описываются ур-ниями Максвелла, а нейтронная волна (нейтронная волновая ф-ция) подчиняется ур-нию Шрёдингера. Распространение волн в среде, согласно Гюйгенса принципу, связано с их рассеянием и последующей интерференцией вторичных волн. В случае нейтронов рассеяние обусловлено гл. обр. их короткодействующим *сильным взаимодействием* с атомными ядрами, в случае световых волн — дальнодействующим *электромагнитным взаимодействием* с электронами атомных оболочек. Наличие у нейтрона магн. момента приводит к взаимодействию с магн. моментами атомов, на чём основано т. н. магнитное рассеяние нейтронов, не имеющее аналогии в оптике. *Неупругое рассеяние нейтронов* можно сопоставить с *комбинационным рассеянием света*. В отличие от векторной световой волны, нейтронная волна является спинором. Поэтому все поляризац. явления в Н. о., связанные с наличием у нейтрона спина, существенно отличаются от оптических, хотя и здесь есть аналогии; напр., поляризации нейтронов можно (в нек-ром приближении) сопоставить круговую *поляризацию света*. В Н. о. в нек-рых случаях имеет место двойное лучепреломление и дихроизм (см. ниже).

Распространение нейтронных волн в среде. Для нейтронов с энергией $\mathscr{E}$, распространяющихся в свободном пространстве, решением ур-ния Шрёдингера (нерелятивистское приближение) является суперпозиция плоских $\{A_{\mathbf{k}}\exp[i(\omega t - \mathbf{kr})]\}$ и сферических $\{(a_i/r)\exp[i(\omega t - kr_i)]\}$ волн, где $\omega = 2\pi\mathscr{E}/h$ — частота волны, $\mathbf{k} = 2\pi m v/h$ — волновой вектор, $k = |\mathbf{k}|$ — волновое число, $\boldsymbol{r}$ - радиус-вектор точки, r_i — расстояние от i-го точечного источника нейтронных волн или рассеивателя. Конкретное решение зависит от граничных условий задачи и выбирается путём определения соответствующих амплитуд $A_{\mathbf{k}}$ и a_i плоских и сферич. волн.

Анализ задачи о распространении нейтронной волны в среде показывает, что интерференция плоской первичной волны, имеющей волновой вектор $\mathbf{k}$, с рассеянными сферич. волнами приводит к быстрому затуханию первичной волны. Вместо неё в среде распространяется волна с волновым вектором $\mathbf{k}^{\text{ср}}$, величина к-рого даётся соотношением:

$$|\mathbf{k}^{\text{ср}}|^2 \approx |\mathbf{k}|^2 - 4\pi Nb. \qquad (1)$$

Здесь N — число ядер-рассеивателей в единице объёма, b — т. н. когерентная длина рассеяния нейтрона на закреплённом ядре. Длина рассеяния b связана с сечением упругого когерентного рассеяния медленных нейтронов соотношением:

$$\sigma_{\text{упр}}^{\text{ког}} \approx 4\pi b^2,$$

к-рое соответствует рассеянию на непроницаемой сфере радиуса b. Для большинства ядер длина $b > 0$ и по порядку величины равна размеру ядра ($\sim 10^{-12}$ см). Длины рассеяния являются эмпирич. величинами, нерегулярно меняющимися от ядра к ядру (см. *Дифракция нейтронов*). Для среды, содержащей разл. атомные ядра, произведение Nb в ф-ле (1) должно быть заменено на сумму $\sum_i N_i b_i$ по соответствующим сортам ядер i.

Направление распространяющейся в среде волны определяется из условия равенства параллельных границе раздела вакуум — среда компонент волновых векторов $k_{\parallel} = k_{\parallel}^{\text{ср}}$, и ф-ла (1) фактически связывает только нормальные компоненты векторов $k_{\perp}$ и $k_{\perp}^{\text{ср}}$, т. е. $(k_{\perp}^{\text{ср}})^2 = (k_{\perp})^2 - 4\pi Nb$. Отсюда следует известный из оптики закон преломления $\sin\theta = n\sin\theta'$, где θ и θ' — углы падения и преломления, а n — показатель преломления среды для нейтронных волн:

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi}{\mathbf{k}^2} Nb = 1 - \lambda^2 \frac{Nb}{\pi}. \qquad (2)$$

Особые дифракц. явления возникают при прохождении нейтронов через кристаллы, когда интерференция нейтронных волн, рассеянных на регулярно расположенных рассеивателях, приводит к усилению интенсивности волн в направлениях, соответствующих зеркальному отражению от атомных плоскостей кристалла при выполнении *Брэгга — Вульфа условия*: $l\lambda = 2d\cos\theta$, где l — кратность отражения, d — межплоскостное расстояние, θ — угол падения нейтронов на отражающую атомную плоскость.

Т. к. нейтрон обладает массой m, то изменение волнового числа при преломлении на границе среды означает изменение не только его импульса, но и кинетич. энергии. Следовательно, среде можно приписать нек-рый эффективный (оптический) потенциал U. Связь показателя преломления n и U определяется выражением:

$$n^2 = \frac{(\mathbf{k}^{\text{ср}})^2}{\mathbf{k}^2} = 1 - \lambda^2 \frac{2m}{h^2} U. \qquad (3)$$

Сравнивая (2) и (3), получаем:

$$U = \frac{h^2}{2\pi m} Nb. \qquad (4)$$

Т. к. для большинства ядер $b > 0$, то взаимодействие нейтронов со средой, как правило, носит характер отталкивания ($U > 0$). Величина потенциала U мала для всех материалов ($\leqslant 3\cdot 10^{-7}$ эВ). Для тепловых нейтронов с энергией $\mathscr{E} \approx 10^{-2}$ эВ n мало отличается от 1. При $b > 0$ $n^2 < 1$ и уменьшается с уменьшением $\mathscr{E}$. Крайне медленные нейтроны (*ультрахолодные нейтроны*) с энергией $\mathscr{E} < U$ не могут проникнуть внутрь материала и полностью отражаются от его поверхности аналогично отражению световых волн от поверхности металлич. зеркал.

В случае магн. материалов кроме взаимодействия нейтрона с атомными ядрами следует учитывать его взаимодействие с магн. моментами электронных оболо-

чек (см. *Магнитная нейтронография*). Для очень медленных нейтронов необходимо также принимать во внимание и наличие силы тяжести Земли. В результате к оптич. потенциалу добавляются потенциалы $U_м = -\mu B$, $U_{грав} = mgz$, где μ — магн. момент нейтрона, B — магн. индукция, g — ускорение свободного падения, z — высота. Общее выражение для показателя преломления имеет вид:

$$n^2 = 1 - \frac{h^2 Nb}{\pi m^2 v^2} - \frac{2gz}{v^2} \pm \frac{2|\mu B|}{mv^2}. \qquad (5)$$

Неоднородность хим. состава среды, наличие гравитац. и магн. членов в (5) приводят к зависимости n от координат. При этом, как и в оптике неоднородных сред, имеет место искривление лучей. Наличие двух знаков у последнего слагаемого в (5) соответствует двум возможным ориентациям спина нейтрона относительно H. Различие показателя преломления для двух спиновых компонент приводит к магн. двойному лучепреломлению (рис. 1). Пучок нейтронов испытывает последовательно брэгговскую дифракцию на двух кристаллах Si. Расположенная между ними ферромагн. призма по-разному отклоняет нейтроны с ориентацией спина параллельно полю (⊙) и антипараллельно (⊕). В результате дифракц. отражение от 2-го кристалла Si происходит при двух разных поворотах кристалла и регистрируются два пика, соответствующие двум противоположным ориентациям спина нейтрона. Из-за спиновой зависимости ядерных сил двойное лучепреломление имеет место также в среде, содержащей *ориентированные ядра* (ядерный псевдомагнетизм).

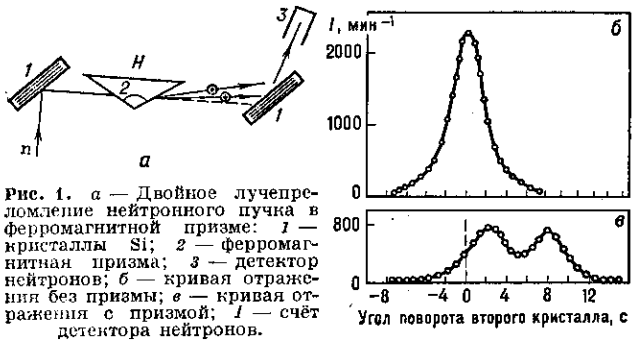


Рис. 1. *а* — Двойное лучепреломление нейтронного пучка в ферромагнитной призме: *1* — кристаллы Si; *2* — ферромагнитная призма; *3* — детектор нейтронов; *б* — кривая отражения без призмы; *в* — кривая отражения с призмой; *I* — счёт детектора нейтронов.

Для того чтобы описать распространение нейтронной волны в среде с учётом её ослабления, пользуются понятием комплексной длины рассеяния $b = b' + ib''$, где $b'' = k\sigma/4\pi$ (согласно т. н. *оптической теореме*), σ — сечение всех процессов, приводящих к ослаблению пучка. Поскольку для холодных нейтронов σ обратно пропорц. скорости нейтрона в среде (закон $1/v$), а $k^{ср} = 2\pi m v^{ср}/h$, то b'' не зависит от кинетич. энергии нейтрона и является эмпирич. константой среды. Как правило, $b'' \ll b'$. Из-за комплексности b комплексными величинами являются U и n^2. В оптике *диэлектриков* и немагн. металлов комплексной является *диэлектрическая проницаемость* $\varepsilon = n^2 = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Сопоставляя это соотношение с (2), получим для нейтронного аналога диэлектрич. проницаемости выражение:

$$\varepsilon' = 1 - \frac{h^2 Nb'}{\pi m^2 U^2}; \quad \varepsilon'' = \frac{h^2 Nb''}{\pi m^2 U^2}. \qquad (6)$$

В Н. о. $|\varepsilon'| \gg |\varepsilon''|$. Если $b' < 0$, то $\varepsilon' > 0$ и имеется полная аналогия с диэлектриками. Однако для большинства материалов $b' > 0$. При этом $\varepsilon' > 0$ только в случае, когда энергия нейтронов $\mathscr{E}$ не слишком мала. Если $\mathscr{E} < U$, то $\varepsilon' < 0$, что характерно для металлов.

В оптике амплитуды отражённой (r) и прошедшей (f) волн (при единичной амплитуде падающей волны) определяются *Френеля формулами*. В Н. о. все особенности преломления и отражения связаны с нормальными к плоскости раздела компонентами скоростей $v_\perp$ и $v_\perp^{ср}$. Поэтому удобно ввести «нормальный» коэф. преломления $n_\perp = v_\perp^{ср}/v_\perp = (1 - v_0^2/v_\perp^2)^{1/2}$, где $v_0 = 2U/m$ наз. граничной скоростью среды. Тогда ф-лы Френеля будут иметь вид:

$$r = \frac{1 - n_\perp}{1 + n_\perp}; \quad f = \frac{2}{1 + n_\perp}. \qquad (7)$$

При $v_\perp < v_0$ ($v_0 \leqslant 6$ м/с) показатель преломления $n_\perp$ становится мнимым, а коэф. отражения $R = |r|^2 = 1$. Это явление, как и в случае рентг. лучей, наз. полным внешним отражением. Наличие поглощения (комплексность потенциала U и соответственно $n_\perp^2$) делает отражение не идеально полным, хотя из-за малости b' по сравнению с b'' коэф. отражения в этом случае отличается от 1 на величину $\sim 10^{-3}$—10^{-4}.

Нейтронно-оптические методы в физических исследованиях. Анализируя дифракц. картину, возникающую при прохождении нейтронов через кристаллич. вещество, можно восстановить пространств. структуру элементарной ячейки кристалла (см. *Нейтронография структурная*). В свою очередь, монокристаллы используются как монохроматоры нейтронов. Явление полного отражения используется для создания зеркальных *нейтроноводов*, с помощью к-рых можно выводить нейтроны из ядерного реактора или др. нейтронного источника на достаточно большие расстояния. Т. к. пока-

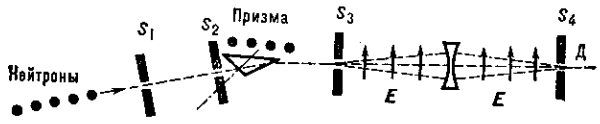


Рис. 2. Прибор для обнаружения заряда нейтрона.

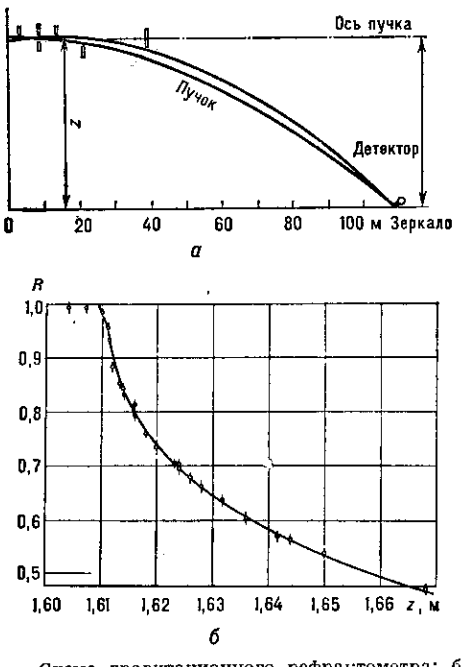
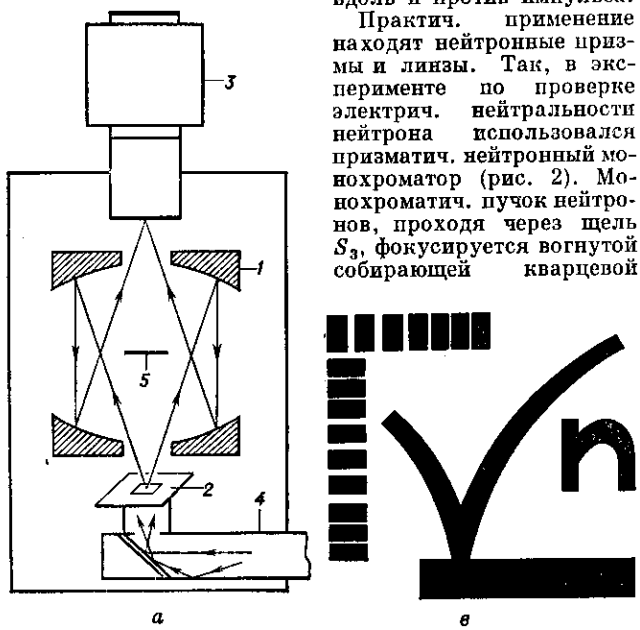


Рис. 3. *а* — Схема гравитационного рефрактометра; *б* — зависимость коэффициента отражения R от z для тяжёлой воды.

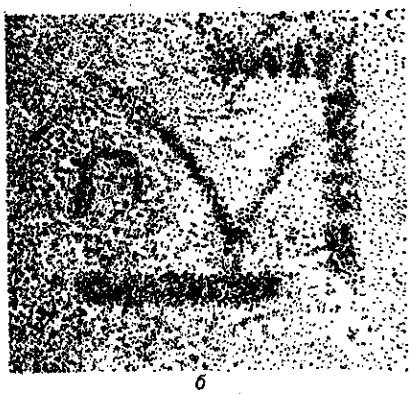
затель преломления определяется не только ядерным составом среды, но и её магн. свойствами, то можно подобрать такие материалы, для к-рых полное отражение имеет место только для одной спиновой компоненты. На этом принципе основано действие поляризующих зеркал и поляризующих нейтроноводов (см. *Поляризованные нейтроны*).

В силу несохранения чётности в ядерных взаимодействиях длина рассеяния нейтрона на ядрах может зависеть от ориентации спина нейтрона относительно его импульса. Это приводит к специфич. двойному лучепреломлению, к-рое может быть обнаружено по вращению плоскости поляризации нейтронов с поперечной относительно импульса поляризацией. Различие же мнимых частей длины рассеяния приводит к различию в ослаблении нейтронных пучков, поляризованных вдоль и против импульса.

Практич. применение находят нейтронные призмы и линзы. Так, в эксперименте по проверке электрич. нейтральности нейтрона использовался призматич. нейтронный монохроматор (рис. 2). Монохроматич. пучок нейтронов, проходя через щель S_3, фокусируется вогнутой собирающей кварцевой



а *в*



б

Рис. 4. *а* — Схема нейтронно-оптического устройства: *1* — зеркала; *2* — объект, просвечиваемый нейтронами; *3* — детектор; *4* — подводящий нейтроновод (стрелками показано направление движения нейтронов); *б* — двумерное изображение объекта; *в* — объект, нанесённый в виде тонкого слоя Ni на кремниевую подложку. Так как Ni обладает значительно большим потенциалом U, чем Si, то области, покрытые Ni, отражают бо́льшую часть спектра падающих на них ультрахолодных нейтронов.

линзой ($n < 1$) на щель S_4, установленную перед детектором Д. Наличие электрич. заряда у нейтрона приводило бы к смещению изображения при включении или изменении знака электрич. поля E.

На использовании нейтронно-оптич. явлений основано большинство методов прецизионного измерения длины (амплитуды) когерентного рассеяния нейтронов b. В их числе измерение сдвига фаз в нейтронном интерферометре, когда в одно из его плеч помещён исследуемый образец; сравнение показателя преломления исследуемого вещества с показателем преломления окружающей среды. В этом методе используется просветление первоначально «мутной» (для нейтронов) взвеси частиц исследуемого вещества в растворе при постепенном изменении хим. или изотопного состава растворителя (фильтр Христиансена). Один из наиб. точных методов измерения длины рассеяния основан на прецизионном измерении граничной скорости v_0 образца с помощью гравитац. рефрактометра. Измеряется зависимость коэф. отражения R нейтронов, имеющих первоначально строго горизонтальную скорость, от высоты z их падения на горизонтальное зеркало (рис. 3, *а*). При этом z полностью определяет нормальную к зеркалу компоненту скорости нейтронов (рис. 3, *б*).

Способность ультрахолодных нейтронов к полному отражению при любых углах падения позволяет хранить их в замкнутых сосудах и измерить период *бета-распада нейтрона* по изменению кол-ва нейтронов в сосуде, а также осуществить эксперименты по обнаружению электрич. дипольного момента нейтрона. Наличие этого момента свидетельствовало бы о T — неинвариантности ядерных взаимодействий (см. *Нейтрон*).

Полное отражение нейтронов с большой длиной волны делает возможным создание различных оптич. устройств, в т. ч. нейтронного аналога зеркального микроскопа (рис. 4, *а*). Контраст в изображении объекта, создаваемый этим прибором, связан с нейтронно-оптич. свойствами вещества, т. е. с его ядерным (изотопным) составом и магн. структурой (рис. 4, *б*, *в*).

Лит.: Юз Д., Нейтронная оптика, пер. с англ., М., 1955; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Франк И. М., Некоторые новые аспекты нейтронной оптики, «Природа», 1972, № 9; Нейтрон. К 50-летию открытия, М., 1983; Sears V. F., Thermal — neutron scattering lengths and cross sections, AECL-8480, Chalk River, Ontario, 1984; Игнатович В. К., Физика ультрахолодных нейтронов, М., 1986.

В. И. Лущиков.

НЕЙТРОННАЯ РАДИОГРАФИЯ — исследование объекта методом облучения нейтронами и регистрации детектором прошедших через объект нейтронов или продуктов ядерных реакций, возникающих при облучении. Н. р. применяется гл. обр. для исследования металлов, сплавов, минералов, водородсодержащих веществ и др. с целью выявления в них неоднородностей, примесей и их пространств. распределения. Метод Н. р. основан на развой вероятности взаимодействия (поглощения, рассеяния) нейтронов с разл. ядрами. Наиб. эффективны *тепловые нейтроны*, обладающие более высокими сечениями поглощения и рассеяния, что позволяет обнаруживать малые концентрации элементов (см. *Активационный анализ*).

Распространённым методом Н. р. является просвечивание объекта коллимированным пучком нейтронов. При этом определяется степень ослабления нейтронного потока в результате поглощения или рассеяния ядрами. Это позволяет судить о внутр. строении и составе объекта. Для регистрации прошедших через образец нейтронов используются экраны-преобразователи (напр., фольги из Gd, Dy, In), к-рые служат источником вторичного излучения, регистрируемого детектором. Участкам образца, содержащим элементы, сильнее поглощающие нейтроны, соответствуют более светлые места на плёнке.

Для получения изображения объекта может также использоваться излучение самого образца, возникающее в нём за счёт ядерных реакций, индуцируемых нейтронами (авторадиография). При этом детектором, находящимся в контакте с образцом, регистрируются либо продукты ядерных реакций (α-частицы, осколки *деления ядер*), либо продукты распада образовавшихся в образце радионуклидов. В этом случае более тёмные места на детекторе соответствуют участкам поверхности образца, содержащим ядра, сильно поглощающие нейтроны и соответственно интенсивнее испускающие вторичное излучение.

Количеств. результаты при обработке нейтронных радиограмм получают, определяя оптич. плотность изо-

бражения на разл. участках плёнки, или подсчётом числа треков на трековом детекторе.

Лит.: Тюфяков Н. Д., Штань А. С., Основы нейтронной радиографии, М., 1975; Флеров Г. Н., Берзина И. Г., Радиография минералов, горных пород и руд, М., 1979.

Ю. С. Замятнин.

НЕЙТРО́ННАЯ СПЕКТРОСКО́ПИЯ — совокупность исследований энергетич. зависимости разл. процессов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами и свойств образовавшихся возбуждённых состояний ядер. Специфич. особенность взаимодействия нейтронов с ядрами связана с отсутствием заряда. Отсюда протекание реакции при низких энергиях нейтронов $\mathscr{E}_n < 1$ МэВ.

Упругое рассеяние нейтронов (n, n′) происходит на всех ядрах и при любых энергиях с заметной вероятностью. При $\mathscr{E}_n$ ниже энергии первого возбуждённого уровня ядра-мишени возможны также неупругие экзотермич. ядерные реакции: радиац. захват нейтрона (n, γ), реакции с вылетом протонов (n, p) и α-частиц (n, α), деление ядер (n, *f*).

Характерная особенность зависимости сечения ядерных реакций от энергии нейтрона $\sigma(\mathscr{E}_n)$ — наличие резонансов (рис. 1). Каждому резонансу соответствует образование определённого состояния *составного ядра*

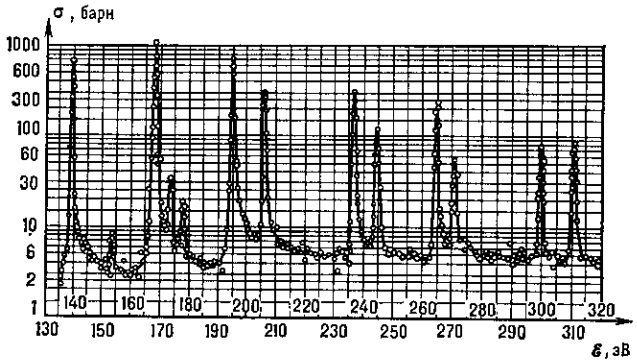


Рис. 1. Нейтронные резонансы.

(компаунд-ядра) с массовым числом $A + 1$ (A — массовое число ядра-мишени) и энергией возбуждения, равной $\mathscr{E}_{св} + \mathscr{E}_0 A/(A + 1)$, где $\mathscr{E}_{св}$ — энергия связи нейтрона в ядре, $\mathscr{E}_0$ — кинетич. энергия нейтрона в максимуме резонанса. Сечение образования составного ядра σ_c в области резонанса описывается *Брейта — Вигнера формулой*:

$$\sigma_c = \pi\lambda^2 \frac{g\Gamma_n\Gamma}{(\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_0)^2 + \Gamma^2/4},$$

Здесь $2\pi\lambda = \lambda = 2{,}86 \times 10^{-11}\mathscr{E}_n^{-1/2}$ — длина волны де Бройля нейтрона (в м), g — статистич. фактор,

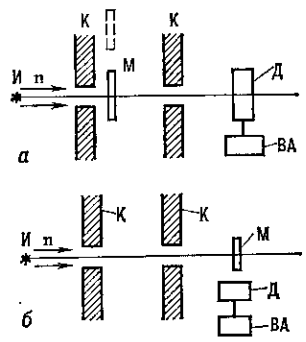


Рис. 2. Схемы экспериментов для измерения нейтронных сечений: *а* — полного, *б* — парциальных.

зависящий от спинов исходного и составного ядер, Γ — полная ширина резонанса, связанная со временем жизни τ образовавшегося возбуждённого состояния ядра соотношением $\Gamma = \hbar/\tau$ (для большинства ядер $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-18}$ с). Вероятность распада составного ядра по тому или иному каналу i определяется парциальными ширинами — нейтронной шириной Γ_n в случае вылета нейтрона (упругое рассеяние), радиационной Γ_γ (вылет γ-квантов), делительной Γ_f и т. д. Полная ширина равна сумме парциальных ширин для данного резонанса:

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \Gamma_\alpha + \ldots$$

Сечение реакции с распадом по каналу i:

$$\sigma_i = \sigma_c \Gamma_i/\Gamma.$$

Полное нейтронное сечение:

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_\gamma + \sigma_\alpha + \sigma_f + \ldots$$

Эксперим. исследование зависимостей $\sigma_t(\mathscr{E}_n)$ и $\sigma_i(\mathscr{E}_n)$ позволяет определить характеристики состояний, образующихся при захвате нейтрона: энергию, полную и парциальные ширины, спин I, чётность π (I^π).

Нейтронный спектрометр. Для измерений энергетич. зависимостей сечений применяют нейтронные спектрометры, гл. обр. спектрометры по времени пролёта (рис. 2). Импульсный источник нейтронов И генерирует нейтроны со сплошным энергетич. спектром в виде короткой вспышки длительностью Δt. При измерении полного сечения σ_t детектор нейтронов Д регистрирует нейтроны при положении мишени М в пучке и вне пучка (К — коллиматоры, рис. 2, *а*). Временно́й анализатор ВА фиксирует интервал времени t между вспышкой источника и моментом регистрации нейтрона в детекторе. Энергия нейтрона (в эВ) связана с временем пролёта t (в мкс) соотношением $\mathscr{E}_n = (72{,}3\ L)^2/t^2$, где L — расстояние между источником нейтронов и детектором (в м). Энергетич. разрешение спектрометра:

$$\Delta\mathscr{E}_n^*/\mathscr{E}_n = 2\Delta t/t = 2\Delta t v/L,$$

v — скорость нейтронов. Т. н. фактор качества, определяемый как $Q/(\Delta t)^2$, где Q — интегральный выход нейтронов из источника, характеризует поток нейтронов на детекторе при заданном энергетическом разрешении.

Нейтронными источниками обычно служат электронные или протонные ускорители с длительностью вспышки $\Delta t \sim 10^{-9} - 10^{-6}$ с и $Q \sim 10^{14}$—10^{16} нейтрон·с$^{-1}$. Большим выходом нейтронов при более длинной вспышке обладают *импульсные реакторы*, применяемые также в качестве бустеров — размножителей нейтронов от импульсных ускорителей.

Полное сечение σ_t взаимодействия нейтрона с ядром определяется соотношением:

$$N/N_0 = \exp(-n\sigma_t),$$

где N — показания (счёт) детектора с мишенью в пучке, N_0 — вне пучка, n — толщина мишени (число ядер на 1 см^2). Для измерения парциальных сечений σ_i детектор Д$_i$, чувствительный только к продуктам i-распада составного ядра, располагается вне пучка нейтронов рядом с мишенью (рис. 2, *б*). Скорость счёта детектора Д$_i$:

$$N_i = \Pi\eta_i[1 - \exp(-n\sigma_t)]\sigma_i/\sigma_t.$$

Здесь П — поток нейтронов в заданном интервале энергии, падающий на всю площадь мишени, η_i — эффективность регистрации детектором продуктов реакции.

При изучении реакций с вылетом заряж. частиц (протонов, α-частиц, осколков деления) используют ионизац. детекторы (ионизац. камеры, пропорциональные счётчики и т. д.) с помещёнными внутри них мишенями, расположенные непосредственно в пучке нейтронов. Это возможно благодаря низкой чувствительности таких детекторов к нейтронам и γ-лучам (см. *Нейтронные детекторы*).

Статистические свойства резонансов. Вероятность образования составного ядра зависит от орбитального момента l налетающего нейтрона. Нейтронная ширина для разных l:

$$\Gamma_n(l) \backsim \mathscr{E}_n^{1/2}(R/\lambda)^{2l}, \qquad (*)$$

где $R \approx 1{,}3\ A^{1/3}$Фм. При низких энергиях нейтронов ($\mathscr{E}_n \lesssim 1$ кэВ) наблюдаются в основном т. н. *s*-резонансы ($l = 0$), значительно слабее *p*-резонансы ($l = 1$); с

более высокими l резонансы не проявляются. С увеличением $\mathscr{E}_n$ роль нейтронов с большими l в образовании составных ядер возрастает. При анализе нейтронных ширин обычно исключают энергетич. зависимость (*) и оперируют с приведёнными нейтронными ширинами Γ_n^l для $\mathscr{E}_n = 1$ эВ.

Для данного ядра Γ_n^l существенно меняются от резонанса к резонансу. Эксперим. данные о флуктуациях s-резонансов подтверждают высказанные С. Е. Портером (C. E. Porter) и Р. Г. Томасом (R. G. Thomas) аргументы в пользу гауссовского распределения амплитуд приведённых ширин $(\Gamma_n^0)^{1/2}$ при нулевом ср. значении. Отсюда следует т. н. χ^2-распределение с одной степенью свободы ($\nu = 1$) для Γ_n^0 (распределение Портера — Томаса):

$$P(x) = (2\pi x)^{-1/2} \exp(-x/2),$$

где $x = \Gamma_n^0/\langle\Gamma_n^0\rangle$.

Аналогичными статистич. свойствами обладают и др. ширины (др. каналы распада). Распределение Портера — Томаса справедливо для ширин, характеризующих вероятности γ-переходов с резонансных состояний, имеющих одинаковые спины и чётность, на один и тот же уровень. Полная радиац. ширина практически не меняется от резонанса к резонансу для тяжёлых ядер, т. к. является суммой большого числа независимо флуктуирующих величин. Для Γ_γ справедливо χ^2-распределение с числом степеней свободы $\nu \lesssim 50$. Для Γ_f и Γ_α характерны $\nu \simeq 2$—4.

Энергетич. интервалы D между соседними резонансами с одинаковыми I и π распределены широко:

$$P(y) = (\pi y/2) \exp(-\pi y^2/4),$$

где $y = D/\langle D\rangle$, причём ср. значение $\langle D\rangle$ уменьшается с ростом A от 10^4 эВ для $A \approx 30$ до 1 эВ для $A \approx 240$. Для соседних ядер-мишеней $\langle D\rangle$ систематически больше для чётных A по сравнению с нечётными из-за меньшей энергии возбуждения ядра. Для *магических ядер* $\langle D\rangle$ существенно возрастает.

Силовая функция. Ср. значения $\langle\Gamma_n^0\rangle$ и $\langle D\rangle$ коррелируют между собой: если каждая из них может отличаться для соседних ядер в десятки раз, то отношение $S_0 = \langle\Gamma_n^0\rangle/\langle D\rangle$ наз. нейтронной силовой ф-цией, изменяется с A слабо и плавно. Силовая ф-ция S_0 имеет максимумы в областях $A \approx 50$ и ≈ 150 ($S_0 \approx 4\cdot10^{-4}$) и минимум при $A \approx 100$ ($S_0 \approx 3\cdot10^{-5}$).

Для $l = 1$ силовая ф-ция S_1 имеет близкие значения и максимумы при $A \approx 100$ и ≈ 240. На зависимости силовой ф-ции от A в значит. степени базировалась *оптическая модель ядра*. Силовая ф-ция непосредственно связана с усреднённым по резонансам сечением образования составного ядра. Для s-резонансов:

$$\langle\sigma_C\rangle = 2\pi^2\lambda^2\sqrt{\mathscr{E}_n}\,S_0.$$

Сходная зависимость справедлива для др. l.

Полное нейтронное сечение σ_t помимо σ_C содержит сечение т. н. потенциального рассеяния $\sigma_\Pi = 4\pi R'^2$, слабо зависящее от энергии нейтронов. Величина R' примерно равна радиусу ядра $R = r_0A^{1/3}$ ($r_0 = 1{,}3\times10^{-13}$ см — размер нуклона), но на плавную зависимость от A накладываются периодич. отклонения, объясняемые в рамках оптической модели ядра.

Сверхтонкие взаимодействия. Информацию о составных возбуждённых ядрах даёт также изучение т. н. сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах. Магн. моменты возбуждённых состояний $\mu_в$ ядра могут быть определены измерением сдвига $\Delta\mathscr{E}_0$ резонансной энергии при поляризации ядер мишени (см. *Ориентированные ядра*):

$$\Delta\mathscr{E}_n \approx f_я H(\mu_0 - \mu_в),$$

где $f_я$ — степень поляризации ядер, H — магн. поле на ядре и μ_0 — магн. момент ядра-мишени. Однако величина $\Delta\mathscr{E}_0 \ll \Gamma$ ($\Delta\mathscr{E}_0 = 3\cdot10^{-6}$ эВ при $f_я = 1$, $H = 10^6$ Э, $\mu_0 - \mu_в$, равной одному *ядерному магнетону*). Это осложняет измерение и ограничивает число доступных изучению ядер. Величины $\mu_в$ определены для ряда резонансов лантаноидов (Tb, Dy, Ho и Er). При этом ср. значение $\langle\mu_в/I\rangle = 0{,}34 \pm 0{,}22$, что согласуется с расчётами в рамках статистической модели ядра.

Электрич. сверхтонкое взаимодействие позволяет получить информацию об изменении распределения заряда в ядре при его возбуждении до энергии, равной энергии связи нейтрона. Т. н. хим. сдвиг нейтронного резонанса, характеризующий изменение энергии резонанса при переходе от одного хим. соединения к другому, определяется выражением:

$$\Delta\mathscr{E}_0 = \frac{2}{3}\pi e^2 Z \Delta\rho_e(0)\Delta\langle r^2\rangle.$$

Здесь $\Delta\rho_e(0)$ — разность электронных плотностей в местах нахождения ядра в этих соединениях, Z — ат. номер, e — элементарный заряд, $\Delta\langle r^2\rangle$ — изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра. Величина сдвига $\Delta\mathscr{E}_0$ того же порядка, что и в случае магн. взаимодействия. Для изотопов U оказалось, что $\langle r^2\rangle$ несколько меньше $\langle r^2\rangle_0$ (невозбуждённого ядра) для резонансов с малой делительной шириной Γ_f и они примерно равны в случае $\Gamma_f > \Gamma_\gamma/2$.

Несохранение чётности. В нейтронных резонансах слабое взаимодействие проявляется в виде эффектов несохранения пространств. *чётности*. Смешивание за счёт слабого взаимодействия состояний составного ядра с разной чётностью (s- и p-резонансы) приводит к различию в сечении p-резонанса для нейтронов с поляризацией параллельно (+) или антипараллельно (—) импульсу:

$$\sigma_\pm^p(\mathscr{E}_n) = \sigma_C^p(\mathscr{E}_n)(1 \pm \mathscr{P}).$$

Здесь σ_C^p — Брейта — Вигнера сечение для неполяризов. нейтронов; $\mathscr{P}$ — коэф. асимметрии, зависящий от матричного элемента смешивания состояний разной чётности и от параметров резонансов. Экспериментально эффект был обнаружен на ядрах ^{81}Br, ^{111}Cd, ^{117}Sn, ^{139}La. Наиб. значение $\mathscr{P} \approx 9\cdot10^{-2}$ наблюдалось у ^{139}La.

Быстрые нейтроны ($0{,}1 < \mathscr{E}_n < 20$ МэВ). Кроме метода времени пролёта широко применяются монохроматич. пучки нейтронов, получаемые на электростатич. ускорителях в реакциях ^{2}H(d, n), ^{3}H(d, n), ^{7}Li(p, n) и др. Помимо характерных для медленных нейтронов упругого рассеяния и радиац. захвата существенный вклад в сечение для средних и тяжёлых ядер дают неупругое рассеяние (n,n′ γ), реакции (n, p), (n, α), а при $\mathscr{E}_n \geqslant 10$ МэВ — реакции (n, 2n), (n, pn) и др. Отд. резонансы наблюдаются только для ядер с $\langle D\rangle \geqslant 10$ кэВ, чаще изучается усреднённое сечение.

Лит.: Пикельнер Л. Б., Попов Ю. П., Шарапов Э. И., Светосильная нейтронная спектроскопия ядер, «УФН», 1982, т. 137, с. 39. *Л. Б. Пикельнер.*

НЕЙТРО́ННАЯ ФИ́ЗИКА — совокупность исследований строения вещества с помощью нейтронов (нейтронного излучения), а также исследования свойств самих нейтронов (их внутр. структуры, процессов распада, эл.-магн. характеристик). В Н. ф. в основном используются нейтроны с энергиями $\mathscr{E}_n$ от 10^7 эВ до 10^{-7} эВ (длины волн де Бройля λ от 10^{-12} до 10^{-5} см). Соответственно этому диапазону энергий и длин волн исследуются микрообъекты размерами от 10^{-12} см при характерных энергиях возбуждения 10^6—10^7 эВ (атомные ядра) до видимых в оптич. микроскоп объектов размерами $\sim10^{-4}$ см (напр., молекулы биополимеров). Отсутствие у нейтрона электрич. заряда и соответственно кулоновского взаимодействия с ядрами и электронами

приводит к тому, что в отличие от заряж. частиц нейтроны любых энергий обладают большой проникающей способностью. Внутри вещества нейтроны в основном взаимодействуют с атомными ядрами, а при больших энергиях — с отд. нуклонами, входящими в состав ядер, и практически «не замечают» электронов атомных оболочек. Характер и интенсивность нейтронно-ядерных взаимодействий существенно зависят от энергии нейтронов $\mathscr{E}_n$, а также от взаимной ориентации спинов нейтрона и ядра.

Нейтроны условно разделяют на энергетич. диапазоны (табл.), отличающиеся методами получения и регистрации нейтронов, а также направлениями их использования.

При любых энергиях и на всех ядрах с заметной вероятностью происходит упругое рассеяние нейтронов.

Энергетическая классификация нейтронов

Нейтроны	Энергия, эВ	Скорость, см/с	Ср. длина волны, см	Ср. темпра T, К
Быстрые	10^5	10^9	10^{-12}	10^{10}
Медленные				
промежуточные	10^4—10^5	10^8	$3\cdot10^{-11}$	10^8
резонансные . .	0,5—10^4	10^7	$3\cdot10^{-10}$	10^6
Тепловые	0,5—$5\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^5$	$2\cdot10^{-8}$	300
Холодные	$5\cdot10^{-3}$—10^{-7}	$4\cdot10^4$	10^{-7}	10
Ультрахолодные	10^{-7}	$5\cdot10^2$	$5\cdot10^{-6}$	10^{-3}

Быстрые нейтроны способны испытывать на ядрах неупругое рассеяние, отдавая часть своей энергии на возбуждение ядра, и вызывать эндотермич. ядерные реакции, напр. (n, 2n), (n, np), (n, α). Сечения этих реакций сравнительно плавно зависят от $\mathscr{E}_n$ (выше характерного для них энергетич. порога), и их исследование позволяет изучать механизм распределения энергии возбуждения между составляющими ядро нуклонами (см. *Ядерные реакции*).

Медленные нейтроны в основном упруго рассеиваются на ядрах или вызывают экзотермич. ядерные реакции. К таким реакциям относится захват нейтрона ядром, сопровождающийся вылетом из ядра одного или неск. γ-квантов (*радиационный захват*). Три др. типа ядерных реакций, энергетически выгодных для ряда ядер после захвата медленного нейтрона,— (n, p), (n, α) и деление ядер. Реакции $^3He(n, p)^3H$; $^{10}B(n,\alpha)^7Li$; $^6Li(n,\alpha)^3H$ используются в нейтронных детекторах, а также (за исключением первой) для защиты от нейтронного излучения. Последняя реакция применяется для пром. получения ^3H. Реакция деления вызывается медленными нейтронами только на наиб. тяжёлых ядрах (U, Th и т. д.).

Термин «резонансные нейтроны» обусловлен наличием резонансных максимумов (нейтронных резонансов) в энергетич. зависимости эффективных сечений $\sigma(\mathscr{E}_n)$ взаимодействия нейтронов с веществом. Исследования с резонансными нейтронами дают возможность изучать спектры возбуждений ядер (см. *Нейтронная спектроскопия*). В области энергии промежуточных нейтронов резонансная структура нейтронных сечений сглаживается из-за перекрытия соседних резонансов, количество к-рых быстро увеличивается с ростом энергии возбуждения ядра. При энергии нейтрона меньше первого резонансного уровня сечение всех ядерных реакций обратно пропорционально скорости нейтрона («закон $1/v$»).

Энергия тепловых нейтронов сравнима с энергией тепловых колебаний атомов в конденсир. веществе (фононов), а длина волны λ — с межатомными расстояниями. Поэтому при прохождении тепловых нейтронов через вещество они могут существенно изменять свою энергию, приобретая или отдавая её тепловым колебаниям атомов или молекул. По наблюдаемой величине таких изменений может быть измерен фононный спектр вещества.

При прохождении пучка тепловых нейтронов через монокристаллы отд. атомы кристаллич. решётки могут рассеивать нейтроны когерентно, что приводит к *дифракции нейтронов* — резкому увеличению рассеяния нейтронов с определённой длиной волны на нек-рый угол θ, связанный с межплоскостным расстоянием в решётке кристалла (d) *Брэгга — Вульфа условием*: $\lambda = 2d\sin\theta$. Т. о., с помощью дифракции нейтронов определяются положения атомов в кристаллах.

Наличие у нейтрона магн. дипольного момента вызывает магн. рассеяние нейтрона на атомных электронах, что даёт возможность изучать магн. структуру и динамику магн. материалов (см. *Магнитная нейтронография*).

Холодные нейтроны используются для изучения медленных диффузионных движений атомов и молекул в разл. средах, а также для исследования белковых *макромолекул*, полимеров, микродефектов и микронеоднородностей в растворах и сплавах (см. *Нейтронография структурная*, *Неупругое рассеяние нейтронов*).

Ультрахолодные нейтроны полностью отражаются от большинства материалов за счёт слабого отталкивающего потенциала, возникающего на границе вакуум — среда. Это отражение может быть описано мнимым показателем преломления для нейтронного излучения с $\lambda > 500$ Å. Ультрахолодные нейтроны способны накапливаться и длит. время (сотни с) храниться в замкнутом сосуде в виде своеобразного нейтронного газа (подробнее см. *Ультрахолодные нейтроны*).

Важное место в Н.ф. занимают исследования самого нейтрона как одной из фундам. частиц, в частности выяснение, обладает ли нейтрон помимо магн. дипольного момента др. эл.-магн. характеристиками: электрич. дипольным моментом, электрич. поляризуемостью, а возможно, и очень малым электрич. зарядом (см. *Нейтрон*).

Практически во всех нейтронно-физ. исследованиях используются моноэнергетич. пучки нейтронов со степенью монохроматизации $\sim10^{-2}$. Интенсивные пучки быстрых нейтронов получаются на ускорителях заряж. частиц из реакций (p, n) и (d, pn). Энергия нейтронов меняется при изменении энергии первичных заряж. частиц, падающих на мишень. Медленные нейтроны могут быть получены за счёт реакции (γ, n) с послед. замедлением нейтронов. Однако в этом случае нейтронные пучки не имеют необходимой монохроматичности (см. *Нейтронные источники*).

Мощными источниками тепловых нейтронов являются спец. исследовательские *ядерные реакторы*, у к-рых внутри замедлителей потоки тепловых нейтронов достигают 10^{15} нейтрон/см$^2\cdot$с. Моноэнергетич. тепловые нейтроны получают с помощью дифракции нейтронов на монокристаллах. Для получения холодных нейтронов используются замедлители, охлаждаемые до темп-ры жидкого азота и даже жидкого водорода (20 К). Ультрахолодные нейтроны выводятся из замедлителей резко изогнутыми вакуумными *нейтроноводами*.

Универсальным методом получения монохроматич. нейтронов является т. н. метод времени пролёта, в к-ром энергия нейтрона $\mathscr{E}_n$ определяется по времени t, затрачиваемому нейтроном на пролёт расстояния L:

$$\mathscr{E}_n = (72{,}3L/t)^2.$$

Для использования этого метода необходимы импульсные источники нейтронов.

Результаты нейтронно-физ. исследований имеют особое практич. значение в связи с проблемами ядерной энергетики, т. к. в процессах цепного деления ядер и термоядерного синтеза нейтроны играют осн. роль (см. *Управляемый термоядерный синтез*).

Лит.: Власов Н. А., Нейтроны, 2 изд., М., 1971; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965.

В. И. Лущиков.

НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ, см. в ст. *Активационный анализ*.

НЕЙТРО́ННО-ДЕФИЦИ́ТНЫЕ ЯДРА — атомные ядра, имеющие меньшее число нейтронов (N) по сравнению со стабильными ядрами с тем же Z (число протонов), наиболее распространёнными в природе. Н. я. нестабильны и испытывают *бета-распад*, сопровождающийся испусканием позитронов (β^+-распад) или захватом электронов с внутр. электронных оболочек (см. *Электронный захват*). По мере уменьшения числа нейтронов Н. я. становятся всё менее устойчивыми: энергия, выделяющаяся при их распаде, увеличивается, а *период полураспада* уменьшается. Н. я. получаются в ядерных реакциях, приводящих к уменьшению отношения N/Z, напр., в реакциях (γ, n), (γ, 2n), (p, n), (p, 2n). *Ю. С. Замятнин.*

НЕЙТРО́ННО-ИЗБЫТО́ЧНЫЕ ЯДРА — атомные ядра с более высоким числом нейтронов (N) по сравнению со стабильными ядрами с тем же Z (число протонов), наиб. распространёнными в природе. Н. я. нестабильны и испытывают *бета-распад*, испуская электроны (β^--распад). По мере увеличения числа нейтронов Н. я. становятся всё менее устойчивыми: энергия β^--распада возрастает, а *период полураспада* уменьшается. Обычно Н. я. образуются путём захвата нейтрона (или последоват. захвата неск. нейтронов) ядром, напр. в *ядерных реакторах*, а также при *делении ядер* тяжёлых элементов, имеющих более высокое отношение N/Z, чем ядра элементов середины периодич. системы элементов. *Ю. С. Замятнин.*

НЕЙТРО́ННЫЕ ДЕТЕ́КТОРЫ — приборы для регистрации и определения энергетич. спектра нейтронов. *Нейтроны* не обладают электрич. зарядом и не оставляют после себя следов (треков) из ионизир. и возбуждённых частиц, появление к-рых вызывает срабатывание большинства *детекторов* частиц. Поэтому Н. д. всегда содержит нек-рое вещество — радиатор (конвертер), ядра к-рого при взаимодействии с нейтронами порождают заряж. частицы или γ-кванты. Для детектирования нейтронов используются разл. виды взаимодействия нейтронов с ядрами.

Упругое рассеяние нейтронов на ядрах. Нейтроны, упруго рассеивающиеся на ядрах, передают им кинетич. энергию (энергию отдачи), к-рая зависит от параметра удара, массы ядра и энергии налетающего нейтрона. Для лёгких ядер (^{1}H, ^{2}H, He) доля передаваемой энергии высока. При центр. ударе нейтрон передаёт протону всю энергию. Для регистрации ядер отдачи используются обычно пропорциональные счётчики, наполненные H_2, CH_4 и ^{4}He до давлений p в неск. атмосфер. Их эффективность η невелика ($\eta \sim 10^{-2} - 10^{-4}$ для $\mathscr{E}_n \sim 0{,}01-20$ МэВ). Этим методом можно регистрировать только нейтроны с $\mathscr{E}_n \gtrsim$ неск. десятков кэВ, т. к. слабую ионизацию от ядер отдачи трудно выделить над шумами аппаратуры и фоном от γ-квантов. Для восстановления спектра регистрируемых нейтронов необходимо измерять помимо энергии протона угол между траекториями нейтрона и протона. Это осуществляется в трековых детекторах — пропорц. и пузырьковых камерах, годоскопах счётчиков, фотоэмульсиях и т. д.

Для детектирования нейтронов больших энергий обычно используются *сцинтилляционные детекторы* с органич. сцинтилляторами (содержащие много водорода) значит. размеров, в к-рых пробеги протонов отдачи l велики (напр., при $\mathscr{E}_n \sim 100$ МэВ в воде $l =$ = 10 см). Спектры нейтронов больших энергий измеряются по отклонению протонов отдачи в магн. поле. Однако этот метод пригоден только для интенсивных потоков нейтронов, т. к. толщина радиатора должна быть мала, чтобы в нём протоны отдачи не испытывали заметного торможения; достаточно малым должен быть и используемый телесный угол, в к-ром протоны вылетают из радиатора. Для $\mathscr{E}_n \sim 1$ ГэВ регистрация нейтронов по протонам отдачи становится малоэффективной, т.к. сечение упругого рассеяния, продолжая монотонно падать, становится меньше сечения *множественного рождения частиц* (см. *Множественные процессы*).

Ядерные реакции с вылетом заряженных частиц. Для детектирования нейтронов обычно применяют 3 реакции (табл.).

Сечение захвата σ и суммарная энергия Q заряженных частиц для $\mathscr{E}_n = 25{,}3$ мэВ

Реакция	σ, барн	Q, МэВ
^{3}He(n,p)^{3}H	5333	0,764
^{6}Li(n,α)^{3}H	940	4,785
^{10}B(n,αγ)^{7}Li	3837	2,791 7% 2,313 93%

Пробеги l в веществе α-частиц и протонов малы, поэтому ядра ^{3}He, ^{6}Li, ^{10}B обычно вводятся внутрь газоразрядных, сцинтилляц. и др. детекторов. Иногда радиатор в виде твёрдого хим. соединения ^{10}B наносится тонким слоем на внутр. поверхность газоразрядного детектора, однако из-за сильного поглощения ядер ^{7}Li и α-частиц в самом радиаторе такие Н. д. по эффективности уступают детекторам, наполненным газообразными радиаторами $^{10}BF_3$, $^{10}BCH_3$, ^{3}He. Из-за «прилипания» электронов к ионам не удаётся создать газовый Н. д. с $p > 1$ атм. Исключение — Н. д. с ^{3}He ($p \leqslant 10$ атм), к-рые имеют $\eta \approx 100\%$ для тепловых нейтронов.

Цилиндрич. газоразрядные Н. д. работают в режимах *ионизационной камеры*, *пропорционального счётчика*, *Гейгера счётчика* и др. Наиб. распространён пропорц. режим, т. к. он позволяет отделить по амплитуде импульсы нейтрона от обычно сопутствующего фона γ-квантов. Импульс на выходе Н. д. (амплитуда $I \sim$ 10 мВ, длительность переднего фронта 1 мкс) запаздывает относительно момента захвата нейтрона на время дрейфа электронов в газе до анода (5 мкс), что определяет разрешающее время τ Н. д.

С увеличением $\mathscr{E}_n$ эффективность падает: $\eta \sim \mathscr{E}_n^{-1/2}$ для $\mathscr{E}_n \lesssim 0{,}1$ МэВ. Поэтому при регистрации быстрых нейтронов Н. д. окружаются водородсодержащим веществом, в к-ром происходит *замедление нейтронов* (это увеличивает τ до 50 мкс). В счётчике Хансена — Мак-Киббена подбором конфигурации замедлителя достигается практически постоянная η в диапазоне $\mathscr{E}_n \sim$ ~10 кэВ — 5 МэВ. Энергию детектируемых нейтронов в диапазоне энергии 0,1—2 МэВ можно определить с помощью пропорционального счётчика, наполненного ^{3}He по смещению пика амплитудного распределения, соответствующего энергии, выделяемой при реакции ^{3}He (n, p)^{3}H, $Q = 0{,}764$ МэВ.

При высоких плотностях ^{3}He для регистрации p и t пользуются сцинтилляц. детектором, причём сцинтиллятором служит сам ^{3}He. Это приводит и к сокращению τ до 10 нс. Сцинтилляц. метод применяется и для регистрации продуктов реакций ^{10}B(n,α)^{7}Li, ^{6}Li(n, α)^{3}H. При этом порошок ^{10}B или соединения ^{6}Li смешиваются с порошком сцинтиллятора ZnS (Ag). Т. к. такая смесь слабопрозрачна, то её можно использовать только в тонких слоях, т. е. для тепловых нейтронов. Более прозрачны борсодержащие жидкие и пластич. сцинтилляторы и литиевые стёкла.

Деление ядер под действием нейтронов. Разлетающиеся осколки деления, обладая большой энергией (~80 МэВ на 1 осколок), образуют на выходе Н. д. импульс с амплитудой в 50—100 раз большей, чем в предыдущих случаях. Радиаторами служат ^{233}U (сечение деления для тепловых нейтронов $\sigma_f = 533$ барн), ^{235}U ($\sigma_f = 580$ барн), ^{239}Pu ($\sigma_f = 750$ барн). Внутр. поверхность ионизац. камеры покрывается тонким слоем делящихся веществ (к а м е р а д е л е н и я). Т. к. пробег осколков в радиаторе мал (8 мг·см$^{-2}$), то даже для толстого слоя ^{235}U эффективность $\eta \leqslant 0{,}1\%$ для тепловых нейтронов. Для увеличения η камеры делаются многослойными (до 20 слоёв). Для снижения собств. фона от спонтанного α-распада делящихся ядер оптимизируют давление газа в камере и расстояние

между электродами (пробеги l у осколков меньше, чем у α-частиц, и плотность ионизации для них в начале трека больше, чем в конце, а для α-частиц — наоборот). Для медленных нейтронов $\eta \sim \mathscr{E}_n^{-1/2}$ и имеет резонансные максимумы в области $\mathscr{E}_n \sim 0{,}5$—100 эВ. Для быстрых нейтронов эффективность камер деления ещё меньше ($\sim 10^{-5}$ на 1 слой). Быстрые нейтроны удобнее регистрировать радиаторами из ^{238}U или ^{232}Th, у к-рых σ_f для тепловых нейтронов $<10^{-5}$ барн (см. *Деление ядер*).

Наиб. простой способ регистрации осколков и их пространств. распределений — по дефектам образованных осколками в приповерхностных слоях нек-рых твёрдых прозрачных материалах (см. *Диэлектрический детектор*). Т. к. эффективность у камер деления низкая, они используются для детектирования интенсивных потоков нейтронов, напр. в системах управления *ядерными реакторами*.

Радиационный захват нейтронов (n, γ) стабильными ядрами (практически всеми и при любых $\mathscr{E}_n$) сопровождается мгновенным γ-излучением ($\tau \sim 10^{-14}$ с). При $\mathscr{E}_\gamma \sim 1$—10 МэВ Н. д. имеет радиатор, содержащий ядра с большим сечением реакции (n, γ), окружённый сцинтилляц. детекторами γ-лучей. Нейтроны с $\mathscr{E}_n$ до неск. десятков кэВ детектируют по мягким γ-лучам ($\mathscr{E}_\gamma = 478$ кэВ) от реакции $^{10}B(n, \alpha\gamma)^7Li$. Регистрация γ-квантов позволяет использовать толстые радиаторы; $\eta \sim 1\%$. Для резонансных нейтронов удобен Н. д. с радиатором, содержащим смесь ядер лантаноидов, обладающих большим сечением $\sigma(n, \gamma)$, с небольшим кол-вом воды. Замедление нейтронов в воде позволяет сгладить зависимость $\eta(\mathscr{E}_n)$, имеющую без воды вид частокола из множества отд. максимумов (нейтронные резонансы, см. *Нейтронная спектроскопия*). Ядра лантаноидов после захвата нейтрона излучают каскад γ-квантов. Это позволяет, включив отд. секции сцинтилляц. детектора γ-квантов в схему совпадений, снизить фон при $\eta \sim 30\%$ и $\tau \sim 10^{-6}$—10^{-7} с.

Радиоактивные индикаторы. Захват нейтрона стабильными ядрами часто приводит к образованию β-активных ядер. Облучённые нейтронами вещества (индикаторы) в виде тонких фольг (Au, In, Ag, Cu и т. д.) помещаются перед детектором β-частиц. Если период полураспада $T_{1/2}$ значительно больше времени облучения индикатора, то по величине β-активности можно определить кол-во нейтронов, попавших в индикатор за время облучения. Измерения абс. β-активности требуют знания телесного угла, поглощения и рассеяния β-частиц в самом индикаторе и стенках детектора. Для относит. измерений нейтронных потоков достаточно ограничиться измерениями β-активностей индикаторов в тождеств. условиях. Так измеряют, напр., пространств. распределение нейтронов в активной зоне реактора. Для измерения интенсивности слабых нейтронных потоков пользуются радиохимич. методом, основанном на *Сциларда — Чалмерса эффекте*. Для детектирования быстрых нейтронов используются реакции (n, p); (n, 2 n); (n, α), пороги к-рых $\sim$10 МэВ, а сечения $\sim$0,5 барна, приводящие к образованию β-активных ядер. Бета-распад короткоживущих ядер радиатора ($T_{1/2} \lesssim 1$с) вызывает электрич. ток в т. н. датчиках прямой зарядки, применяемых для детектирования интенсивных потоков нейтронов.

Детектирование ультрахолодных нейтронов ($\mathscr{E}_n < 5$—10^{-8} эВ) затруднено тем, что такие нейтроны эффективно отражаются от поверхности радиаторов, проникая вглубь на малую глубину ($\sim$150 Å), на к-рой вероятность захвата нейтрона незначительна. Поэтому их предварительно ускоряют в гравитац. и магн. полях, механич. ударом от движущихся поверхностей или с помощью неупругого рассеяния на ядрах Н. Отражение нейтрона становится несущественным, если детектор движется навстречу нейтронам со скоростью, намного превышающей скорости нейтронов. При этом детектируются нейтроны сколь угодно малых энергий, т. е. практически «стоячие» нейтроны с $\eta \sim 100\%$ (см. *Ультрахолодные нейтроны*).

Детектирование нейтронов сверхвысоких энергий ($\mathscr{E}_n > 1$ ГэВ) осуществляется т. н. адронным калориметром с установленным перед ним магнитом, поле к-рого «очищает» пучок нейтронов от фона заряж. частиц. Импульс от калориметра пропорц. $\mathscr{E}_n$ с разрешением по энергии $\Delta\mathscr{E}_n \approx 0{,}8\mathscr{E}_n^{1/2}$ при $\eta \sim 100\%$. Идентификация нейтрона происходит по срабатыванию схемы антисовпадений калориметра с установленным перед ним детектором заряж. частиц (сцинтиллятор, пропорц. камера и т. д.) и по форме ливня (эл.-магн. ливни, вызванные γ-квантами таких же энергий, значительно плотнее и уже адронных, см. *Ионизационный калориметр*).

Пространственное распределение нейтронов измеряется системами идентичных Н. д. или детекторами, в к-рых координата попадания нейтрона определяется по амплитуде, фронту или длительности электрич. сигнала. Такие системы бывают одно- и многомерные и оснащаются малыми ЭВМ.

Лит. см. при ст. *Нейтронная физика, Детекторы.*

А. В. Стрелков.

НЕЙТРО́ННЫЕ ЗВЁЗДЫ — сверхплотные *звёзды*, вещество к-рых состоит в основном из *нейтронов*. Существование Н. з. было предсказано в 30-х гг. 20 в., вскоре после открытия нейтрона. Однако только в 1967 они были обнаружены в виде импульсных источников радиоизлучения — *пульсаров*. Затем было установлено, что Н. з. входят в состав нек-рых *двойных звёзд*, где они проявляют себя как *рентгеновские пульсары* (открыты в 1971), как квазипериодич. вспышечные источники рентг. излучения — *барстеры* (1975) и как источники редких апериодич. рентг. вспышек — транзиенты. Неск. десятков ярких квазистационарных источников рентг. излучения в *Галактике*, возможно, также связаны с Н. з. в двойных системах. На одной из стадий существования Н. з. являются, по-видимому, источниками космич. *гамма-всплесков*. К 1987 открыто ок. 1000 Н. з., из них ок. 400 в виде обычных радиопульсаров, ок. 20 в виде рентг. пульсаров, ок. 50 в виде барстеров и транзиентов и ок. 400 в виде источников гамма-всплесков.

Плотность и масса Н. з. Теория строения звёзд приводит при известных физ. свойствах звёздного вещества к однозначной зависимости массы холодной, невращающейся и немагн. звезды от её центр. плотности ρ_c. На графике этой зависимости (рис. 1) можно выделить два участка, соответствующие устойчивым равновесным

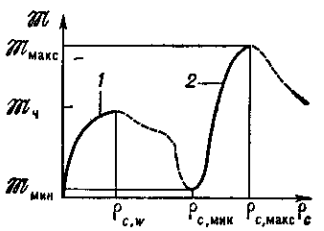


Рис. 1. Качественный вид зависимости массы $\mathfrak{M}$ холодных звёзд от их центральной плотности ρ_c (по горизонтальной оси масштаб не выдержан). Устойчивые конфигурации изображены жирными сплошными линиями, неустойчивые — штриховыми линиями. *1* — белые карлики, *2* — нейтронные звёзды, $\mathfrak{M}_ч$ — предел Чандрасекара для белых карликов.

состояниям звёзд с резко различающимися значениями ρ_c. Участок $\rho_c < \rho_{c,w}$ описывает *белые карлики*, а участок $\rho_{c,мин} < \rho_c < \rho_{c,макс}$ — Н. з. Плотность Н. з. монотонно уменьшается от центра к периферии, тем не менее плотность большей части вещества близка по порядку величины к плотности атомных ядер ($\rho_n = 2{,}8 \cdot 10^{14}$ г/см^3).

Внутр. строение Н. з. определяется гл. обр. зависимостью давления P холодного вещества от ρ, т. е. *уравнением состояния* $P(\rho)$ при $T = 0$К, а также условиями гидростатич. равновесия вещества с учётом эффектов общей теории относительности (ОТО). Эффекты, связанные с распределением темп-ры и др. специфич. свойств Н. з., учитываются в послед. более высоких приближениях теории строения Н. з. Именно эффекты ОТО:

способность энергии создавать гравитац. поле и искривление пространства при наличии сильного гравитац. поля,— определяют существование макс. массы Н. з. $\mathfrak{M}_{макс}$ при конечной центр. плотности $\rho_{с,макс}$. Значения $\mathfrak{M}_{макс}$ и $\rho_{с,макс}$ зависят от вида ур-ния состояния при сверхъядерных плотностях $\rho \gtrsim \rho_n$, поскольку существ. часть вещества Н. з. с массой, близкой к $\mathfrak{M}_{макс}$, оказывается сжатой именно до таких больших плотностей. Определение $P(\rho)$ в этом случае представляет очень сложную задачу ядерной физики и физики элементарных частиц, для решения к-рой необходимы детальные сведения о взаимодействиях нейтронов, протонов и появляющихся при сверхъядерных плотностях мезонов и гиперонов. Различные реалистич. модели сверхплотного вещества приводят к $\mathfrak{M}_{макс} = (1{,}4—2{,}7)\,\mathfrak{M}_\odot$ и $\rho_{с,макс} = (1{,}4—6)\cdot 10^{15}$ г/см^3 соответственно (масса Солнца $\mathfrak{M}_\odot = 1{,}99\cdot 10^{33}$ г). Без учёта упомянутых эффектов ОТО и в предположении, что $P(\rho)$ определяется при любых плотностях свойствами вырожденного газа невзаимодействующих нейтронов, масса Н. з. была бы ограничена значением $\mathfrak{M}_{макс} = 5{,}73\,\mathfrak{M}_\odot$ — т. н. *Чандрасекара пределом* для нейтронного газа, причём $\mathfrak{M}_{макс}$ соответствовала бы бесконечной центральной плотности. Решение задачи о структуре Н. з. с тем же ур-нием состояния газа нейтронов, но в рамках ОТО даёт $\mathfrak{M}_{макс} \approx 0{,}7\,\mathfrak{M}_\odot$ и $\rho_{с,макс} \approx 6\cdot 10^{15}$ г/см^3. В данном случае эффекты ОТО уменьшают предельную массу Н. з. более чем в 8 раз.

Эксперим. данные физики высоких энергий показывают, что с уменьшением расстояния между нуклонами *ядерные силы* притяжения сменяются силами отталкивания. Поэтому при плотностях $\rho \gtrsim \rho_n$ давление вещества Н. з. оказывается больше, чем газа невзаимодействующих нейтронов, т. е. способность звёздного вещества противодействовать сжимающей его силе тяжести увеличивается. В результате $\mathfrak{M}_{макс}$ повышается до указанных выше пределов $(1{,}4—2{,}7)\,\mathfrak{M}_\odot$. Кроме того, отталкивание нуклонов с избытком компенсирует эффект, замедляющий рост давления с увеличением плотности,— рождение новых частиц (мезонов, гиперонов). Разброс предсказываемого значения $\mathfrak{M}_{макс}$ связан с трудностью построения количеств. теории сверхплотного вещества.

Мин. масса Н. з. $\mathfrak{M}_{мин} \approx 0{,}1\,\mathfrak{M}_\odot$ ($\rho_{с,мин} \approx 2\cdot 10^{14}$ г/см^3). Плотность вещества внутри Н. з. с массами, близкими к $\mathfrak{M}_{мин}$, меньше ядерной. Используемое в этом случае ур-ние состояния основывается на богатом эксперим. материале и поэтому даёт достаточно точное значение $\mathfrak{M}_{мин}$. Сам факт существования мин. массы Н. з. связан с тем, что при низких плотностях нейтроны n в силу подверженности *бета-распаду* ($n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$) уже не могут быть преобладающим компонентом вещества. При характерных для Н. з. (в случае $\mathfrak{M} > \mathfrak{M}_{мин}$) высоких плотностях нейтроны устойчивы и не распадаются, поскольку уже небольшой примеси протонов (p) и электронов (e^-) достаточно, чтобы в соответствии с *Паули принципом* эти частицы воспрепятствовали распаду остальных нейтронов.

Структура Н. з. Радиусы Н. з. уменьшаются с ростом массы от $R \approx (100—200)$ км при $\mathfrak{M} \approx \mathfrak{M}_{мин}$ до $R \approx (7—14)$ км при $\mathfrak{M} \approx \mathfrak{M}_{макс}$. Осн. характеристики типичной Н. з. приведены в таблице, а её структура изображена на рис. 2.

Основные характеристики типичной нейтронной звезды с массой $\mathfrak{M} = 1{,}3\,\mathfrak{M}_\odot$

Радиус	$R = 16 — 8$ км
Гравитац. радиус	$r_g = 2G\mathfrak{M}/c^2 = 3{,}9$ км
Плотность в центре	$\rho_c = 4\cdot 10^{14} — 3\cdot 10^{15}$ г/см^3
Мин. период вращения	$\tau_{мин} = (10 — 3)\cdot 10^{-4}$с
Момент инерции	$I = (2 — 0{,}6)\cdot 10^{45}$ г·см^2
Гравитац. красное смещение	$z = 0{,}15 — 0{,}39$
Гравитац. дефект массы	$\Delta\mathfrak{M} = (0{,}08 — 0{,}18)\,\mathfrak{M}_\odot$
	$c^2\cdot\Delta\mathfrak{M} = (1{,}4 — 3{,}2)\cdot 10^{53}$ эрг

Разброс величин в табл. отражает неопределённость ур-ния состояния сверхплотного ($\rho \gtrsim \rho_n$) вещества. Мин. период вращения соответствует равенству гравитац. и центробежной сил на экваторе звезды. В сильном гравитац. поле Н. з. становится заметным т. н. гравитац. *красное смещение* z — относит. увеличение всех длин волн эл.-магн. излучения с поверхности Н. з., регистрируемых далёким наблюдателем [энергия соответствующих фотонов уменьшается в $(1 + z)$ раз]. Определение z для Н. з. по их рентг. и гамма-спектрам (именно в этих диапазонах эл.-магн. волн можно ожидать наиб. интенсивного излучения поверхности Н. з.) представляет собой очень важную, хотя и трудную, задачу совр. астрономии. В силу соотношения $1 + z = 1/\sqrt{1 - r_g/R}$ значение z определяет один из гл. параметров Н. з.— отношение *гравитационного радиуса* $r_g = 2G\mathfrak{M}/c_2$ (здесь G — гравитац. постоянная) к фактич. радиусу R. Др. важный параметр — гравитац. *дефект массы* $\Delta\mathfrak{M}$ — может быть в принципе измерен методами нейтринной астрономии (см. *Нейтринная астрофизика*), поскольку соответствующая ему энергия $\Delta\mathfrak{M}_\odot\cdot c^2$ выделяется в процессе образования Н. з. преим. в виде нейтрино (и антинейтрино) всех трёх типов.

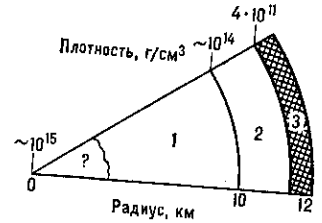


Рис. 2. Примерный схематический разрез нейтронной звезды: *1* — жидкое ядро, состоящее из вырожденных нейтронов с малой примесью вырожденных протонов и электронов; *2* — внутренняя кора, образованная атомными ядрами, переобогащёнными нейтронами (присутствуют также вырожденные электроны и малая примесь свободных нейтронов); *3* — внешняя кора из образующих кристаллическую решётку атомных ядер и вырожденных электронов. Знак вопроса означает неопределённость свойств сверхплотного вещества в центре звезды.

Самые наружные слои не очень молодой и успевшей достаточно остыть Н. з. состоят, по-видимому, из Fe с возможной примесью Cr, Ni, Co, к-рые образуют твёрдую внеш. кору звезды (рис. 2). Плотность вещества быстро увеличивается в глубь звезды и уже на глубине неск. сотен метров достигает $4\cdot 10^{11}$ г/см^3. При такой плотности осн. компонентом вещества оказываются ядра железа и соседних с ним элементов в таблице Менделеева, сильно переобогащённые нейтронами. Поэтому под внеш. корой Н. з. должна находиться твёрдая насыщенная нейтронами внутр. кора, к-рая граничит с жидким ядром, состоящим в осн. из вырожденных нейтронов с малой примесью вырожденных протонов и электронов. Если центр. плотность Н. з. превышает $\sim 10^{15}$ г/см^3, то вблизи центра звезды вещество содержит помимо нуклонов и электронов также мезоны, гипероны и др. элементарные частицы. Свойства сверхплотного вещества при $\rho > \rho_n$ пока ещё известны недостаточно точно. Теоретич. расчёты показывают, что вблизи центра Н. з. (особенно звёзд с $\mathfrak{M} \approx \mathfrak{M}_{макс}$) возможны такие эффекты, как появление пионного конденсата, переход нейтронной жидкости в твёрдое кристаллич. состояние и даже образование кварк-глюонной и гиперонной плазмы. Большое значение для физики Н. з. имеет *сверхтекучесть* нейтронного компонента звёздного вещества, возможная в жидком ядре и во внутр. коре, а также *сверхпроводимость* протонного компонента при плотностях, близких к ядерным.

Образование Н. з. происходит в процессе *гравитационного коллапса* на конечных стадиях эволюции достаточно массивных обычных звёзд (см. *Эволюция звёзд*). Медленная, длящаяся десятки и сотни млн. лет эволюция массивных равновесных звёзд (с массой, по крайней мере в неск. раз превышающей $\mathfrak{M}_\odot$) может привести к тому, что масса их центр. областей, сильно сжавшихся и исчерпавших запасы ядерного горючего,

в пек-рый момент времени окажется больше предела Чандрасекара $\mathfrak{M}_ч \approx 1{,}4\mathfrak{M}_\odot$ для белых карликов. В таком состоянии центр. области звезды не могут существовать долго — охлаждение и продолжающееся увеличение их массы нарушают баланс между силами тяжести и силами давления. В результате очень быстро (за неск. секунд или долей секунды) центр. области звезды сжимаются до ядерных плотностей, подвергаясь одновременно процессу *нейтронизации вещества*,— рождается нейтронная звезда. Массы образующихся таким путём Н. з. могут находиться в пределах $\mathfrak{M}_ч \lesssim \mathfrak{M}_{н.з.} \lesssim \mathfrak{M}_{макс}$. В случае, когда появление Н. з. сопровождается вспышкой *сверхновой звезды*, значит. часть массы звезды выбрасывается в космич. пространство, что указывает на возможность образования Н. з. с массами $\mathfrak{M}_{н.з.} < \mathfrak{M}_ч$. Но образованию Н. з., по-видимому, не всегда сопутствует вспышка сверхновой звезды (возможен «тихий» коллапс). Другую возможность появления Н. з. представляет эволюция белых карликов в тесных двойных звёздных системах. Перетекание вещества со звезды-компаньона на белый карлик постепенно увеличивает его массу, и, когда она достигает $\mathfrak{M}_ч$, белый карлик превращается в Н. з. В этом случае $\mathfrak{M}_{н.з.} \lesssim \mathfrak{M}_ч$ (знак неравенства учитывает гравитац. дефект массы, а также возможный сброс внеш. слоёв белого карлика). В случае, когда перетекание вещества продолжается и после образования Н. з., её масса может со временем значительно увеличиться. При $\mathfrak{M}_{н.з.} > \mathfrak{M}_{макс}$ Н. з. потеряет устойчивость и в результате релятивистского гравитац. коллапса превратится в *чёрную дыру*.

Сильное сжатие центр. областей звёзд при переходе их в Н. з. (уменьшение радиуса более чем в 100 раз) сопровождается, в силу законов сохранения момента кол-ва движения и магн. потока, резким возрастанием скорости вращения и величины магн. поля. Тем самым получают естеств. объяснение быстрое вращение пульсаров и их сильные магн. поля по сравнению с обычными звёздами и белыми карликами. Происхождение сильных магн. полей пульсаров (10^{10}—10^{13}Э) может быть связано также с к.-л. механизмами их возбуждения (напр., с термомагнитными эффектами). Однако центробежные и магн. силы у наблюдавшихся до сих пор пульсаров не столь велики, чтобы существенно влиять на их общую структуру. Поэтому строение Н. з. обычно рассматривают без учёта этих эффектов (напр., пренебрегают отклонениями от сферич. симметрии), а роль магн. поля и вращения учитывают в разл. процессах переноса энергии внутри и вблизи поверхности Н. з. (*изгибное излучение*, *синхротронное излучение*, нейтринное излучение, лучистый перенос энергии и электронная теплопроводность).

Частота образования Н. з. пока ещё не известна с желаемой точностью, что связано с неопределённостями как в теории эволюции звёзд, так и в статистике пульсаров. Обычно принимают, что в Галактике одна Н. з. возникает в среднем раз в 10—30 лет. Поскольку возраст Галактики $\sim 10^{10}$ лет, то в ней должно содержаться около миллиарда Н. з. К настоящему времени зарегистрирована лишь ничтожная часть Н.з. Галактики.

Важнейшие направления исследования Н.з. Определение масс Н. з. в тесных двойных системах (двойные пульсары, рентг. пульсары, барстеры) показало, что их наиб. вероятные значения лежат в пределах $(1—2)\mathfrak{M}_\odot$. Однако неопределённости в значениях $\mathfrak{M}_{н.з.}$ ещё велики: для нек-рых Н. з. не исключены массы $0{,}5\mathfrak{M}_\odot$ и $3\mathfrak{M}_\odot$. По-видимому, наиб. точно определена $\mathfrak{M}_{н.з.}$ для радиопульсара PSR 1913 + 16 в двойной системе: $\mathfrak{M}_{н.з.} = (1{,}41 \pm 0{,}06)\mathfrak{M}_\odot$.

Систематич. измерение периодов радиопульсаров (т. е. периодов вращения τ Н. з.) показало, что вращение пульсаров постепенно замедляется. Замедление связано с превращением кинетич. энергии вращения в энергию излучения пульсаров. Однако на фоне почти монотонного возрастания τ случаются небольшие скачкообразные изменения периода, а также наблюдаются совсем малые хаотич. вариации τ.

Наиб. простое объяснение таких скачков и вариаций сводится к следующему. Постепенное увеличение τ сопровождается изменением центробежной силы и накоплением напряжений в твёрдой коре пульсаров, что время от времени вызывает растрескивание коры, а иногда крупные разломы и звездотрясения. В результате соответствующих изменений момента инерции коры и происходят скачкообразные сбои и незначит. вариации периодов вращения, характерные времена релаксации к-рых определяются степенью «сцепления» коры и сверхтекучего ядра Н. з.

Однако из последующего детального изучения данных наблюдений стало ясно, что происхождение и временно́е поведение изменений τ имеет, по-видимому, более сложную связь со сверхтекучестью имеющихся в звезде нейтронов (как свободных, так и связанных в атомных ядрах). Вращение Н. з. приводит к появлению в их сверхтекучем веществе множества квантованных вихрей. Такие вихри сложным образом взаимодействуют с нормальным (не сверхтекучим) компонентом вещества и с кристаллич. решёткой внеш. коры Н. з. При этом могут развиваться коллективные процессы (не обязательно индуцированные звездотрясениями), к-рые сопровождаются перераспределением момента кол-ва движения между твёрдой корой и ядром Н. з. (момент инерции коры составляет лишь 10^{-1}—10^{-2} от полного момента инерции Н. з.). Наблюдения временны́х характеристик изменений периодов радио- и рентг. пульсаров содержат важную информацию о сверхтекучести вещества Н. з., о свойствах их коры и о физ. условиях в их недрах. Напр., соответствующие данные для пульсара в Крабовидной туманности позволили оценить темп-ру в центре Н. з. $T_c \approx 4 \cdot 10^8$ К.

Наблюдения в рентг. диапазоне около десятка молодых *остатков вспышек сверхновых* звёзд в нашей Галактике, в к-рых либо присутствуют достаточно горячие Н. з. (Крабовидная туманность, туманность в созвездии Парусов), либо можно ожидать их присутствие, позволили установить верх. пределы для *эффективных температур* $T_э$ этих Н. з. Пределы оказались близкими к $(1—2) \cdot 10^6$ К. В частности, для пульсаров в Крабовидной туманности и туманности в Парусах, а также для Н. з., предполагаемой в остатке сверхновой RCW 103, было получено $T_э < 2{,}0 \cdot 10^6$ К, $1{,}5 \cdot 10^6$ К и $2{,}2 \cdot 10^6$ К соответственно. Не исключено, что в этих трёх случаях верх. пределы близки к реальным значениям $T_э$.

Теория охлаждения Н. з. в общем согласуется с данными наблюдений. Скорость охлаждения Н. з. зависит от влияния на механизмы переноса энергии и теплоёмкость её вещества сверхтекучести, сверхпроводимости, магн. поля и ряда др. свойств вещества в сверхплотном состоянии. Поэтому сопоставление теории остывания Н. з. с будущими более тонкими наблюдениями обещает стать одним из эфф. способов исследования структуры Н. з. и физ. свойств ядерной материи.

Большие перспективы в изучении Н. з. связываются с успехами нейтринной астрономии, к-рая в принципе позволяет определить параметры мощного всплеска нейтринного излучения, сопровождающего рождение Н. з. Впервые такой всплеск нейтринного излучения был зафиксирован подземными нейтринными детекторами в момент вспышки сверхновой в Большом Магеллановом Облаке 23 февр. 1987. Измерения нейтринного излучения позволяют не только непосредственно измерить дефект массы нейтронных звезд, но и проследить за самим процессом образования нейтронных звёзд.

Изучение Н. з. превратилось в одну из самых увлекательных и богатых открытиями областей астрофи-

зики. Экстремальные физ. условия в Н. з. делают их уникальными естеств. лабораториями, представляющими обширный материал для исследования физики ядерных взаимодействий, элементарных частиц и теории гравитации.

Лит.: Гинзбург В. Л., О физике и астрофизике, 3 изд., М., 1980; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюции звезд, М., 1971; Шакура Н. И., Нейтронные звезды и «черные дыры» в двойных звездных системах, М., 1976; Смит Ф. Г., Пульсары, пер. с англ., М., 1979; Манчестер Р., Тейлор Дж., Пульсары, пер. с англ., М., 1980; Шапиро С., Тьюколски С., Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1985.

Д. К. Надёжин.

НЕЙТРО́ННЫЕ ИСТО́ЧНИКИ — устройства для получения нейтронных пучков. Действие всех типов источников основано на использовании ядерных реакций, сопровождающихся вылетом нейтронов. Н. и. характеризуются интенсивностью (число нейтронов в 1 с), энергетических и угловых распределениями, степенью поляризации нейтронов (см. *Поляризованные нейтроны*) и режимом испускания (непрерывным или импульсным).

Простейшие Н. и. (радиоизотопные) содержат либо спонтанно делящиеся ядра (напр., ^{252}Cf), либо однородную смесь порошков Be и α-активного нуклида (^{210}Po, ^{226}Ra, ^{239}Pu, ^{241}Am), излучающую нейтроны в результате реакции $^{9}Be + {}^{4}He = {}^{12}C + n$. Макс. мощность таких Н. и. ($\sim 10^8$ нейтрон/с) ограничена допустимой активностью радиоакт. препаратов. Достоинства радиоизотопных Н. и. — малые габариты, портативность и стабильность (хотя мощность источника плавно падает в соответствии с периодом полураспада радиоакт. нуклида). Их недостатки, кроме низкой мощности,— широкий энергетич. спектр нейтронов (0,1 — 12 МэВ) и высокий уровень сопровождающего γ-излучения.

Более мощные Н. и., испускающие $10^7 — 10^{13}$ с$^{-1}$,— небольшие эл.-статич. ускорители, в к-рых ядра дейтерия ^{2}H, ускоренные до энергии $\sim$ 200 кэВ, бомбардируют мишень, содержащую тритий ^{3}H. В результате реакции $^{2}H + {}^{3}H = {}^{4}He + n$ образуются практически моноэнергетич. нейтроны с энергией $\sim$ 14 МэВ. Такие Н. и. используются для нейтронного *активационного анализа*, нейтронного каротажа, *нейтронографии*.

Еще более мощными Н. и. являются исследовательские *ядерные реакторы*, испускающие $5\cdot10^{16}$ с$^{-1}$ на каждый МВт мощности реактора. Реактор как Н. и. обычно характеризуется не полным кол-вом испускаемых нейтронов, а макс. плотностью N их потока (яркость) внутри активной зоны или замедлителя реактора. В исследовательских реакторах N достигает 10^{15} с$^{-1}$ с 1 см^2. Хотя в реакции *деления ядер* ср. энергия образующихся нейтронов $\sim$ 2 МэВ, в результате замедления нейтронов в конструкц. элементах и замедлителе спектр нейтронов обычно сильно обогащён тепловыми нейтронами (максимум в области 0,06 эВ). Ещё большая яркость $\sim 10^{17}$ с$^{-1}$ с 1 см^2 (в импульсе длительностью 100 мкс) достигается в *импульсных реакторах*.

Высокая плотность потока нейтронов получается также при использовании мощных электронных или протонных ускорителей (см. *Нейтронный генератор*).

В. И. Лущиков.

НЕЙТРО́ННЫЙ ГЕНЕРА́ТОР — установка для получения нейтронных пучков высокой интенсивности, состоящая из *сильноточного ускорителя* заряж. частиц (протонов, дейтронов, электронов) и мишени — конвертора. Интенсивные импульсные потоки нейтронов получают с помощью протонных ускорителей — т. н. *мезонных фабрик*, в к-рых нейтроны непосредственно выбиваются протонами из ядер. При энергии протонов 1 ГэВ каждый протон выбивает из урановой мишени до 30—50 нейтронов. Напр., Лос-Аламосская мезонная фабрика (США) с накопит. кольцом генерирует пучки нейтронов (при длительности импульса 250 нс и частоте повторения 12 Гц) интенсивностью ок. 10^{16} с$^{-1}$.

Генерирование мощных нейтронных потоков предусматривается также в нек-рых проектах каонных (адронных) фабрик. Так, в адронной фабрике в Японии планируется, в частности, получение потока нейтронов в надтепловой и холодной областях спектра (на единичный интервал энергии) в ср. более 10^{17} см$^{-2}$ с$^{-1}$ эв$^{-1}$, а в ультрахолодной области более 10^5 см$^{-2}$ с$^{-1}$.

В электронных ускорителях нейтроны получаются в результате фотонейтронной реакции (γ, n) от тормозного излучения электронов, падающих на вольфрамовую или урановую мишень. При энергии электронов 30 МэВ генерируется 1 нейтрон на 100 электронов. Наиб. крупным электронным ускорителем, используемым для получения интенсивных импульсных потоков нейтронов (до $3\cdot10^{14}$ с$^{-1}$), является линейный ускоритель «ORELA» (Ок-Ридж, США) с энергией электронов 140 МэВ, импульсным током до 20 А, длительностью импульса 7—20 нс, частотой повторения 10^3 Гц.

Перспективны Н. г. на основе мощных *линейных ускорителей* протонов и дейтронов на энергии 1 — 1,6 ГэВ с током 0,1 — 1 А. В мишенях таких Н. г. реализуются ядерные реакции расщепления дейтрона на протон и нейтрон, к-рые дают высокий выход нейтронов и возможность управления их потоками. Напр., при токах протонов $\sim$ 100 мА энергии 1 ГэВ на мишенях из Pb, Bi, U генерируются потоки нейтронов до 10^{19} с$^{-1}$. Н. г. типа предполагается использовать для исследования радиационной стойкости материалов, исследований в области ядерной физики и химии. Обсуждаются возможности их применения с мишенями из делящихся материалов для получения ядерного горючего (^{239}Pu, ^{233}U) в пром. масштабах. Мощные Н. г. предполагается также использовать для перевода долгоживущих радионуклидов, содержащихся в «отходах» ядерных реакторов, в короткоживущие (трансмутация), для «наработки» трития (через мишень, содержащую отходы, прокачивают жидкий Li), а также для получения трансурановых элементов (напр., ^{252}Cf).

Лит.: Технологические аспекты ядерных энергетических систем с воспроизводством топлива, под ред. Г. Бауэра, А. Макдональда, пер. с англ., М., 1988.

Б. П. Мурин.

НЕЙТРОНОВО́Д — канал, по к-рому распространяется направленный поток нейтронов. В простейшем случае Н. служит прямая вакуумированная труба, окружённая защитой для поглощения нейтронов, выходящих через боковые стенки Н. Надтепловые нейтроны (с энергией $\mathscr{E} > 0{,}1$ эВ) практически не взаимодействуют с внеш. полями (маги., гравитационным) и поэтому распространяются по Н. прямолинейно по законам геом. оптики. Для формирования пучков внутри Н. устанавливаются коллиматоры из материалов, поглощающих нейтроны. Плотность потока нейтронов в таких Н. уменьшается как $1/r^2$, где r — расстояние от центра источника нейтронов. Обычно применяются Н. длиной 10—1000 м, диам. 5—50 см с входными и выходными окнами из Al, толщиной 1—2 мм, откачанные до давления 1—2 Па. Н. используются для вывода сформиров. пучков нейтронов из источника (реактор, ускоритель), а также в сочетании с импульсными нейтронными источниками в *нейтронной спектроскопии* по времени пролёта.

Для нейтронов с энергией $\mathscr{E} < 0{,}1$ эВ используются зеркальные Н., основанные на полном отражении нейтронов от стенок Н. Упругое когерентное рассеяние нейтронов на атомных ядрах в стенках Н. эквивалентно действию на нейтроны небольшого отталкивающего потенциала $U \lesssim 2—3\cdot10^{-7}$ эВ (для Ni, Be, графита). Поэтому нейтроны с энергией $\mathscr{E}_0$, падающие на гладкие (зеркальные) стенки Н. под углами $\alpha < (U/\mathscr{E}_0)^{1/2}$,

полностью отражаются обратно внутрь Н. (см. *Нейтронная оптика*). Начиная с $r = d(\mathscr{E}/U)^{1/2}$ (d — поперечные размеры), полное отражение от стенок должны испытывать все нейтроны с энергией $\mathscr{E} < \mathscr{E}_0$, и плотность потока таких нейтронов в Н. будет оставаться почти постоянной. Нек-рые потери нейтронов возникают за счёт диффузного отражения от шероховатостей стенок и слабого поглощения в тонком поверхностном слое (толщиной ~200 Å), соответствующем глубине проникновения нейтрона в стенки при полном отражении. Для тепловых нейтронов с $\mathscr{E} = 0{,}025$ эВ и стенок из Ni ($U = 2 \cdot 10^{-7}$ эВ) макс. угол скольжения $\alpha = 10'$. Обычно зеркальные Н. изготовляют из полиров. стеклянных пластин с напылённым на поверхность тонким (1—2 мкм) слоем Ni. Пластины склеиваются в Н. коробчатого сечения.

Если зеркальный Н. плавно изогнуть с радиусом изгиба $R = 2d'\mathscr{E}_0/U(d'$ — размер Н. в плоскости изгиба), то он может служить фильтром, пропускающим нейтроны с $\mathscr{E} < \mathscr{E}_0$. Кроме того, пучок на выходе изогнутого зеркального Н. свободен от γ-излучения, неизбежно испускаемого нейтронными источниками. Зеркальные Н. используются также и как поляризаторы медленных нейтронов. С этой целью отражающий слой изготовляется из ферромагнетика, для к-рого отталкивающий нейтроны потенциал стенок равен $U' = U \pm \mu B$, где μ — магн. момент нейтрона, B — индукция магн. поля в ферромагн. слое, знаки $\pm$ соответствуют двум ориентациям спина нейтрона. В нек-рых материалах (напр., сплав 50% Fe + 50% Co) $U = |\mu B|$ и полное отражение имеет место только для одной из возможных проекций спина нейтрона (см. *Поляризованные нейтроны*). *Ультрахолодные нейтроны* ($\mathscr{E} < U$) испытывают полное отражение от стенок Н. при любых углах падения и распространяются по Н. произвольной формы как сильно разреженный газ.

Лит. см. при ст. *Нейтронная оптика.* *В. И. Лущиков.*

НЕЙТРОНОГРА́ФИЯ — совокупность методов исследования структуры и свойств вещества с помощью рассеяния нейтронов низких энергий ($\mathscr{E} \leqslant 1$ эВ). Длина волны де Бройля медленных нейтронов соизмерима с межатомными расстояниями в конденсир. средах, что позволяет изучать взаимное расположение атомов (см. *Нейтронография структурная*). Масса и кинетич. энергия нейтрона соизмеримы с массой атома и энергией межатомных взаимодействий в веществе, что позволяет с помощью *неупругого рассеяния нейтронов* исследовать динамич. свойства отд. атомов и молекул в среде. Магн. момент нейтрона взаимодействует с магн. моментами атомов, что позволяет по интенсивности и поляризации магн. рассеяния определять величины магн. моментов атомов, их взаимное расположение и ориентацию, динамич. свойства (см. *Магнитная нейтронография*). Н. применяется для исследования структурных, динамич. и магн. свойств практически всех известных форм конденсир. состояния вещества, от простых жидкостей и кристаллов до биологических макромолекул.

Рассеяние нейтронов веществом принято классифицировать по след. признакам: по изменению энергии нейтрона при рассеянии (упругое, неупругое); по характеру взаимодействия, ответственного за рассеяние (ядерное, магнитное); по степени когерентности нейтронных волн, рассеянных от множества центров, образующих изучаемое вещество. В общем случае интенсивность нейтронной волны, рассеянной малым объёмом вещества, можно представить в виде двух слагаемых, первое из к-рых пропорц. числу рассеивающих центров N (некогерентная составляющая), второе — N^2 (когерентная составляющая). Когерентная составляющая проявляется в виде пиков на нейтронограмме, некогерентная определяет фон. Некогерентная составляющая нечувствительна к структуре вещества, отражает взаимодействие нейтрона с отд. рассеивающими центрами (дефектами, примесями) и даёт информацию только о динамич. свойствах отд. рассеивателей (атомных ядер, магн. моментов, молекул). Когерентная составляющая является структурно-чувствительной и позволяет получать информацию о структуре вещества, коллективных динамич. свойствах.

Отличия Н. от методов, использующих рассеяние др. частиц (*электронографии*, *рентгеновского структурного анализа*, *рассеяния света*), связаны со свойствами нейтрона: отсутствием электрич. заряда, наличием массы покоя и взаимодействием с веществом только посредством ядерных и магн. сил, а также с высокой проникающей способностью нейтрона, возможностью обмениваться со средой значит. частью кинетич. энергии, изотропией амплитуды ядерного рассеяния и её нерегулярной зависимостью от массового числа A и заряда Z ядра. Н. является единственным методом, пригодным для исследования нек-рых свойств конденсированных сред, и часто применяется в физике твёрдого тела, жидкостей, физической химии, молекулярной биологии и др.

Нейтронографич. исследования проводятся в научных центрах, располагающих мощными *нейтронными источниками* — исследовательскими ядерными реакторами или ускорителями частиц с мишенью, производящей нейтроны. В СССР такими центрами являются ИАЭ, ОИЯИ (Дубна), ЛИЯФ (Гатчина) и др. Осн. зарубежные центры — Ин-т Лауэ — Ланжевена (Гренобль, Франция), Брукхейвенская нац. лаборатория (Нью-Йорк, США), лаборатория Резерфорда — Аплтон (Великобритания) и др.

Лит. см. при ст. *Нейтронография структурная.*

А. М. Балагуров, Ю. М. Останевич.

НЕЙТРОНОГРА́ФИЯ СТРУКТУ́РНАЯ — исследования атомной структуры конденсир. сред методом дифракции нейтронов низких энергий на атомных ядрах (упругого когерентного рассеяния). В Н. с. используются нейтроны с длиной волны де Бройля $\lambda \geqslant 0{,}3$ Å.

Рассеяние нейтронной волны на одиночном ядре описывается с помощью т. н. амплитуды рассеяния b, имеющей смысл амплитуды сферич. волны, испускаемой ядром, если на него падает плоская возбуждающая волна единичной амплитуды. Амплитуда рассеяния зависит от массового числа ядра A, его заряда Z, а также от относит. ориентации спинов нейтрона и ядра. Поэтому сумма сферич. волн, рассеянных ансамблем нетождеств. ядер, состоит из слагаемых с разл. амплитудами. В Н. с. важна усреднённая амплитуда $\langle b \rangle$, наз. когерентной амплитудой рассеяния. Усреднение амплитуд проводится по спиновым состояниям, изотопному и химическому составу ансамбля ядер, эквивалентных в структурном отношении. Среднеквадратичная флуктуация $\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2$ определяет интенсивность некогерентного рассеяния. Интенсивность когерентного рассеяния — *дифракции нейтронов* зависит от атомной структуры вещества, тогда как интенсивность некогерентного рассеяния к структуре нечувствительна.

Для наблюдения дифракции нейтронов на исследуемый объект (образец) объёмом V направляют коллимированный пучок нейтронов с волновым вектором $\mathbf{k}_0$ и регистрируют интенсивность I рассеянных нейтронов, имеющих волновой вектор $\mathbf{k}$ той же длины, но др. ориентации ($k = k_0 = 2\pi/\lambda$). Интенсивность является ф-цией т. н. вектора рассеяния $\varkappa = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$, $\varkappa = 4\pi \sin\theta/\lambda$, где 2θ — угол рассеяния:

$$I(\varkappa) = |A|^2 = \left| \int_V \rho(\boldsymbol{r}) \exp(i\varkappa \boldsymbol{r}) dV \right|^2. \qquad (1)$$

Здесь A — амплитуда рассеянной нейтронной волны, $\boldsymbol{r}$ — пространств. координата точки. Соотношение (1) показывает, что рассеянная нейтронная волна — сумма волн, рассеянных элементарными объёмами dV, каждая из к-рых имеет амплитуду $\rho(\boldsymbol{r})dV$ и фазовый множитель $\exp(i\varkappa\boldsymbol{r})$; $\rho(\boldsymbol{r})$ наз. плотностью когерентной амплитуды рассеяния нейтронов. Задачей Н. с. явля-

ется извлечение из наблюдаемой зависимости $I(\varkappa)$ сведений о ф-ции $\rho(r)$, описывающей исследуемую структуру.

Кристаллы. Кристаллы обладают периодич. атомной структурой. Положение атома в кристалле может быть задано вектором $r_{Nj} = p_j + t_N$, где p_j указывает на положение j-го атома в N-й элементарной ячейке, а t_N — задаёт положение N-й ячейки в кристалле. Плотность амплитуды рассеяния:

$$\rho(r) = \sum_{Nj} b_{jN}\delta(r - r_{Nj}),$$

где b_{jN} характеризует вероятность рассеяния нейтрона каждым ядром, а δ-функция указывает положение ядра. Суммирование ведётся по всем атомам кристалла. Величины b определяются на кристаллах с известной структурой или методами *нейтронной оптики*. Значение b установлено для 150 (из 276) стабильных нуклидов, в т. ч. практически для всех нуклидов первой половины периодич. системы элементов.

Интенсивность пучка рассеянных нейтронов пропорц. дифференц. сечению рассеяния, к-рое для одной элементарной ячейки кристалла имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left|\sum_j b_j \exp(i\varkappa p_j)\right|^2 \frac{(2\pi)^3}{V_c}\,\delta(\varkappa - 2\pi H). \qquad (2)$$

Здесь V_c — объём элементарной ячейки, H — вектор *обратной решётки*, задаваемой с помощью *индексов кристаллографических* (h, k, l). Дельта — ф-ция в (2) показывает, что рассеяние нейтронов будет наблюдаться в виде узких дифракц. максимумов интенсивности (рефлексов) при $\varkappa = 2\pi H$, т. е. при выполнении *Брэгга — Вульфа условия*. Множество векторов $H(h, k, l)$ задано трансляц. симметрией кристалла, поэтому по совокупности векторов H, для к-рых наблюдаются дифракц. максимумы, можно определить размеры и симметрию элементарной ячейки.

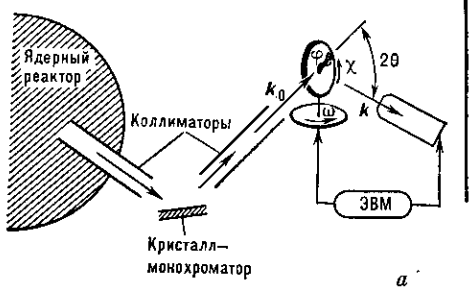
Комплексная величина $F(\varkappa) = \sum_j b_j \exp(i\varkappa p_j)$ наз. структурной амплитудой. Т. к. $\varkappa = 2\pi H$, то $F(\varkappa) = F(h, k, l) = F(H)$. Квадрат модуля $|F(\varkappa)|^2$ определяет интенсивность дифракц. максимума, к-рая, т. о., зависит от совокупности $\{b_j, p_j\}$, полностью описывающих структуру элементарной ячейки. Восстановление сорта ядер (b_j) и их расположения в элементарной ячейке (p_j) производится по совокупности измеренных значений $F(H)$ с помощью обратного преобразования Фурье (фурье-синтеза, или «свёртки»):

$$\rho(p) = \frac{1}{V_c}\sum_H F(H)\exp(-2\pi i H p).$$

Эта схема решения структурной задачи является упрощённой. Тепловые колебания ослабляют интенсивность пиков. Учёт тепловых колебаний атомов в кристалле приводит к умножению каждого слагаемого в (2) на $\exp(-W_j)$, где $W_j = \varkappa^2\langle u_j\rangle$ — *Дебая — Уоллера фактор*, $\langle u_j\rangle^2$ — среднеквадратичная проекция амплитуды тепловых колебаний ядра на направление $\varkappa$. Ослабление прямого и дифрагированного пучков происходит в реальном кристалле также из-за поглощения и рассеяния нейтронов (э к с т и н к ц и и). Др. трудность связана с тем, что измеряемая интенсивность дифракц. максимумов пропорц. квадрату модуля структурной амплитуды $|F(H)|^2$ и информация о её фазе оказывается утраченной; для $\rho(r)$ при этом нет однозначного решения.

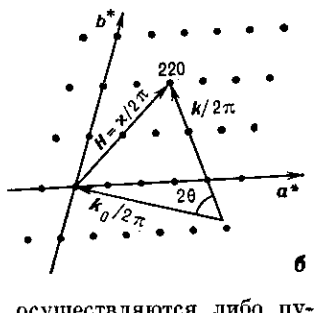
Для определения фазы $F(H)$ используются ядра, обладающие низколежащими нейтронными резонансами (см. *Нейтронная спектроскопия*), вблизи к-рых b становится комплексной величиной и сильно зависит от λ (^{113}Cd, ^{149}Sm, ^{155}Gd и ^{157}Cd). Если структура содержит один из этих нуклидов, его положение определяется методом Паттерсона (см. *Рентгеновский структурный анализ*), а затем из анализа интенсивностей рефлексов, измеренных при неск. λ, вычисляются фазы $F(H)$. При этом достигается различие интенсивностей для рефлексов соответствующих H и $-H$ порядка 10%. Др. способ определения фаз структурных амплитуд состоит в замещении одного из компонентов структуры его изотопом (см. ниже).

Экспериментальные методы. Измерение интенсивностей и положений большого числа (10^2—10^3) дифракц. максимумов осуществляется с помощью н е й т р о н н ы х д и ф р а к т о м е т р о в. Их разнообразие связано с разными типами *нейтронных источников*, способами монохроматизации нейтронов и их регистрации. На ядерных реакторах непрерывного действия в основном применяется т. н. д в у х о с н ы й д и ф р а к т о м е т р (рис. 1, *а*). Поток нейтронов с максвелловским



а

Рис. 1. *а* — схема двухосного дифрактометра на ядерном реакторе; *б* — построение Эвальда, a^*, c^* — оси координат обратного пространства.



б

распределением скоростей (т. е. λ) коллимируется, монохроматизируется (вектор $\mathbf{k}_0$ фиксируется по величине и направлению) и попадает на исследуемый кристалл, укреплённый на трёхосевом гониометре. Вращением кристалла вокруг осей ω, χ, φ и детектора Д (выбор угла 2θ) любой вектор H обратной решётки совмещается с $\varkappa$ и наблюдается дифракц. максимум. Поиск и измерение обычно осуществляются либо путём малых поворотов исследуемого кристалла (обычно т. н. ω-сканирование, при к-ром производится поворот вектора $\varkappa$ в обратном пространстве, а его длина остаётся неизменной), либо согласованным поворотом кристалла и детектора (ω — 2θ-сканирование), при к-ром изменяется длина $\varkappa$, но не меняется его ориентация (рис. 1,*б*). Для кристалла единичного объёма интегральная интенсивность рефлекса

$$I(h,k,l) = \Phi_0\frac{\lambda^3}{\sin 2\theta}\frac{|F(h,k,l)|^2}{V_c^2}A(\lambda,\theta)Y(\lambda,\theta),$$

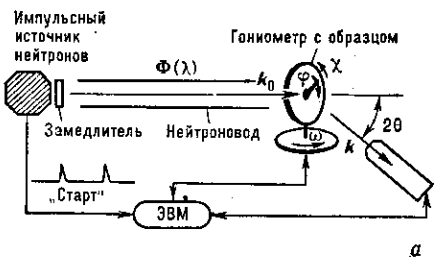
где Φ_0 — поток монохроматизир. нейтронов на образце, A и Y — множители, учитывающие поглощение и экстинкцию.

В случае импульсных источников нейтронов (рис. 2,*а*) на кристалл попадает немонохроматич. поток нейтронов (вектор $\mathbf{k}_0$ фиксирован только по направлению) и рассеяние наблюдается при постоянном угле 2θ. Вращением кристалла совмещаются только направления векторов H и $\varkappa$. Детектор регистрирует (разделённые по времени пролёта нейтронов от источника до детектора) дифракц. максимумы отражений от кристаллографич. плоскости всех порядков. Интенсивность I измеряется как ф-ция времени пролёта или, что эквивалентно, как ф-ция λ нейтронов. При фиксир. положениях кристалла и детектора направление $\varkappa$ в обратном пространстве сохраняется (рис. 2,*б*), а его длина пробегает

интервал $\Delta\varkappa = 4\pi\sin\theta(1/\lambda_{макс} \div 1/\lambda_{мин})$. При этом интегральная интенсивность рефлекса:

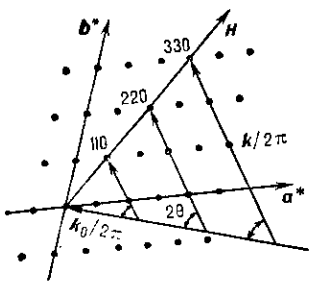
$$I(h,k,l) = \Phi(\lambda)\frac{\lambda^4}{2\sin^2\theta}\frac{|F(h,k,l)|^2}{V_c^2}A(\lambda,\theta)Y(\lambda,\theta),$$

где $\Phi(\lambda)$ — спектральная плотность потока нейтронов, падающих на образец. ЭВМ управляет положениями



а

Рис. 2. *а* — схема дифрактометра по времени пролёта на импульсном источнике нейтронов; *б* — построение Эвальда.



б

образца и детектора и организует накопление и обработку эксперим. данных).

Разрешающая способность нейтронных дифрактометров $\Delta H/H \sim 10^{-2}$; в дифрактометрах высокого разрешения $\Delta H/H \sim 5 \times \times 10^{-4}$. При этом параметры элементарной ячейки кристалла определяются с относит. точностью $\sim 5 \times \times 10^{-5}$ и достигается практически полное разделение упругого и неупругого компонентов в рассеянном нейтронном пучке (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*).

На рис. 3 приведено распределение $\rho(r)$ в кристалле KH_2PO_4 вблизи водородной связи O — H — O. Смещение H ($b = -0{,}374 \cdot 10^{-12}$ см) к одному из атомов O при $T = 77$ K связано с фазовым переходом KH_2PO_4 в сегнетоэлектрич. состояние.

Аморфные тела и жидкости не обладают дальним порядком в расположении атомов, но обладают ближним порядком — нек-рой упорядоченностью на расстояниях, сравнимых с размерами атомов (см. *Дальний и ближний порядок*). Для описания ближнего порядка используется корреляц. ф-ция $g(r)$, имеющая смысл вероятности обнаружить к.-л. ядро в точке r (в объёме dV), если др. ядро находится в начале координат. Дифференц. сечение когерентного рассеяния (в случае атомов одного сорта) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2\left[1 + \int_V g(r)\exp(i\varkappa r)dV\right]$$

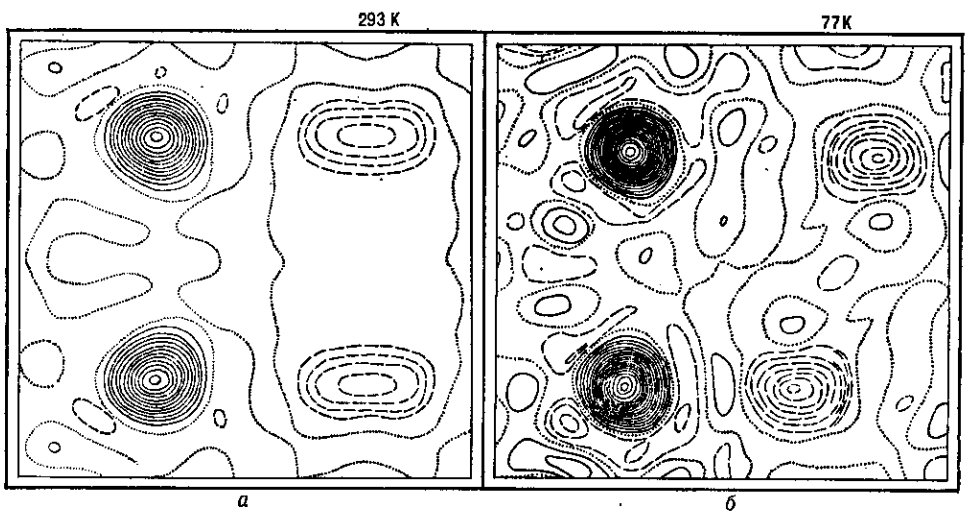
или после усреднения по ориентациям (для изотропного вещества)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2\left[1 + 4\pi\int g(r)\frac{\sin(\varkappa r)}{\varkappa r}r^2dr\right]. \qquad (3)$$

Ф-ция $g(r)$ может быть найдена из (3) с помощью обратного преобразования Фурье.

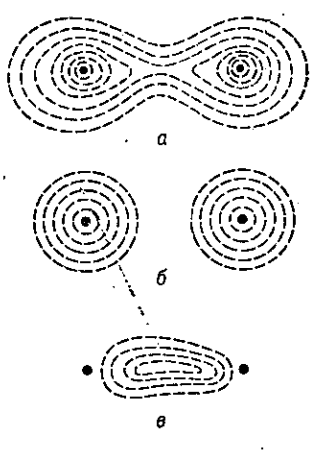
Если вещество содержит атомы неск. видов (α и β), то $g(r)$ можно представить в виде суперпозиции парциальных корреляц. ф-ций $g_{\alpha\beta}(r)$, описывающих распределение расстояний между атомами сортов α и β. Парциальные ф-ции $g_{\alpha\beta}$ в сечение рассеяния входят в качестве слагаемых с коэф., пропорциональными произведению соответствующих когерентных амплитуд рассеяния b_α и b_β. Это позволяет использовать для нахождения $g_{\alpha\beta}$ т. н. изотопное замещение. Напр., при исследовании структуры воды выделяют 3 вида расстояний: H — H, O — O и H — O, к-рые удаётся определить, изучая рассеяние нейтронов в смесях H_2O — D_2O. Таким способом были исследованы структуры ряда электролитов (напр., растворы $NiCl_2$, $CaCl_2$ в воде), аморфных *металлов* и др. аморфных веществ. Замещение H на D оказалось эффективным при исследовании структуры жидких кристаллов и фазовых превращений в них.

Разбавленные растворы макромолекул и молекулярные газы. Выражение (1) для интенсивности в этом случае остаётся в силе, однако интегрирование можно ограничить объёмом одной молекулы или макромолекулы, т. е. пренебречь межмолекулярным взаимодействием. Когерентное рассеяние в основном происходит при углах $\theta < \lambda/R$, где R — характерный размер частицы, и быстро затухает с увеличением θ. В случае макромолекул обычно $R \gg \lambda$ и рассеяние сосредоточено в области малых θ (см. *Малоугловое рассеяние*). Из зависимости $I(\varkappa)$ можно извлечь информацию о разме-



а *б*

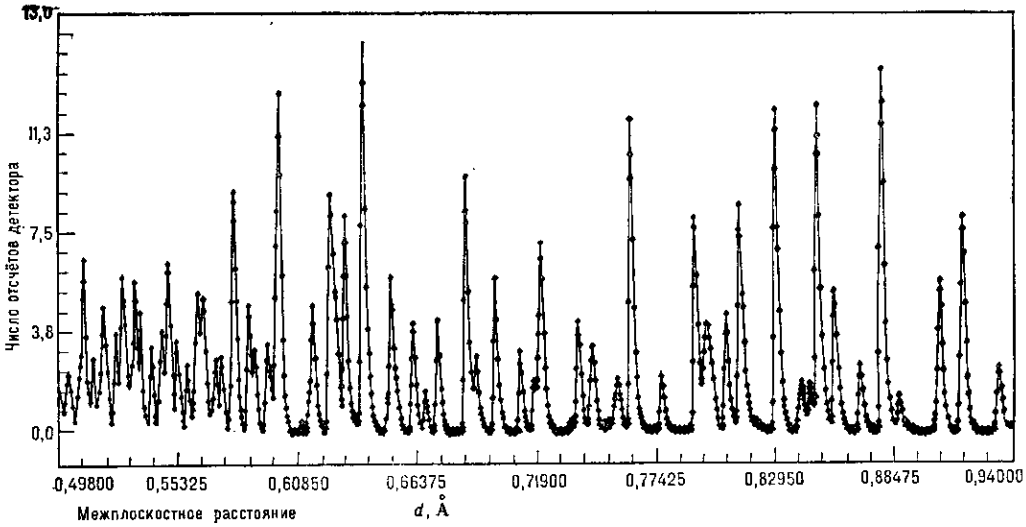
Рис. 3. Фрагмент проекции плотности амплитуды рассеяния $\rho(r)$ на плоскость (001) в кристалле KH_2PO_4 при $T = 293$ K (*а*) и $T = 77$ K (*б*). Показаны 2 атома O ($\rho > 0$, непрерывные линии) и два атома H ($\rho < 0$, разрывные линии); точки соответствуют $\rho = 0$.



а *б* *в*

Рис. 4. *а* — электронная плотность, определённая методом РСА; *б* — вычисленная по нейтронным данным для сферически-симметричного атомного фактора; *в* — разностная плотность.

Рис. 5. Часть нейтронограммы поликристалла Al_2O_3.



рах и в нек-рых случаях о форме молекул. Если в отд. частях макромолекулы произвести изотопное замещение (обычно H на D), то можно определить взаимное расположение и форму этих частей. При повышенных концентрациях макромолекул в растворах межмолекулярное взаимодействие становится существенным, что позволяет исследовать структуру самих растворов.

Применения. Н. с. часто применяется после *рентгеновского структурного анализа* (РСА), что позволяет опустить начальные этапы анализа (напр., определение симметрии кристалла) и приступить сразу к уточнению структуры. Пространств. разрешение, достигаемое при фурье-синтезе, в Н. с. может быть выше, чем в РСА. Это связано с разл. природой *атомного фактора*, к-рый для нейтронов определяется тепловым движением ядра, а для рентг. лучей — как тепловым движением, так и размерами электронной оболочки атома.

Совместное использование Н. с. и РСА позволяет найти распределение электронной плотности в атоме. Фурье-синтез электронной плотности в элементарной ячейке методом РСА восстанавливает распределение плотности электронов, размытое тепловым движением атома. Н. с. позволяет рассчитать электронную плотность сферически симметричной части атома, «размытую» тепловым движением. Разностный Фурье-синтез содержит информацию о несферич. части электронной оболочки атома, участвующей в хим. связях (рис. 4), что даёт возможность определить характер связи (одинарная, кратная, σ- или π-связь), заряд иона или ионной группы и др.

Применения Н. с. связаны с решением задач, недоступных для РСА. К их числу относятся: исследования структуры водородсодержащих соединений с целью определения координат атомов водорода и изучения структуры водородных связей; исследования соединений, одновременно содержащих лёгкие и тяжёлые элементы, соединений из элементов с близкими Z, в частности упорядочивающихся сплавов (FeCo, CuZn и др.).

Дефекты кристаллич. структуры (примеси, вакансии, флуктуации состава, статистич. разупорядоченность и др.) приводят к ослаблению и уширению осн. рефлексов и появлению диффузного рассеяния. Анализ спектра рассеянных нейтронов позволяет отделить рассеяние на статич. дефектах от рассеяния на колебаниях кристаллич. решётки.

Др. возможность Н. с. связана с применением нейтронов с $\lambda > 2d_{макс}$, где $d_{макс}$ — макс. межплоскостное расстояние в кристалле. При этом дифракция на кристаллич. решётке полностью отсутствует и можно наблюдать рассеяние на достаточно крупных неоднородностях (зародыши новых фаз, поля деформации, микротрещины и др.) размерами до неск. сотен Å.

Для исследования поликристаллов применяются дифрактометры, обладающие высоким разрешением и широким диапазоном по $\varkappa$. В одной порошковой нейтронограмме удаётся наблюдать неск. сотен рефлексов (рис. 5), что позволяет анализировать структуры с $V_c \leqslant 2 \cdot 10^3$ Å^3.

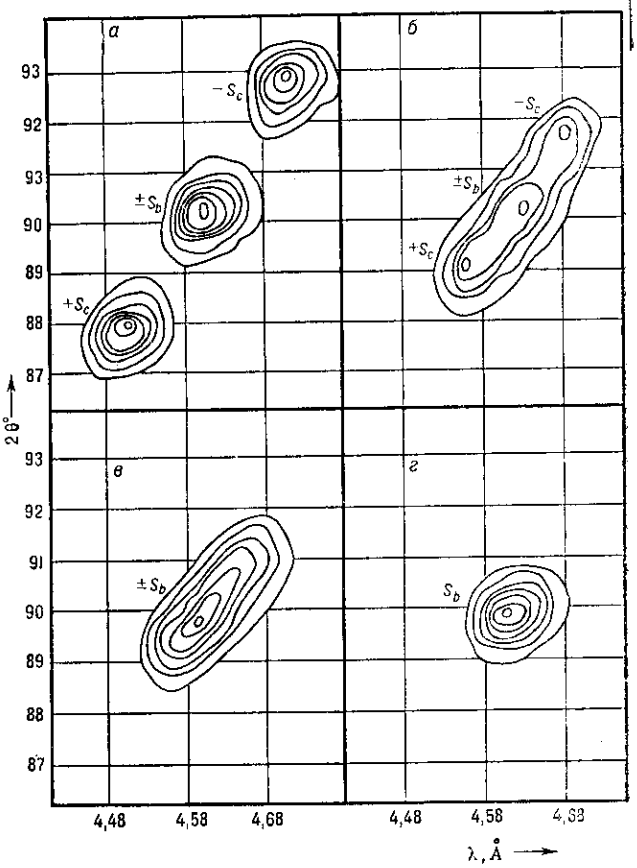


Рис. 6. Двумерные распределения интенсивности I в узле (002) кристалла — сегнетоэластика $KD_3(SeO_3)_2$ при $T = 52°$ C ($а$); $-1°$ C ($б$); $+4°$ C ($в$); $100°$ C ($г$); S_b и S_c — компоненты узла, относящиеся к доменам двух возможных конфигураций; знаки ± указывают на противоположную направленность спонтанной сдвиговой деформации, возникающей ниже точки фазового перехода 2-го рода.

Высокая проникающая способность нейтронов даёт возможность изучать толстые (до неск. см) изделия одновременно на большой площади (неск. дм^2). Высокая разрешающая способность дифрактометров позволяет анализировать текстуру материалов с симметрией ниже кубической.

Исследования домённой структуры (*сегнетоэластиков*, магнетиков), возникающей при переходе кристалла в менее симметричную фазу, основано на регистрации распределения $I(\varkappa)$ в окрестности узлов обратной решётки. Измерение геом. характеристик этого распределения позволяет сделать заключение о точечной симметрии парамагн. и ферромагн. фаз кристалла, определить зависимость параметра порядка от температуры или внешних полей, выяснить тип фазового перехода (рис. 6).

Содержание водорода в биол. системах достигает 50% от общего кол-ва атомов, что даёт возможности для H→D-замещения. В Н. с. биол. объектов, обладающих ограниченным дальним порядком (мультилямеллярные мембраны, фибриллярные системы и др.), удаётся наблюдать лишь первые неск. порядков отражений, пространств. разрешение при этом ~10 Å; анализ структуры ведётся в терминах пространств. распределения белков, липидов, воды.

Лит.: Абов Ю. Г., Литвин Д. Ф., Экспериментальные методы нейтронографии, «ПТЭ», 1960, т. 3, с. 3; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Bacon G. E., Neutron diffraction, 3 ed., Oxf., 1975; Wright A. C., Leadbetter A. J., Diffraction studies of glass structure, «Phys. and Chem. Glasses», 1976, v. 17, p. 122; Neutron diffraction, ed. by H. Dachs, B., 1978; Нозик Ю. З., Озеров Р. П., Хенниг К., Структурная нейтронография, М., 1979; Enderby J. E., Neilson G. W., The structure of electrolyte solutions, «Repts Progr. Phys.», 1981, v. 44, p. 593; Останевич Ю. М., Сердюк И. Н., Нейтронографические исследования структуры биологических макромолекул, «УФН», 1982, т. 137, с. 85; Кривоглаз М. А., Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов, К., 1984; Уиндзор К., Рассеяние нейтронов от импульсных источников, пер. с англ., М., 1985.

А. М. Балагуров, Ю. М. Останевич.

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ АКУ́СТИКА — область *акустики*, в к-рой изучают явления в звуковых полях большой интенсивности и взаимодействия звуковых волн с возмущениями другой природы (гидродинамич., тепловыми, эл.-магн. и т. д.). Для описания этих явлений недостаточны приближения линейной теории звука и необходим учёт нелинейных членов ур-ний гидродинамики и ур-ния состояния. Такие явления (т. н. нелинейные эффекты) возникают в результате изменения физ. свойств среды, вызванных распространяющейся волной большой интенсивности и влияющих как на условия распространения данной волны (самовоздействие), так и на др. виды возмущений (взаимодействие).

Развитие Н. а. стимулировалось применением интенсивных звуковых полей и связанных с ними нелинейных эффектов. Так, необходимость увеличения интенсивности акустич. волн, используемых в УЗ-технологии, потребовала изучения условий фокусировки мощного звука и усреднённых эффектов в звуковых полях; совершенствование техн. средств, применяемых для зондирования океана и атмосферы, привело к разработке параметрич. приёмных и излучающих систем. Увеличение мощности индустриальных шумов, в особенности уровня авиац. шумов, потребовало разработки теории генерации звука турбулентностью и изучения особенностей распространения шума большой интенсивности.

Н. а. занимает промежуточное место между линейной теорией звука и теорией *ударных волн*. Предметом её исследований являются слабо нелинейные волны, в то время как ударные волны, как правило, сильно нелинейны; в классич. же акустике нелинейные эффекты не рассматриваются вообще. Н. а. близка к *нелинейной оптике* и др. разделам физики нелинейных волн. К осн. вопросам, к-рыми занимается совр. Н. а., относятся: распространение волн конечной амплитуды, звуковые пучки большой интенсивности и их самовоздействие, нелинейное поглощение и взаимодействие волн, особенности нелинейного взаимодействия в твёрдых телах, генерация и распространение интенсивных шумов, усреднённые эффекты в звуковом поле, акустич. *кавитация* и др.

Распространение волны конечной амплитуды. Распространение звуковой волны большой интенсивности (т. н. волны конечной амплитуды), в отличие от малоамплитудной, сопровождается нарастающим искажением её формы, обусловленным разницей в скоростях перемещения разл. точек профиля волны. Скорость c перемещения точки профиля, соответствующей заданному значению колебат. скорости v, определяется ф-лой

$$c(v) = c_0 + \varepsilon v,$$

где $\varepsilon = (\partial c^2/\partial\rho)_s \rho_0/c_0^2 + 1$ — нелинейный параметр среды, ρ_0 и c_0 — равновесные значения плотности среды и скорости звука в ней, S — энтропия. Точки профиля волны, соответствующие областям сжатия (где $v > 0$), «бегут» быстрее точек, соответствующих областям разрежения (где $v < 0$), т. к. скорость звука в области сжатия больше, чем в области разрежения. Кроме того, происходит увлечение волны средой, к-рая в области сжатия движется в направлении распространения волны, а в области разрежения — в противоположную сторону. Разница скоростей для разл. точек профиля пренебрежимо мала в случае волн малой интенсивности, и волна успевает затухнуть, прежде чем в ней разовьются нелинейные эффекты. Поэтому распространение таких волн происходит практически без изменения формы, в соответствии с соотношениями линейной акустики, согласно к-рой скорость звука для всех точек профиля волны постоянна. Если же интенсивность волны достаточно велика, то влияние нелинейных эффектов оказывается более сильным, чем влияние диссипативных процессов, обусловливающих затухание волны, и крутизна волновых фронтов по мере распространения возрастает.

Для матем. описания явлений в звуковых полях большой интенсивности необходим учёт нелинейных членов ур-ний механики сплошной среды. В частности, следует принять во внимание, что при больших возмущениях избыточное давление p' уже не пропорц. избыточной плотности ρ' (нелинейность *Гука закона* для случая твёрдых тел), а выражается соотношением

$$p' = c_0^2\rho' + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial c^2}{\partial\rho}\right)_s \rho'^2.$$

Кроме того, следует учесть нелинейные члены ур-ний движения сплошной среды. В результате получаются нелинейные ур-ния, к-рые для простейшего случая распространения плоской волны могут быть сведены к одному ур-нию (ур-нию Бюргерса):

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial y} = b \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}, \qquad (1)$$

где x — координата, вдоль к-рой распространяется волна, $y = t - x/c_0$, t — время, $b = \nu_{эф}/2c_0^2$ — диссипативный параметр среды. Здесь $\nu_{эф} = \rho_0^{-1}[\eta + \zeta + \varkappa(c_v^{-1} - c_p^{-1})$ — эффективная кинематич. вязкость, η и ζ — коэф. сдвиговой и объёмной вязкостей, $\varkappa$ — коэф. теплопроводности, c_v и c_p — уд. теплоёмкости при постоянном объёме и давлении.

Вклад нелинейных эффектов зависит от амплитуды волны и характеризуется акустич. *Маха числом*: $M_a = v_m/c_0 = \rho_m'/\rho_0$ (где v_m — амплитуда колебат. скорости частиц, ρ_m' — вызванная звуковым возмущением амплитуда избыточной плотности), имеющим порядок отношения нелинейного члена к линейному в ур-нии (1). Относит. роль нелинейных и диссипативных эффектов характеризуется акустич. *Рейнольдса числом* $Re_a = \varepsilon v_{m0}\lambda/\pi\nu_{эф}$ (где v_{m0} — нач. значение амплитуды колебат. скорости, $\lambda = c_0/f$ — длина звуковой волны, $f = \omega/2\pi$ — её частота) определяет отношение нелинейного члена к диссипативному в ур-нии (1). Для воды

$Re_a = 3p_m/f$, где p_m — амплитуда звукового давления в МПа, f — в МГц, поэтому для наблюдения нелинейного эффекта на УЗ-частотах ~1 МГц должно быть $p_m \gtrsim 1$ МПа. При $Re_a \gg 1$ искажения формы волны становятся столь сильными, что образуется пилообразная волна (рис. 1). Профиль одного периода волны описывается точным решением ур-ния (1)

$$\frac{v}{v_{m0}} = (1 + \varepsilon M_a kx)^{-1}(-\omega y + \pi \mathrm{th}\omega y \widetilde{Re}_a), \qquad (2)$$
$$-\pi \leqslant \omega y \leqslant \pi,$$

где $\widetilde{Re}_a = \varepsilon v_m \lambda/\pi\nu_{эф}$ — текущее значение акустич. числа Рейнольдса, $v_m = v_{m0}(1 + \varepsilon M_a kx)$, k — волновое число, ω — частота первоначальной гармонич. волны.

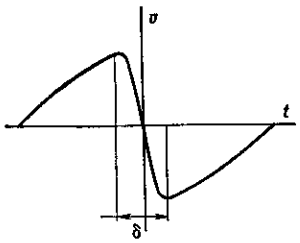
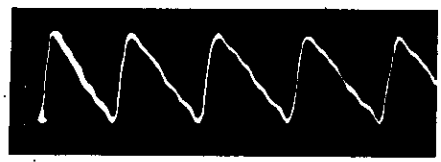


Рис. 1. Профиль волны конечной амплитуды.

Пилообразную волну можно рассматривать как ударную волну, толщина сжатия к-рой, согласно (2), определяется ф-лой $\delta/\lambda \approx (2Re_a)^{-1}$. На начальной стадии образования пилообразной волны, когда $\widetilde{Re}_a = Re_a \gg 1$, $\delta/\lambda \ll 1$ и величину δ можно представить в виде $\delta = \nu_{эф}/\varepsilon v_{m0}$, что совпадает с выражением для толщины фронта слабой стационарной ударной волны со скачком скорости v_{m0}. Расстояние L, на к-ром происходит существенное изменение формы волны, зависит от амплитуды и длины звуковой волны. Для плоской волны оно определяется ф-лой $kL = \varepsilon M_a$. Так, в воде для волны интенсивностью в неск. десятков Вт/см² L — порядка сотни длин волн (рис. 2). В расходящихся (напр., сферич. или цилиндрич.) волнах эффект проявляется слабее,


Рис. 2. Осциллограмма профиля волны конечной амплитуды на расстоянии 100 длин волн от излучателя. Амплитуда давления 1 МПа, частота 0,775 МГц.

а в сходящихся сильнее, чем в плоских. В стоячих волнах конечной амплитуды также могут возникать ударные волны, причём их фронты движутся, периодически отражаясь от границ объёма, в к-ром возбуждена стоячая волна.

Со спектр. точки зрения искажение формы волны означает нарастание в её спектре высших гармонич. составляющих осн. частоты. Их амплитуда вначале нарастает, достигает максимума в области наиб. искажения волны при $x \approx L$ и затем убывает вновь. В области, где $\delta \approx \lambda$, волна становится снова синусоидальной.

Нелинейное поглощение звука. Увеличение крутизны волновых фронтов приводит к увеличению градиентов скорости и темп-ры, что сопровождается сильной диссипацией энергии и является причиной нелинейного поглощения звука. Со спектр. точки зрения этот процесс можно рассматривать так же, как результат перекачки энергии в высшие, более сильно поглощающиеся гармонич. составляющие волны. Поскольку форма волны при распространении меняется, коэф. её поглощения также зависит от расстояния: вблизи излучателя для первоначально синусоидальной волны поглощение невелико и описывается обычными выражениями линейной акустики (см. *Поглощение звука*); при удалении от излучателя коэф. поглощения возрастает, достигая максимума в области наиб. искажений волны, после чего убывает. Поглощение в данной точке пространства зависит от амплитуды волны, возрастая с её увеличением.

Амплитудный коэф. поглощения первой гармоники волны, α_1', в области пилообразной волны определяется ф-лой

$$\alpha_1' = \alpha_1\sqrt{1 + Re_{a1}^2}, \qquad (3)$$

где $\alpha_1 = \nu_{эф}\omega^2/2c_0^3$ — коэф. поглощения малоамплитудной волны (рис. 3). Напр., при распространении в воде УЗ-волны с амплитудой звукового давления $p_m = 0{,}3$ Па и частотой $\omega = 10^7$ с$^{-1}$ в области образования пилообразной волны $Re_a = 10^2$ и коэф. поглощения α_1' возрастает на два порядка по сравнению с α_1.

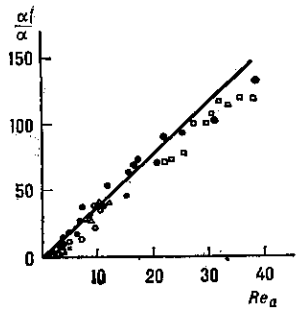


Рис. 3. Зависимость относительного коэффициента поглощения волны конечной амплитуды от акустического числа Рейнольдса. Сплошная линия—результат расчёта по формуле (3), значки — экспериментальные данные.

Поглощение волн большой интенсивности происходит по неэкспоненц. закону. Уменьшение пикового значения колебат. скорости $v_п$ плоской пилообразной волны описывается ф-лой

$$v_п = \frac{v_{m0}}{1 + \varepsilon M_a(x - x_0)},$$

где $v_{m0} = v_m(x_0)$. Рост поглощения волны с увеличением её интенсивности приводит к явлению насыщения: при постепенном увеличении интенсивности излучения амплитуда звука в фиксир. точке поля растёт всё медленнее, асимптотически приближаясь к предельному значению, не зависящему от нач. амплитуды. Эффект нелинейного поглощения звука может заметно проявиться в мощных УЗ-фокусирующих системах, приводя к снижению коэф. усиления (см. *Фокусировка звука*).

Звуковые пучки большой интенсивности. В звуковых пучках высокой интенсивности изменение формы волны при распространении происходит не только вследствие различия в скоростях перемещения разл. точек профиля волны, но и в результате дифракц. эффектов. Если расстояние l от излучателя звука до области образования волны не выходит за пределы ближней зоны (см. *Звуковое поле*), т. е. l меньше длины т. н. прожекторной зоны излучателя: $l < ka^2/2$ (где a — радиус излучателя), то в области, где волна остаётся плоской, из синусоидальной волны успевает образоваться пилообразная волна, к-рая затем в результате сферич. расхождения в дальней зоне преобразуется в периодич. последовательность импульсов (рис. 4). Если же интенсивность волны недостаточно велика и пилообразная волна не успевает образоваться в прожекторной зоне излучателя, то вначале развиваются дифракц. эффекты сферич. расхождения и лишь в дальней зоне, в расходящейся волне происходит увеличение крутизны профиля волны с расстоянием по логарифмич. закону.



Рис. 4. Схема эволюции профиля волны в интенсивном УЗ-пучке.

По мере распространения волны происходит перераспределение её интенсивности по сечению пучка, что чаще всего обусловлено нелинейным поглощением. Так, при распространении остронаправленного пучка с убывающей по радиусу пучка интенсивностью амплитудное распределение выравнивается по сечению вслед-

ствие более сильного поглощения волны в области больших амплитуд. Изменение распределения интенсивности звука по сечению пучка может быть вызвано также процессами самофокусировки или самодефокусировки. При распространении звука в жидкости эти процессы обычно обусловлены локальным изменением скорости звука в результате нагревания среды, вызванного диссипацией акустич. энергии. Вблизи оси пучка интенсивность звука больше и соответственно среда сильнее разогревается. Если при этом скорость звука с ростом темп-ры падает, то происходит самофокусировка; напротив, если скорость звука растёт с увеличением темп-ры, пучок дефокусируется. Дефокусирующее влияние оказывают также *акустические течения*, развивающиеся в поле мощного пучка и приводящие к добавочному переносу звуковой волны вблизи оси пучка.

Разнообразны механизмы самовоздействия звука в жидкостях с пузырьками газа. Появление пузырьков приводит к снижению скорости звука. Если их распределение по сечению пучка неравномерно и концентрация пузырьков в приосевой области более высока, что может быть связано, напр., с развитием кавитации, то скорость звука в центр. части пучка снижается и пучок фокусируется. Процесс самовоздействия звука может развиться и при равномерном распределении пузырьков в жидкости, т. к. вследствие сильной нелинейности такой среды в ней наблюдается не только различие в скоростях перемещения разных точек профиля волны, но и скорость переноса волны как целого оказывается зависящей от амплитуды. Это приводит, в силу неравномерности распределения амплитуды звука по радиусу пучка, к самофокусировке (если скорость звука падает с ростом амплитуды) или к самодефокусировке (в обратном случае).

Ряд эффектов связан с трансляц. движением пузырьков. К их числу относится эффект нелинейного просветления пузырьковой среды, заключающийся в сильном уменьшении поглощения звука в пузырьковой среде по мере увеличения интенсивности акустич. волны. Это происходит вследствие того, что пульсирующие в звуковом поле пузырьки сближаются и сливаются, что приводит к уменьшению числа резонансных пузырьков, диссипирующих звуковую энергию, и поглощение среды уменьшается.

Нелинейное взаимодействие звуковых волн. При возбуждении в среде одновременно неск. волн большой интенсивности они не распространяются независимо, а порождают новые волны, т. н. *комбинационные тона*, частоты к-рых равны сумме и разности частот первичных волн. Наиб. выражены комбинац. тона, отвечающие резонансному взаимодействию волн, возникающему при выполнении условий синхронизма:

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}' \pm \mathbf{k}'', \qquad \omega = \omega' \pm \omega'', \qquad (4)$$

где ω и $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор волны комбинац. тона, ω', ω'' и $\mathbf{k}'$, $\mathbf{k}''$ — частоты и волновые векторы первичных волн. Амплитуда волны комбинац. тона $A_{\mathbf{k}}$ при резонансном взаимодействии описывается ур-нием

$$\dot{A}_{\mathbf{k}} = V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{k}''} A_{\mathbf{k}'} A_{\mathbf{k}''},$$

где $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{k}''}$ — потенциал взаимодействия, определяемый характером нелинейности среды, $A_{\mathbf{k}'}$, $A_{\mathbf{k}''}$ — амплитуды исходных волн. В приближении заданного поля ($A_{\mathbf{k}'} = \text{const}$, $A_{\mathbf{k}''} = \text{const}$) это ур-ние приводит к линейно нарастающей со временем амплитуде $A_{\mathbf{k}}$. Это значит, что по мере распространения волны происходит нарастание комбинац. тона до тех пор, пока влияние поглощения или ослабления первичных волн из-за перекачки энергии в комбинац. тона не замедлит этот процесс. Если условия синхронизма не выполняются и имеется расфазировка, интенсивность комбинац. тона не нарастает, а меняется периодически по мере распространения волны.

Эффект генерации комбинац. тона в среде при взаимодействии звуковых пучков разл. частоты лежит в основе работы т. н. *параметрических излучателей* и *приёмников звука*, в к-рых область взаимодействия первичных волн (наз. волнами накачки) играет роль «бестелесной» антенны.

При распространении звука в жидкостях и газах влияние дисперсии чаще всего не существенно и все коллинеарно распространяющиеся волны оказываются в резонансе. Если же дисперсия скорости звука существенна, как, напр., в жидкости с пузырьками газа или в нек-рых твёрдых телах, то для определения условий резонансного взаимодействия пользуются методом дисперсионных диаграмм. В простейшем случае коллинеарного взаимодействия волн для каждой из них строится дисперсионная характеристика $\omega_i(k_i)$ (где $i = 1, 2, 3$), к-рая представляет кривую (рис. 5) (или прямую — при отсутствии дисперсии). Наклон вектора, проведённого из начала координат O в точку, лежащую на дисперсионной характеристике, определяет фазовую скорость волны с данной частотой. Каждой из взаимодействующих волн ставится в соответствие

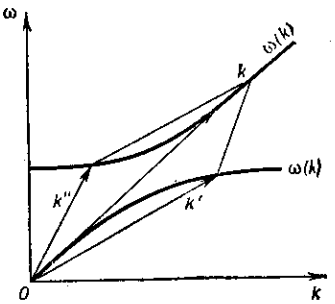


Рис. 5. Дисперсионная диаграмма трёхволнового коллинеарного взаимодействия звуковых волн в жидкости с пузырьками газа. Кривые изображают две ветви дисперсионной зависимости ω(k).

вектор с компонентами (ω_i, k_i). При выполнении условий синхронизма (4) необходимо, чтобы вектор, соответствующий третьей компоненте взаимодействующих волн, представлял собой сумму векторов, отвечающих двум другим компонентам триплета, т. е. чтобы три вектора, вершины к-рых лежат на дисперсионной кривой, образовали треугольник.

Если точного сложения векторов не происходит, то считается, что условия синхронизма выполняются приближённо и в условия (4) вводится расстройка по волновому вектору $\Delta\mathbf{k}$ или по частоте $\Delta\omega$:

$$\omega_1 \pm \omega_2 = \omega_3 + \Delta\omega,$$
$$\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \Delta\mathbf{k}.$$

Наличие расстройки приводит к пространственным или временны́м биениям результирующей волны. Если дисперсия отсутствует и все волны распространяются с одинаковой скоростью, то резонансные условия выполняются только для коллинеарного взаимодействия, что характерно для большинства жидкостей и газов. В изотропных твёрдых телах скорости продольных и сдвиговых волн различны, что открывает возможность выполнения условий синхронизма и для волн, распространяющихся под углом друг к другу (рис. 6).

Взаимодействие звука с «незвуковыми» возмущениями среды — с температурными волнами, а в жидкости с капиллярными волнами и пузырьками газа — может приводить к явлению вынужденного рассеяния звука, подобного вынужденному *Мандельштама — Бриллюэна рассеянию* в оптике. Звук, рассеиваясь на возмущении среды и взаимодействуя с ним, увеличивает амплитуду возмущения, что в свою очередь приводит к ещё более сильному рассеянию звука.

Если интенсивность одной из взаимодействующих волн во много раз больше интенсивности другой волны, то можно пренебречь обратным воздействием слабой волны на сильную и рассматривать воздействие интенсивной волны (волны накачки) как фактор, изменяющий

параметры среды, в к-рой распространяется слабая (сигнальная) волна. Перекачка энергии от сильной волны к слабой лежит в основе работы параметрич. усилителей и генераторов, применяемых в оптике. В акустике осн. трудность при создании параметрич. усилителей звука связана с тем, что из-за слабой дисперсии звуковых волн первичная волна накачки обычно быстро затухает в результате генерации ВЧ-гармоник, не успев передать энергию в сигнальную волну. Для преодоления этой трудности специально создаются нелинейные системы с дисперсией. Один из примеров такой системы — акустич. резонатор в виде полого кольца (тора), в одном из сечений к-рого помещён ВЧ-излучатель накачки. Наличие волноводной дисперсии позволяет осуществить в такой системе параметрич. усиление и генерацию НЧ-звука. Другая возможность — использование дисперсии в самом веществе путём выбора специальных сред и соответствующих частот. Например, параметрическое усиление звука в поле высокочастотной УЗ-накачки наблюдалось в кристаллах окиси магния.

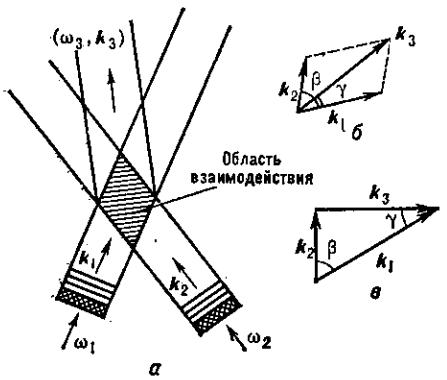


Рис. 6. Область взаимодействия при неколлинеарном взаимодействии волн (*а*) и образование волн суммарной (*б*) и разностной (*в*) частот.

Режимы параметрич. усиления могут осуществляться и при взаимодействии звука с др. видами возмущений среды. Так, в пьезополупроводнике, помещённом в электрич. поле, имеет место параметрич. усиление звука за счёт дрейфа электронов в приложенном электрич. поле и обратного пьезоэффекта.

Особенности нелинейного взаимодействия в твёрдых телах. В отличие от газов и жидкостей, в твёрдых телах вдоль произвольного направления могут распространяться (в общем случае) три упругие волны с разл. фазовыми скоростями и со взаимно ортогональными направлениями колебаний частиц среды (см. *Кристаллоакустика*). Это увеличивает число видов взаимодействия акустич. волн, разрешённых условиями фазового синхронизма (4). В твёрдом теле оказывается возможным, в частности, резонансное взаимодействие встречных волн, отсутствующее в жидкостях и газах. Напр., в изотропном твёрдом теле коллинеарно распространяющиеся встречные быстрая (*FT*) и медленная (*ST*) поперечные волны с частотами ω_1 и ω_2 образуют резонансный триплет с продольной волной (*L*) суммарной частоты (рис. 7) при след. соотношении частот:

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{1 - c_L/c_{FT}}{1 + c_L/c_{ST}},$$

где c_L, c_{FT}, c_{ST} — скорости соответствующих волн.

Резонансные триплеты могут образовывать также волны, распространяющиеся под углом друг к другу. Напр., резонансное возбуждение продольной волны суммарной частоты поперечными волнами, пересекающимися под углом β, происходит при выполнении условия

$$\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{c_L}\right)^2 = \left(\frac{\omega_1}{c_{FT}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_2}{c_{ST}}\right)^2 + 2\frac{\omega_1\omega_2}{c_{FT}c_{ST}}\cos\beta.$$

В изотропном твёрдом теле пересекающиеся под углом волны могут образовать пять видов резонансных триплетов, в анизотропных телах (кристаллах) их число возрастает до 21. В кристаллах, кроме того, появляется зависимость эффективности взаимодействия от ориентации волновых векторов взаимодействующих волн относительно кристаллографич. осей. При этом генерация комбинац. тонов для поперечных волн может происходить с поворотом плоскости поляризации волны.

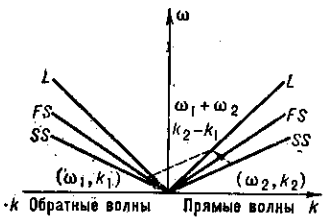


Рис. 7. Дисперсионная диаграмма встречного коллинеарного взаимодействия бездисперсионных акустических волн: быстрой сдвиговой *FT* и медленной сдвиговой *ST* с образованием продольной волны *L* суммарной частоты.

Взаимодействия волн в твёрдых телах обусловлены обычно нелинейностью упругих возмущений, описываемых нелинейными ур-ниями механики сплошной среды. Возможны также механизмы нелинейности, связанные с взаимодействием упругих деформаций с др. видами возбуждений в твёрдом теле. В пьезоэлектрич. кристаллах может проявиться нелинейность пьезоэффекта; в пьезополупроводниках доминирующим механизмом часто оказывается электронная (концентрационная) нелинейность, обусловленная нелинейной зависимостью концентрации носителей заряда от деформации, вызванной акустич. волной. Соответственно, если при эксперим. исследовании нелинейных искажений УЗ-волны в большинстве твёрдых тел при частотах в неск. МГц и амплитудах деформации $\sim 10^{-5}$ величина второй гармоники не превышает неск. % от амплитуды первой гармоники, то в пьезополупроводниковых кристаллах, благодаря вкладу акустоэлектронной нелинейности, она возрастает более чем на порядок.

В пьезоэлектрич. кристаллах акустич. волны могут взаимодействовать не только между собой, но и с эл.-магн. волнами, в частном случае — с однородным электрич. или магн. полем. Напр., встречное взаимодействие бегущих акустич. волн одинаковой поляризации в пьезоэлектрич. кристалле приводит к возбуждению однородного электрич. поля удвоенной частоты. Этот эффект используется в устройствах обработки сигналов в *акустоэлектронике*.

При излучении в пьезоэлектрич. образец одной акустич. волны и одноврем. возбуждении электрич. поля на удвоенной частоте наблюдается параметрич. генерация встречной акустич. волны — третьей компоненты рассматриваемого резонансного триплета, образованного двумя встречными акустич. волнами и электрич. полем. Описанные эффекты взаимодействия акустич. волн и переменного электрич. поля лежат в основе *электроакустического эха* и являются одним из примеров *обращения волнового фронта*.

Нелинейные взаимодействия приводят к изменению параметров акустич. волны под влиянием постоянных или медленно меняющихся механич. или электрич. полей. При механич. деформировании кристаллов, напр., изменяются фазовая и групповая скорости акустич. волн и их поляризация. В пьезоэлектрич. кристаллах фазовая скорость акустич. волн изменяется также при приложении постоянных электрич. полей. Указанные эффекты используются для измерения внутр. напряжений, определения модулей упругости третьего и более высоких порядков, управления акустич. волнами.

Исследование нелинейных взаимодействий УЗ-волн в твёрдых телах важно для определения характеристик фонон-фононных взаимодействий, лежащих в основе процессов установления теплового равновесия, теплопроводности, теплового расширения твёрдых тел.

Фонон-фононные взаимодействия играют определяющую роль в поглощении гиперзвуковых волн (см. *Гиперзвук*) в кристаллах, особенно при низких темп-рах, в эффектах нелинейного поглощения УЗ-волн.

Шумы большой интенсивности. Распространение шумов большой интенсивности отличается от поведения слабого шума. В процессе распространения спектр шума меняется: спектр. плотность его в области высоких частот растёт в результате генерации гармоник энергонесущих спектр. компонент, расширяется и НЧ-часть спектра из-за появления комбинац. ионов при условии, что максимум спектр. плотности шума в нач. момент соответствовал частоте, отличной от нулевой. На расстояниях $L \approx c_0/\varepsilon\lambda(\overline{v^2})^{1/2}$ (где λ — длина волны энергонесущей компоненты, $\overline{v^2}$ — среднеквадратичная колебат. скорость) в шумовом сигнале возникают разрывы и затухание шума растёт. На этой стадии в ВЧ-области спектра спектр. плотность шума спадает по универсальному закону ω^{-4}, не зависящему от вида нач. спектра. Генерация интенсивных шумов часто также бывает связана с нелинейными взаимодействиями гидродинамич. возмущений. Напр., шумы самолётных и ракетных двигателей в значит. степени обусловлены генерацией шума, турбулентностью в результате вихревых взаимодействий (см. *Аэроакустика*).

Усреднённые эффекты в звуковом поле. Кавитация. В звуковых полях большой интенсивности наряду с переменными возмущениями среды, меняющимися с частотой звука, могут возникать постоянные силы и скорости, пропорц. квадрату амплитуды звука. Они обусловливают т. н. усреднённые эффекты в звуковом поле, к числу к-рых относятся *давление звукового излучения*, *акустические течения*, воздействие на помещённые в звуковом поле тела (см. *Пондеромоторные силы* в звуковом поле) и др.

В жидкости распространение интенсивных звуковых волн может вызывать акустич. кавитацию — появление в сплошной среде интенсивно пульсирующих полостей, сопровождающееся излучением мощных акустич. импульсов сжатия и возникновением микропотоков вблизи пузырьков. С физ. точки зрения кавитацию можно рассматривать как процесс кумуляции энергии, плотность к-рой в окрестности пузырька превышает среднюю плотность энергии акустич. поля в 10^3—10^4 раз.

Применение нелинейных акустических эффектов. Первые применения нелинейных эффектов были связаны с разработкой методов измерения характеристик акустич. поля на основе регистрации усреднённых эффектов: измерение интенсивности звука по давлению звукового излучения с помощью радиометров или по вспучиванию свободной поверхности жидкости под действием звука, измерение колебат. скорости методом *Рэлея диска*. Для зондирования атмосферы, океана, для целей медицинской акустики применяют параметрические излучатели и приёмники благодаря их широкополосности, острой направленности излучения и отсутствию боковых лепестков в диаграмме направленности.

Многие процессы УЗ-технологии базируются на использовании нелинейных эффектов. В установках УЗ-очистки поверхностей деталей кавитац. эрозия обусловливает удаление загрязнений, жёстко связанных с поверхностью (окалина, окислы и др.). Для удаления т. н. мягких загрязнений — жировых плёнок и др.— в основном используются микропотоки, возникающие вблизи пульсирующего пузырька. Воздействием на вещество в зоне кавитации пользуются для получения мелкодисперсных эмульсий, ускорения хим. реакций, экстрагирования ферментов из животных и растительных клеток и др. В установках УЗ-коагуляции аэрозолей используются эффекты взаимодействия частиц в УЗ-поле.

Эффекты параметрич. усиления УЗ в пьезополупроводниках и др. явления взаимодействия эл.-магн. и звуковых волн используются в акустоэлектронике. Получили развитие методы нелинейной спектроскопии, они оказались, в частности, весьма эффективными в задаче регистрации пузырьков в жидкости и существенно расширили возможности УЗ-диагностики. При облучении пузырька волнами двух частот, разность к-рых равна резонансной частоте пузырька, возникает отклик на разностной частоте, обусловленной нелинейностью пульсаций пузырька. Метод достаточно чувствителен и позволяет обнаружить даже одиночные пузырьки, что важно, напр., в биол. исследованиях или при наблюдении за режимом работы теплообменников в атомных реакторах.

Лит.: Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Нелинейная акустика. Сб. науч. трудов, под ред. В. А. Зверева, Л. А. Островского, Горький, 1980; Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И., Нелинейная гидроакустика, Л., 1981; Наугольных К. А., Островский Л. А., О нелинейных эффектах в акустике океана, в кн.: Акустика океана, М., 1982; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984.

К. А. Наугольных.

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ КВА́НТОВАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ — общее (малоупотребительное) наименование для квантовых теорий поля (КТП), описывающих взаимодействующие поля. Разл. поля могут взаимодействовать как друг с другом, так и сами с собой (самодействие). Ур-ния взаимодействующих полей всегда нелинейны; линейные ур-ния описывают лишь свободные поля. Среди нелинейных КТП можно выделить два вида: перенормируемые и неперенормируемые (см. *Неперенормируемые квантовые теории поля*), причём последние могут быть полиномиальными и неполиномиальными. См. *Неполиномиальные квантовые теории поля.*

М. К. Волков.

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ О́ПТИКА

Содержание:

1. Сильные световые поля 294
2. Нелинейный отклик и нелинейные восприимчивости 295
3. Волновая нелинейная оптика. Управление продольными и поперечными взаимодействиями волн 296
4. Сильные нелинейности, нелинейные материалы 298
5. Нелинейная спектроскопия и нелинейная диагностика вещества 299
6. Параметрические процессы и параметрические преобразователи 300
7. Нелинейная динамика модулированных световых волн в кубичной среде 301
8. Рассеяние на оптически индуцированных когерентных элементарных возбуждениях — вынужденное рассеяние 303
9. Статистическая нелинейная оптика. Классические и квантовые сжатые состояния световых полей 303
10. Нелинейный отклик в физике воздействия лазерного излучения на вещество 304
11. Быстрое управление фазой и генерация фемтосекундных лазерных импульсов 304
12. Обработка информации и оптические компьютеры 304

Нелинейная оптика — раздел оптики, связанный с изучением и применением явлений, обусловленных нелинейным откликом вещества на световое поле.

Динамика электронов, атомов, молекул, конденсиров. среды, возбуждаемых световым полем, принципиально нелинейна. Нелинейным оказывается даже движение свободного нерелятивистского электрона

$$\frac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2} = -\frac{e}{m}\left\{\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}]\right\}, \qquad (1)$$

возбуждаемого гармонич. световой волной

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_\omega = \boldsymbol{e}A_1 \exp i(\omega t - \mathbf{k}_1 r_1). \qquad (2)$$

Действительно, поскольку $\boldsymbol{v} \sim \boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{E} \sim \boldsymbol{H}$, второй член в правой части (1) пропорционален E^2.

Решая (1) методом возмущений (положив $v/c \ll 1$ и считая амплитуду напряжённости светового поля A_1 умеренной), получим

$$r \sim \gamma^{(1)}E + \gamma^{(2)}E^2 + \ldots \qquad (3)$$

Из (3) непосредственно следует, что электрон, переизлучая поле на высших гармониках 2ω, 3ω, обнаруживает нелинейный отклик.

Нелинейный отклик связанного электрона, как правило, гораздо сильнее; он обусловлен, в первую очередь, нелинейным характером удерживающего его силового поля. Простейшая модель, проясняющая качественную сторону дела,— классич. ангармоник. *осциллятор*.

Для классич. «смещения» x связанного электрона имеем ур-ние

$$\ddot{x} + \Gamma\dot{x} + \omega_0^2 x + F_{\text{нл}} = -(e/m)E, \qquad (4а)$$

$$F_{\text{нл}} = \alpha x^2 + \beta x^3 + \ldots \qquad (4б)$$

Считая нелинейный член $F_{\text{нл}}$ малым, выражения для наведённого дипольного момента атома или молекулы $\boldsymbol{d} = e\boldsymbol{x}$ и макроскопич. поляризации $\boldsymbol{P}$ (в изотропной среде $\boldsymbol{P} = N\boldsymbol{ex}$; N — число частиц в единице объёма) можно получить, решая ур-ние (4) методом возмущений. Тогда ф-лы для $\boldsymbol{d}$ и $\boldsymbol{P}$ имеют вид рядов по степеням поля E. Коэф. разложения оказываются тензорами второго, третьего и более высоких порядков:

$$\boldsymbol{d} = \boldsymbol{d}(\boldsymbol{E}) = \boldsymbol{d}_{\text{лин}} + \boldsymbol{d}_{\text{нл}} = \hat{\gamma}^{(1)}\boldsymbol{E} + \hat{\gamma}^{(2)}\boldsymbol{EE} + \hat{\gamma}^{(3)}\boldsymbol{EEE} + \ldots, \qquad (5)$$

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}) = \boldsymbol{P}_{\text{лин}} + \boldsymbol{P}_{\text{нл}} = \hat{\chi}^{(1)}\boldsymbol{E} + \hat{\chi}^{(2)}\boldsymbol{EE} + \hat{\chi}^{(3)}\boldsymbol{EEE} + \ldots \qquad (6)$$

Пока в (4) можно пренебречь нелинейными членами (что характерно для хаотич. малоинтенсивного излучения большинства нелазерных источников света), для $\boldsymbol{d}$ и $\boldsymbol{P}$ имеем:

$$\boldsymbol{d} = \boldsymbol{d}_{\text{лин}} = \hat{\gamma}^{(1)}\boldsymbol{E};\ \boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}_{\text{лин}} = \hat{\chi}^{(1)}\boldsymbol{E}, \qquad (7)$$

$$\chi_{ij}^{(1)} = N\langle\gamma_{ij}^{(1)}\rangle\frac{n^2+2}{3}, \qquad (7а)$$

т. е. отклик среды линеен по полю и полностью описывается линейной поляризуемостью $\gamma^{(1)}$ и линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$. [Величина $(n^2+2)/3$ — лоренцевский фактор, или фактор действующего поля, характеризует действие соседних диполей.] Соотношения (7) являются квазистатич. материальными ур-ниями линейной оптики. Оптич. отклик в общем случае характеризуется набором поляризуемостей $\hat{\gamma}^{(2)}$, $\hat{\gamma}^{(3)}$,... и *нелинейных восприимчивостей* $\hat{\chi}^{(2)}$, $\hat{\chi}^{(3)}$, ...

В лазерной оптике нелинейные слагаемые в (5) и (6) существенны, а обусловленные ими эффекты во мн. случаях доминируют. Более того, в «сверхсильных» световых полях мощных лазеров локальный нелинейный отклик сравнивается с линейным, $P_{\text{лин}} \sim P_{\text{нл}}$ (см. ниже).

Ясные представления о том, что законы линейной оптики, в частности *суперпозиции принцип*, носят приближённый характер и применимы лишь в области слабых полей, существовали и до появления лазеров. Первые прямые эксперименты по регистрации нелинейностей в поглощении и преломлении света в флуоресцирующих кристаллах и стёклах были выполнены в 1920—30-х гг. С. И. Вавиловым с сотрудниками. Результатом нарушения принципа суперпозиции является известный ещё с прошлого века линейный эл.-оптич. эффект. Лежащее в его основе взаимодействие НЧ- и оптич. полей описывается квадратичным членом в разложении поляризации по полю:

$$P_{\text{нл}}(\omega) = \chi^{(2)}E_0E_\omega,$$

где E_0 — статич. (НЧ-) электрич. поле, изменяющее поляризацию (а следовательно, и показатель преломления) на оптич. частоте ω.

Первым нелинейным эффектом, зарегистрированным с помощью лазера, стала генерация второй оптич. гармоники. В 1961 П. Франкен (P. Franken) с сотрудниками наблюдали удвоение частоты излучения рубинового лазера в кристалле кварца. Эффект описывается квадратичным по полю членом в *нелинейной поляризации* (6). Гармоник. поле (2) возбуждает в соответствии с (6) волну нелинейной поляризации на удвоенной частоте:

$$P_{\text{нл}}(2\omega) \sim \chi^{(2)}(2\omega)E_\omega^2 \sim \chi^{(2)}(2\omega)A_1^2\exp i2(\omega t - \mathbf{k}_1 r). \qquad (8)$$

Эта волна — движущийся распределённый источник, переизлучающий световое поле гармоники $E_{2\omega} = e_2A_2\exp i(2\omega t - \mathbf{k}_2 r)$.

В опытах Франкена генерация гармоник была очень слабым эффектом, кпд удвоения (относит. мощность гармоники) $\lesssim 10^{-8}$. Однако уже к нач. 1963 кпд оптич. удвоителей достигали 20—30%. Решающую роль в этом сыграли реализация условий *фазового синхронизма*, согласование фазовых скоростей волн нелинейной поляризации и гармоники, осуществляющееся при $2k_1 = k_2$ и приводящее к синфазному сложению полей гармоники, генерирующихся в разл. участках нелинейной среды. Т. о., даже в условиях, когда локальный нелинейный эффект мал ($\chi^{(2)}E \ll 1$, $P_{\text{нл}} \ll P_{\text{лин}}$), накопление его на большой дистанции, управление «продольными» взаимодействиями приводят к сильному энергообмену между волнами.

Принципиальное значение для Н. о. имело создание лазеров с модулиров. добротностью (1962), позволяющих получать при длительности импульсов $\sim 10^{-7}$—10^{-8} с интенсивности $\sim 10^{10}$—10^{11} Вт/см^2. Сильные поля лазеров с модулиров. добротностью позволили начать исследования нелинейных эффектов, кубичных по полю, определяемых $\chi^{(3)}$. С помощью этих лазеров получены 3-я и 4-я оптич. гармоники (1963—64), обнаружено явление вынужденного комбинац. рассеяния (1962). Оказалось, что в сильных лазерных полях взаимодействия электронных и колебат. движений в молекулах и кристаллах приводят к фазировке колебаний; рассеяние становится когерентным, интенсивность рассеянного света возрастает на много порядков.

В 1965 впервые наблюдалась *самофокусировка света*, зарегистрированы «поперечные» нелинейные взаимодействия: в нелинейной среде *дифракционная расходимость* мощного светового пучка подавляется нелинейной рефракцией, обусловленной нелинейной добавкой к показателю преломления ($\Delta n = n_2I$, $n_2 \sim \chi^{(3)}$). В том же году запущен *параметрический генератор света*, в к-ром взаимодействие волн на квадратичной нелинейности используется для генерации когерентного излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широком диапазоне.

Проблемы совр. Н. о. далеко выходят за рамки физ. и прикладной оптики в их традиц. понимании. Совр. Н. о. определяют след. направления: физика оптич. нелинейности и нелинейная спектроскопия; волновая Н. о.; воздействие сильного светового поля на вещество; прикладная Н. о.

Физика оптич. нелинейности и нелинейная спектроскопия. Совр. Н. о. сталкивается с разнообразными проявлениями нелинейного отклика разл. сред, сюда входят и прямые эксперименты по регистрации поляризации вакуума в сверхсильных световых полях. Спектроскопич. методы, основанные на изучении нелинейных свойств вещества, в частности дисперсии нелинейных восприимчивостей, оказались универсальными, позволили решать задачи, ранее недоступные оптич. технике.

Волновая нелинейная оптика. Нелинейность отклика приводит к взаимовлиянию, в т. ч. к сильному энергообмену волн с существенно разл. частотами и волновыми векторами, к нелинейным изменениям частотного и угл. спектров квазимонохроматич. квазиплоских волн (самовоздействиям). В процессе волновых взаимодействий и самовоздействий нелинейно изменяется и состояние поляризации волн — возникают поляризац. нелинейные эффекты.

Многообразные волновые взаимодействия и самовоздействия фактически определяют гл. черты поведения мощных лазерных пучков в материальной среде. Разработка эфф. методов управления продольными и поперечными нелинейными взаимодействиями позволила реализовать в оптике разнообразные эффекты нелинейной волновой динамики — параметрич. взаимодействия, ударные волны, генерацию структур, солитоны, спиральные волны, турбулентность.

Физика воздействия сильного светового поля на вещество. Нелинейный отклик среды, нелинейные оптич. явления играют важную, а зачастую и решающую роль в механизмах лазерного возбуждения и релаксации сильнонеравновесных состояний в атомах, молекулах и конденсиров. средах. На использовании оптич. нелинейности базируются и уникальные по быстродействию (временно́е разрешение $\sim 10^{-15}$ с) и спектральному разрешению методы лазерной диагностики неравновесных состояний, быстрых превращений в веществе.

Прикладная нелинейная оптика. Преобразование частотного и угл. спектров, быстрое управление амплитудой и фазой световых волн, являющиеся следствием нелинейных взаимодействий и самовоздействий, лежат в основе действия широкого класса нелинейнооптич. устройств. Кроме традиц. преобразователей частоты и параметрич. генераторов, в прикладной Н. о. разработаны системы нелинейной *адаптивной оптики*, эфф. компрессоры сверхкоротких световых импульсов, бистабильные и мультистабильные элементы быстродействующих цифровых и аналоговых оптич. процессоров.

Т. о., мн. проблемы Н. о. тесно переплетаются с задачами атомной и молекулярной физики, физики твёрдого тела, электроники и технологии. При всём многообразии направлений исследований важнейшими продолжают оставаться: физика и техника генерации сильных световых полей; физика оптич. нелинейности и разработка нелинейных материалов; разработка методов управления продольными и поперечными взаимодействиями световых волн в нелинейных средах.

Величина нелинейного эффекта определяется напряжённостью светового поля, значением нелинейной восприимчивости и эфф. пространственным масштабом нелинейного взаимодействия.

1. Сильные световые поля

Естественный для Н. о. масштаб напряжённости поля — напряжённость внутриатомного поля E_a. Можно ожидать, что при $E = E_a$ нелинейный отклик сравнивается по величине с линейным:

$$P_{лин}(E_a) \simeq P_{нл}(E_a). \qquad (9)$$

Максимальная в ряду внутриатомных полей напряжённость поля в атоме водорода $E_a \simeq e/a_0^2 \approx 5\cdot 10^9$ В/см достигается в световом пучке с интенсивностью

$$I_a = \frac{cA^2}{8\pi} = \frac{ce^2}{2\pi a_0^4} \approx 10^{17}\ \text{Вт/см}^2.$$

Для получения таких интенсивностей необходимо располагать лазерными системами, генерирующими излучение мощностью $W \approx 1$ ТВт (10^{12} Вт). Фокусировка излучения в пятно площадью $\sigma \approx 10^{-6}$ см^2, вполне реальная в видимом и ближнем ИК-диапазоне, приводит в этом случае к $I = W/\sigma \approx 10^{18}$ Вт/см^2.

С помощью лазеров с модулиров. добротностью ($\tau_и \approx 10^{-8}$—10^{-9} с) сверхсильные поля можно получить только в уникальных мультикилоджоульных установках, предназначенных для экспериментов по УТС. Поэтому огромное значение для Н. о. имели освоение техники генерации пико- и фемтосекундных импульсов, разработка методов сжатия лазерных импульсов, «фокусировка во времени» (рис. 1).

При $\tau_и \approx 10^{-13}$—10^{-14} с переход к сверхсильным полям возможен при энергиях импульса 0,1 Дж.

Именно такими методами получены (1989) интенсивности $I \simeq 10^{19}$ Вт/см^2, при к-рых напряжённость светового поля почти на порядок превосходит атомное поле. При $E > E_a$ происходит радикальное изменение структуры вещества; дискретная структура атомных уровней практически исчезает, оптич. отклик определяется переходами в непре-

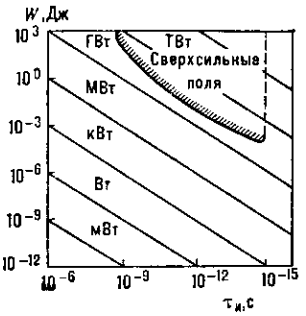


Рис. 1. Диаграмма энергия — длительность лазерного импульса $\tau_и$; линиями указаны уровни равной мощности. Сверхсильным полям соответствует мощность > 1 ТВт.

рывном спектре. Это означает, что при $E \geqslant E_a$ на смену Н. о. атомов и молекул приходит нелинейная электронная физика. В действительности «динамич. диапазон» Н. о. атомов и молекул существенно у́же. Конденсиров. среда, не слишком разреженный газ ионизуются при интенсивностях $I = I_{пр} \ll I_a$ ($I_{пр}$ — порог пробоя). Эффект связан с лавинным размножением свободных электронов, набирающих энергию в процессе столкновений в поле световой волны. При достижении критич. концентрации электронов $N_{кр} \sim$ $\sim 10^{15}$ см$^{-3}$ возникает лавинный световой пробой (см. *Оптические разряды*). Возможность достичь $N_{кр}$ определяется плотностью световой энергии; поэтому $I_{пр} \sim$ $\sim 1/\tau_и$, т. е. порог светового пробоя возрастает с уменьшением длительности лазерного импульса.

Конкретные значения $I_{пр}$, вид зависимости $I_{пр}(\tau_и)$ определяются прежде всего соотношением частоты света ω и резонансной частоты вещества ω_a.

Представления о порядках величин можно дать для существенно нерезонансного случая $\omega/\omega_a \ll 1$. В этой ситуации пробой прозрачных кристаллов и стёкол в поле импульсов длительностью $\tau_и \approx 10^{-8}$ с происходит при $I_{пр} \approx 10^{10}$—10^{11} Вт/см^2. При $\tau_и \simeq 10^{-14}$ с верх. граница интенсивностей, при к-рых конденсиров. среда ещё не успевает ионизоваться, повышается до значений $I_{пр} \approx 10^{13}$ —10^{14} Вт/см^2. При $I = I_т \approx 10^{15}$ Вт/см^2 атом ионизуется за счёт туннелирования электрона в световом поле за время порядка светового периода; этим определяется предельная оптич. прочность вещества в нерезонансных условиях. При $I \geqslant I_т \ll I_a$ [в нерезонансном случае $I_т \simeq (\omega/\omega_a)^2 I_a$] линейный и нелинейный отклики вещества определяются фактически откликом квазисвободных электронов.

В световом поле напряжённостью

$$E = E_{рел} = m\omega c/e$$

энергия осцилляций электрона становится сравнимой с энергией покоя. Соответственно, т. н. релятивистская интенсивность

$$I_{рел} = m^2\omega^2 c^3/4\pi e^2$$

характеризует границу релятивистской Н. о. свободных электронов [при $E = E_{рел}$ $v \simeq c$ в (1) и вклад, обусловленный силой Лоренца, уже нельзя рассматривать как малое возмущение].

Для частот, соответствующих видимому диапазону, $I_{рел} \simeq 10^{19}$ Вт/см^2 — величина, уже достигнутая в эксперименте.

Получение сверхсильных полей позволяет экспериментально наблюдать эффекты нелинейной квантовой электродинамики. В полях напряжённостью $E \simeq 10^{16}$ В/см ($I \simeq 10^{30}$ Вт/см^2) возможна генерация электронно-позитронных пар в вакууме («оптич. пробой вакуума»). Хотя достижение таких полей пока представляется проблематичным, взаимодействие уже

реализованных мощных лазерных импульсов с релятивистскими электронами может привести к наблюдению ряда принципиальных эффектов. При $I > 10^{20}$ Вт/см^2 реализуются условия наблюдения нелинейного томсоновского и нелинейного комптоновского рассеяний; возможна регистрация влияния лазерного поля на ß-распад. При $I > 10^{23} - 10^{24}$ Вт/см^2 возможно наблюдение черенковского излучения в вакууме, поляризованном мощной световой волной.

2. Нелинейный отклик и нелинейные восприимчивости

Нелинейный отклик свободных и связанных «оптич.» электронов — универсальная, но не единственная причина возникновения нелинейных оптич. явлений. Существенными оказываются нелинейные колебания многоатомных молекул и кристаллич. решётки, возбуждение светом явлений дрейфа, диффузии зарядов в кристаллах (фоторефрактивный эффект), индуцированная световой волной ориентация анизотропных молекул в жидкостях и жидких кристаллах (оптический *Керра эффект*), электрострикция, разл. тепловые эффекты и т. п. Перечисленные механизмы приводят к появлению оптич. нелинейностей, существенно различающихся по величине и времени установления нелинейного отклика $\tau_{нл}$. Для наиб. быстрой нерезонансной электронной нелинейности $\tau_{нл} \leqslant 10^{-14}$ с, для инерционной тепловой нелинейности $\tau_{нл} > 10^{-3}$ с.

Слабый локальный нелинейный отклик. В большинстве практически интересных случаев локальный нелинейный отклик много меньше линейного ($P_{нл} \ll P_{лин}$) и нелинейные свойства среды хорошо описываются разложениями (5), (6), набором гиперполяризуемостей $\hat{\gamma}^{(n)}$ и нелинейных восприимчивостей $\hat{\chi}^{(n)}$.

В световом поле

$$\boldsymbol{E} = \sum_m \boldsymbol{E}_m = \sum_m \boldsymbol{e}_m A_m \exp i(\omega_m t - \mathbf{k}_m r)$$

возникает бесконечный набор волн нелинейной поляризации на частотах $\omega = \sum_{m=1}^{n} \omega_m$

$$\boldsymbol{P}_{нл}(\omega) = \hat{\chi}^{(n)} \boldsymbol{E}_1 \boldsymbol{E}_2 \boldsymbol{E}_3 \cdot \ldots \cdot \boldsymbol{E}_n, \qquad (10)$$

где определяющая макроскопич. нелинейный отклик спектральная компонента тензора $(n+1)$-го ранга $\hat{\chi}^{(n)}$:

$$\chi^{(n)}_{ijk\ldots n+1}(\omega = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \ldots \pm \omega_n) = N \langle \gamma^{(n)}_{ijk\ldots n+1}(\omega) \rangle L^{(n)}; \qquad (11)$$

здесь $\langle \gamma^{(n)}_{ijk\ldots n+1} \rangle$ — усреднённый по ориентациям атомов или молекул тензор гиперполяризуемости, $L^{(n)}$ — фактор локального поля — поправка, учитывающая диполь-дипольное взаимодействие (обобщение лоренцевского фактора)

$$L^{(n)} = L(\omega_1)L(\omega_2)\ldots L(\omega_n) = \left[\frac{n_0^2(\omega)+2}{3}\right] \cdot \left[\frac{n_0^2(\omega_1)+2}{3}\right] \cdot \ldots \cdot \left[\frac{n_0^2(\omega_n)+2}{3}\right], \qquad (12)$$

$n_0(\omega_m)$ — линейный показатель преломления. Ф-ла (11) является естеств. обобщением соотношения (7а). Расчёт величин $\gamma^{(n)}$ и $\chi^{(n)}$ должен основываться на микроскопических теоретич. моделях. Информацию о нелинейном отклике даёт и феноменологич. теория, апеллирующая к общим свойствам симметрии среды, рассматривающая такие простые модельные системы, как классич. ангармонич. осциллятор, квантовая *двухуровневая система*.

Квадратичные нелинейные восприимчивости. Младший нелинейный член в разложении (6) — квадратичный по полю $\boldsymbol{P}_{нл} = \hat{\chi}^{(2)}\boldsymbol{E}\boldsymbol{E}$. Квадратичная нелинейная восприимчивость $\chi^{(2)}_{ijk}$ — тензор 3-го ранга; поэтому оптич. эффекты, квадратичные по полю, возникают только в средах, не имеющих центра симметрии.

В квадратичной среде бигармоних. световое поле

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_1 + \boldsymbol{E}_2 = \boldsymbol{e}_1 A_1 \exp i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 r) + \boldsymbol{e}_2 A_2 \exp i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 r) \qquad (13)$$

возбуждает волны нелинейной поляризации на частотах $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 \pm \omega_2$, являющихся результатом трёхчастотных (трёхфотонных) взаимодействий вида $\omega = \omega_i \pm \omega_j$ $(i, j = 1,2)$. Соответствующие спектральные компоненты тензора восприимчивости $\chi^{(2)}(2\omega_i)$, $\chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2)$ связаны с быстрыми (электронными) механизмами нелинейного отклика, для к-рых $\tau_{нл} \leqslant \omega_i^{-1} \approx 10^{-14}$ с. Эти процессы приводят к модуляции показателя преломления с оптич. частотой. Наиб. важный среди них — нерезонансный нелинейный отклик связанных оптич. электронов. Пользуясь (9), можно оценить $\chi^{(2)}$:

$$\chi^{(1)} E_a \approx \chi^{(2)} E_a^2; \quad \chi^{(1)} \simeq 1; \quad \chi^{(2)} \sim E_a^{-1}. \qquad (14)$$

Если взять для E_a значение для атома водорода, то $\chi^{(2)} \sim 10^{-7}$ [СГС]. Реальные значения $\chi^{(2)}(2\omega)$ (в видимом диапазоне) для диэлектриков лежат в пределах от 10^{-9} [СГС] (кварц) до $1{,}7 \cdot 10^{-8}$ СГС для одного из наиб. нелинейных кристаллов $Ba_2NaNb_5O_{15}$. Существенно больше значения $\chi^{(2)}(2\omega)$ в полупроводниках; в GaAs на $\lambda_1 = 1{,}06$ мкм $\chi^{(2)}(2\omega) \approx 5{,}2 \cdot 10^{-7}$ СГС; в кристалле Te в ИК-диапазоне ($\lambda = 10{,}6$ мкм) $\chi^{(2)} \approx 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ СГС. Т. о., в средах, линейные восприимчивости к-рых различаются меньше чем на порядок, различие в величинах нелинейного отклика достигает почти четырёх порядков. Для нелинейностей более высокого порядка по полю сказанное проявляется ещё сильнее (см. ниже). Количеств. расчёт $\chi^{(2)}$ кристаллов основывается в большинстве случаев на полуфеноменологич. моделях. Структуру квадратичного нелинейного отклика можно определить с помощью модели классич. ангармонич. осциллятора. Полагая в (4б) $F_{нл} = \alpha x^2$ и подставляя в (4а) поле (13), методом возмущений получим $d = \gamma^{(1)} E + \gamma^{(2)} E^2$ и

$$\gamma^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) \equiv \gamma^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2, \omega_1, \omega_2) = \frac{\alpha e^3}{m^2} R(\omega_1) R(\omega_2) R(\omega_1 \pm \omega_2), \qquad (15)$$

где $R(\omega_i) = (\omega_0^2 - \omega_i^2 - i\omega_i \Gamma)^{-1}$ — резонансные множители, Γ — полуширина линии поглощения. Тогда для $\chi^{(2)}$ [ср. (11)] получим:

$$\chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) = N\gamma^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) \times \left[\frac{n^2(\omega_1 \pm \omega_2)+2}{3}\right]\left[\frac{n^2(\omega_1)+2}{3}\right]\left[\frac{n^2(\omega_2)+2}{3}\right], \qquad (15a)$$

поскольку в кристалле элементарные «ячейки» ориентированы одинаково. К аналогичным ф-лам для $\gamma^{(2)}$ и $\chi^{(2)}$ приводит и модель двухуровневой системы, в к-рой вместо классич. фактора $D = \alpha e^3/m^2$ появляется произведение трёх матричных элементов переходов

$$\chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) = DR(\omega_1 \pm \omega_2) R(\omega_1) R(\omega_2) L(\omega_1 \pm \omega_2) \times L(\omega_1) L(\omega_2). \qquad (16)$$

Кубичная нелинейная восприимчивость $\chi^{(3)}_{ikl}$, являясь тензором 4-го ранга, отлична от нуля в центросимметричных средах: в газах, жидкостях, аморфных и кристаллич. твёрдых телах. В этих средах в результате четырёхчастотных (четырёхфотонных) взаимодействий вида $\omega = \omega_i \pm \omega_j \pm \omega_k$ $(i,j,k = 1, 2, 3)$ бигармонич. поле (13) возбуждает широкий спектр волн нелинейной поляризации на комбинац. частотах и гармониках $3\omega_1, 3\omega_2, 2\omega_1 \pm \omega_2, 2\omega_2 \pm \omega_1$ и т. п. Кубичные восприимчивости $\chi^{(3)}_{ijkl}(3\omega_i, \omega_i, \omega_i, \omega_i)$, $\chi^{(3)}_{ijkl}(2\omega_1 \pm \pm\omega_2, \omega_1, \omega_1 \pm \omega_2)$ и т. п. для сильно различающихся

частот ω_1 и ω_2 обусловлены малоинерционными (напр., электронными) механизмами нелинейного отклика. Для грубой оценки спектральной компоненты $\chi^{(3)}(3\omega)$, связанной с нерезонансным электронным откликом конденсиров. среды, можно полагать [ср. с (14)] $\chi^{(3)}(3\omega) \sim E_a^{-2}$. Оценка $\chi^{(3)}(3\omega) \approx 10^{-13}$—$10^{-14}$ СГС близка к значениям, измеряемым в оптически прозрачных жидкостях и диэлектриках.

Поскольку $\chi^{(3)}$ отлична от нуля в газах, в её поведении гораздо сильнее, чем в $\chi^{(2)}$, проявляются индивидуальные свойства атомов и молекул. Особенно ярко они выражены в резонансных свойствах $\chi^{(3)}$ (для разреженного газа $\chi^{(3)} = N\gamma^{(3)}$). На рис. 2 приведены теоретич. график дисперсии $\gamma^{(3)}$ и диаграмма энергетич. уровней для атомов Na. Отчётливо видны сильные возрастания кубич. восприимчивости вблизи резонансов.

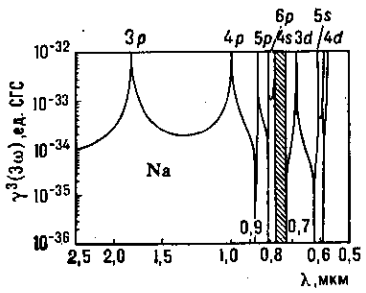


Рис. 2. Теоретические значения кубичной гиперполяризуемости $\gamma^{(3)}(3\omega)$ атома Na, ответственной за генерацию третьей гармоники в зависимости от длины волны основного излучения λ.

Четырёхчастотные нелинейные взаимодействия на кубичной нелинейности приводят не только к генерации волн на новых частотах, но и к возникновению волн нелинейной поляризации на частотах исходных волн:

$$\omega_i = \omega_i + \omega_i - \omega_i;\ \omega_i = \omega_i + \omega_j - \omega_j;$$

$$P_{\text{нл}}(\omega_i) = \chi^{(3)}(\omega_i)E(\omega_i)E(\omega_i)E^*(\omega_i);$$

$$P_{\text{нл}}(\omega_i) = \chi^{(3)}(\omega_i)E(\omega_i)E(\omega_j)E^*(\omega_j).$$

В результате такого самовоздействия, или кроссмодуляции, возникает нелинейная добавка n_2 к показателю преломления для волны частоты ω_i.

Полный показатель преломления кубичной среды

$$n = n_0 + n_2 I;\quad n_2 \sim \chi^{(3)}(\omega). \qquad (17)$$

Если выразить n_2 в [см²/кВт], то

$$n_2[\text{см}^2/\text{кВт}] = (2\pi/n_0)^2\chi^{(3)}(\omega)\ \text{СГС}.$$

Обусловленная быстрым нерезонансным откликом оптич. электронов нелинейная добавка n_2 относительно невелика. Полагая $\chi^{(3)}(\omega) \approx 10^{-14}$ СГС, имеем $n_2 \approx 10^{-13}$ см²/кВт; таковы прибл. значения n_2 для мн. кристаллов и жидкостей. В таком случае даже для интенсивностей, близких к пробойным, $I \simeq I_{\text{пр}}$, $\Delta n = n_2 I_{\text{пр}} \ll n_0$.

Имеется много других, хотя и более инерционных, механизмов, приводящих к существенно более сильной нелинейности показателя преломления. К ним относятся резонансные нелинейности в полупроводниках (экситонные резонансы в двумерных структурах), фоторефрактивный эффект в неорганич. кристаллах, ориентация анизотропных молекул в световом поле и оптич. нагрев среды. Диапазон значений нелинейного параметра n_2 превышает десять порядков (рис. 3). Несмотря на существ. различие физ. механизмов нелинейности, многочисл. данные неплохо укладываются на прямые $n_2 \sim \tau_{\text{нл}}$; возрастание величины n_2 сопровождается увеличением инерционности отклика.

К ориентац. механизмам в жидких кристаллах, приводящим к $n_2 > 0{,}1$ см²/кВт, с полным основанием применим термин «гигантские оптич. нелинейности».



Рис. 3. Значения нелинейного коэффициента n_2 для оптических материалов на плоскости n_2, $\tau_{\text{нл}}$.

Высшие нелинейности. Квадратичная и кубичная нелинейности доминируют в подавляющем большинстве практически важных случаев. Нелинейности более высокого порядка быстро убывают с номером n, $\chi^{(n)} \sim E_a^{-(n-1)}$ (под E_a следует понимать нек-рое эфф. «атомное» поле, различное для разных механизмов нелинейности).

В кристаллах в поле интенсивных сверхкоротких импульсов зарегистрированы эффекты, обусловленные быстрыми (электронными) нелинейностями $P^{(4)}_{\text{нл}} \sim \chi^{(4)}E^4$ и $P^{(5)}_{\text{нл}} \sim \chi^{(5)}E^5$. В атомарных газах при интенсивностях $I \sim 10^{11}$ Вт/см² измерены нелинейные эффекты, обусловленные $P^{(9)}_{\text{нл}} \sim \chi^{(9)}E^9$.

Нелинейный отклик в сверхсильных полях. В сверхсильных световых полях ($E \gtrsim E_a$) описание нелинейного отклика, базирующееся на методе возмущений, разложении нелинейной поляризации в ряд по степеням поля, теряет силу; в значит. мере утрачивает смысл и понятие нелинейной восприимчивости. В экспериментах по генерации оптич. гармоник в атомах инертных газов при интенсивностях $I \sim 10^{14}$—10^{15} Вт/см² были зарегистрированы нечётные гармоники вплоть до 21-й. Теоретическая интерпретация эффекта базируется на численном анализе нелинейного отклика одноэлектронного атома, никак не связанном с методом возмущений.

3. Волновая нелинейная оптика. Управление продольными и поперечными взаимодействиями волн

Распространение световых волн в слабонелинейной среде описывается неоднородным волновым ур-нием

$$\left[\nabla[\nabla E]\right] + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_л}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_{\text{нл}}}{\partial t^2}, \qquad (18)$$

где внеш. силой является волна нелинейной поляризации $P_{\text{нл}}(r, t)$. Последняя возбуждает вынужденную эл.-магн. волну, имеющую те же частоту и волновой вектор, что и волна нелинейной поляризации. Интерференция вынужденных волн со свободными волнами среды определяет динамику развития нелинейного волнового процесса во времени и в пространстве. Поскольку характер интерференции свободных и вынужденных волн существенно зависит от дисперсии среды, дисперсионные параметры решающим образом влияют на формирование нелинейных волн. В электродинамике сильнодиспергирующих слабонелинейных сред принято выделять нелинейные взаимодействия волн с разл. частотами и волновыми векторами и самовоздействия волн, обусловленные зависимостью комплексного показателя преломления от интенсивности.

Строгое разграничение нелинейных волновых процессов на взаимодействия и самовоздействия справедливо лишь для плоских монохроматич. волн, для к-рых самовоздействия проявляются как самоиндуциров. изменения поглощения и фазовой скорости волны. Для реальных модулированных во времени и пространстве световых волн эта классификация условна. Самовоздействия волновых пакетов и пучков в кубичной среде (самоиндуциров. изменения формы модуляции) обусловлены четырёхфотонными взаимодействиями разл. компонент частотного и угл. спектров, продольными и поперечными взаимодействиями. Однако термины «взаимодействия» и «самовоздействия» широко используются и для модулиров. волн. В совр. Н. о. говорят о взаимодействиях, имея в виду взаимодействия волн с сильно различающимися частотами — процессы типа генерации гармоник, суммарных и разностных частот, параметрич. усиления и параметрич. генерации. Нелинейные преобразования частотного и угл. спектров квазимонохроматич. квазиплоских волн в средах с нечётными по полю нелинейностями относят к самовоздействиям.

Дело не только в терминологии, существенно различаются теоретич. подходы, физ. образы, используемые при исследовании взаимодействий и самовоздействий. В описании взаимодействий первоочередной интерес представляет динамика распределения энергии по спектру, а в описании самовоздействий главное — поиски автомодельных решений, стационарных волн, неустойчивостей и т. п.

Приближённые уравнения нелинейной геометрической оптики; связанные волны. Для большинства практически интересных задач Н. о. ур-ние (18) можно упростить, пользуясь методом медленно меняющихся амплитуд. Для плоских волн, распространяющихся в слабонелинейной среде,

$$\boldsymbol{E} = \sum_n \boldsymbol{E}_n = \sum_n \boldsymbol{e}_n A_n(t,\boldsymbol{r}) \exp i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \boldsymbol{r}), \quad (19)$$

в первом приближении теории дисперсии полагая, что комплексные амплитуды A_n медленно изменяются на длине волны λ_n и периоде $T_n = 2\pi/\omega_n$, вместо (6), (18) получаем систему n связанных ур-ний 1-го порядка

$$\boldsymbol{S}_n [\boldsymbol{e}_n[\mathbf{k}_n \boldsymbol{e}_n]] \frac{\partial A_n}{\partial t} + [\boldsymbol{e}_n[\mathbf{k}_n \boldsymbol{e}_n]] \nabla A_n + (\boldsymbol{e}_n \hat{\alpha} \boldsymbol{e}_n) A_n + \boldsymbol{P}_{\text{нл}}(\omega_n) f_n(\boldsymbol{r}) = 0, \quad (20)$$

где $\boldsymbol{P}_{\text{нл}}(\omega_n)$ — спектральные компоненты нелинейной поляризации на частоте ω_n; $\hat{\alpha}$ — тензор, описывающий потери в среде; $\boldsymbol{S}_n$ — лучевой вектор; $f_n(\boldsymbol{r})$ — фактор, описывающий интерференцию свободных и вынужденных волн.

Дифракция, дисперсионное расплывание волновых пакетов. Наиб. адекватна нелинейным задачам юнговская трактовка дифракции (см. *Дифракция волн*). Её матем. аппарат никак не связан с принципом суперпозиции и базируется на параболич. ур-нии для комплексной амплитуды (см. *Волны*), описывающем «поперечную» диффузию поля, что тесно связано с методом медленно меняющихся амплитуд.

Системой связанных параболич. ур-ний

$$[\boldsymbol{e}_n[\mathbf{k}_n \boldsymbol{e}_n]] \nabla A_n + \frac{i}{2} \Delta_\perp A_n + (\boldsymbol{e}_n \hat{\alpha} \boldsymbol{e}_n) A_n + \boldsymbol{P}_{\text{нл}}(\omega_n) f_n(\boldsymbol{r}) = 0 \quad (21)$$

описывается распространение монохроматич. волновых пучков в нелинейной среде. Аналогичные по структуре ур-ния описывают и взаимодействия плоских волновых пакетов в нелинейной диспергирующей среде. Во втором приближении теории дисперсии, рассматривая для простоты плоский пакет в изотропной среде, получим параболич. ур-ние вида

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{k}}{\partial \omega^2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + \hat{\alpha} A_n + P_{\text{нл}}(\omega_n) f_n(z) = 0, \quad (21\text{а})$$

где $\eta = t - z/u$, u — групповая скорость пакета.

Локальные и накапливающиеся нелинейные эффекты. В протяжённой среде, характерный размер к-рой существенно превышает длину волны, эффективность нелинейного взаимодействия определяется величиной локального нелинейного отклика (величиной $\sim \chi^{(2)} E$ в квадратичной среде и $\chi^{(3)} E^2$ — в кубичной) и условиями интерференции свободных и вынужденных волн.

Сильные нелинейные взаимодействия (сильный энергообмен между взаимодействующими волнами) удаётся получить и в слабонелинейной среде, в к-рой $\chi^{(2)} E \ll 1$, $\chi^{(3)} E^2 \ll 1$. Малость локального нелинейного отклика компенсируется организацией накапливающихся взаимодействий. Последнего можно добиться за счёт подбора дисперсионных свойств среды. Пример этого — генерация 2-й оптич. гармоники в двулучепреломляющем кристалле. В приближении геом. оптики система связанных ур-ний (20) сводится к двум ур-ниям 1-го порядка для амплитуд осн. волны A_1 и 2-й гармоники A_2 (без учёта потерь):

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -i\beta_1 A_2 A_1^* \exp(i\Delta k z);$$
$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i\beta_2 A_1^2 \exp(-i\Delta k z). \quad (22)$$

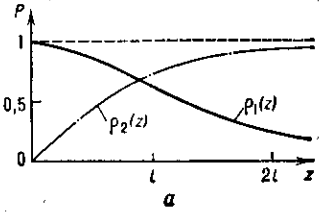
Здесь u_1, u_2 — групповые скорости, $\beta_1 = 2\pi(\boldsymbol{e}_1 \hat{\chi}^{(2)} \boldsymbol{e}_2 \boldsymbol{e}_1)\omega_1^2/k_1 c^2$, $\beta_2 = \pi(\boldsymbol{e}_2 \hat{\chi}^{(2)} \boldsymbol{e}_1 \boldsymbol{e}_1)\omega_2^2/k_2 c^2$ — коэф. нелинейной связи, ось z направлена вдоль $\mathbf{k}_1$, $A_i = \rho_i \exp(i\varphi_i)$. Расстройка волновых векторов $\Delta k = k_2 - 2k_1$ определяет картину интерференции свободной (волновое число k_2) и вынужденной (волновое число $2k_1$) волн. Генерация гармоники наиб. эффективна в условиях фазового и *группового синхронизма*, когда

$$\Delta k = 0; \quad u_1 = u_2. \quad (23)$$

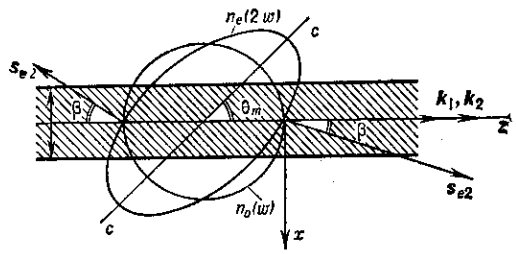
Тогда для вещественных амплитуд ρ_1, ρ_2 из (22) получаем ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$):

$$\rho_1(\eta, z) = \rho_{10}(\eta) \operatorname{sech}(\beta\rho_{10} z),$$
$$\rho_2(\eta, z) = \rho_{10}(\eta) \operatorname{th}(\beta\rho_{10} z). \quad (24)$$

Графики решений (20), (24) представлены на рис. 4(*а*); видно, что при выполнении условия (23) вся энергия основной волны переходит в гармонику, реализуется накапливающееся взаимодействие; оптический удвоитель частоты обладает кпд $\sim 100\%$. Если же расстройка Δk велика, быстро осциллирующий член в правых частях уравнений (22) практически полностью подавляет



а



б

Рис. 4. Удвоение частоты света: *а* — пространственное изменение вещественных амплитуд ρ_1, ρ_2 в условиях фазового синхронизма; *б* — схема реализации условий фазового синхронизма в двулучепреломляющем кристалле. Приведены сечения поверхностей показателя преломления для обыкновенной $n_o(\omega)$ и необыкновенной $n_e(2\omega)$ волн.

нелинейный эффект (см. также *Взаимодействие световых волн*).

Мелкомасштабные и крупномасштабные накапливающиеся продольные взаимодействия. Условия фазового синхронизма в оптике наиб. эффективно реализуются в двулучепреломляющих кристаллах. Имитация отсутствия дисперсии $\Delta k = k_2 - 2k_1 = (2\omega/c)[n(2\omega) - n(\omega)] = 0$ возможна, если волны основной частоты и гармоники поляризованы ортогонально (рис. 4,*б*). Пересечение поверхностей $n_e(2\omega)$ и $n_o(\omega)$ определяет конус направлений, вдоль к-рых $n_e(2\omega) = n_o(\omega)$. Пространственный масштаб накапливающегося продольного взаимодействия плоских гармоник. волн на частотах ω и 2ω, распространяющихся вдоль такого направления, $L_\parallel = \Delta k^{-1} \to \infty$. Однако неизбежно присутствующие временна́я и пространственная модуляции волны приводят к ограничению величины $L_\parallel$. Тем не менее и в этой ситуации продольные взаимодействия удаётся сделать крупномасштабными, если $L_\parallel > L_{нл} \approx \beta^{-1}\rho^{-1}(0)$. Здесь т. н. нелинейная длина $L_{нл}$ — характерное расстояние, на к-ром $> 50\%$ энергии осн. волны переходит в гармонику в условиях фазового синхронизма.

Крупномасштабные продольные взаимодействия удаётся реализовать в пучках мощных лазеров, макс. кпд удвоителей частоты достигают ~80—90%. Если разность $n(2\omega) - n(\omega)$ определяется естеств. дисперсией среды, то $L_\parallel \approx \Delta n^{-1}$ не превышает 10^{-3} см и даже для световых полей, близких к пробойным, продольные взаимодействия остаются мелкомасштабными.

Управление поперечными взаимодействиями. Для эффектов, приводящих к нелинейному изменению угл. спектра, таких как самофокусировка и самодефокусировка, генерация диссипативных структур, пространственная бистабильность и мультистабильность, определяющую роль играет характерный масштаб поперечных взаимодействий $L_\perp$. Мелкомасштабные поперечные взаимодействия ($L_\perp \ll d$ — поперечного размера светового пучка) возникают за счёт дифракции («диффузии» лучевой амплитуды), диффузии частиц нелинейной среды. В системах с оптич. обратной связью, в нелинейных резонаторах с т. н. двумерной обратной связью, используя относительно несложные преобразования светового поля, можно получить $L_\perp \simeq d$ (см. раздел 7).

4. Сильные нелинейности, нелинейные материалы

Слабый эффект генерации 2-й оптич. гармоники был открыт в естеств. кристалле кварца. Получение кпд оптич. удвоителя частоты, достигающего десятков процентов, стало возможным только за счёт использования искусственно выращенных кристаллов, позволяющих реализовать условия синхронизма. Поэтому большая величина нелинейной восприимчивости — не единств. требование к эфф. нелинейному материалу. Обычно необходима совокупность таких свойств, как нелинейность, двулучепреломление, область прозрачности, оптич. прочность и т. п. Возможности варьирования величин квадратичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$, обусловленной быстрой электронной нелинейностью, относительно невелики. Анализ эксперим. данных позволяет сформулировать полуэмпирич. закономерность, связывающую спектральные компоненты квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$ с компонентами линейной восприимчивости $\chi^{(1)}$.

Оказывается:

$$\chi^{(2)}_{ijk}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \Delta_{ijk}\chi^{(1)}_{ii}(\omega_3)\chi^{(1)}_{jj}(\omega_1)\chi^{(1)}_{kk}(\omega_2), \quad (25)$$

где коэф. $\Delta_{ijk} \approx 10^{-6}$ СГС практически постоянен для широкого класса кристаллов. Согласно (25), оптич. материалы с высокими значениями линейного показателя преломления должны обладать и высокой квадратичной нелинейностью.

Наиб. значения $\chi^{(2)}$, полученные в кристалле $Ba_2NaNb_5O_{15}$ в видимом диапазоне ($\chi^{(2)} \approx 10^{-8}$ СГС) и в кристалле Te в ИК-диапазоне ($\chi^{(2)} \approx 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ СГС) ещё в 1960-х гг., практически не были превзойдены и в 1980-х гг. (табл.). Это не свидетельствует, однако, об отсутствии прогресса в разработке материалов с квадратичной нелинейностью. Наиболее яркие достижения получены в разработке нелинейных кристаллов для преобразования широкоапертурных пучков импульсных лазеров для установок УТС и в разработке кристаллов для преобразования излучения с высокой ср. мощностью. Удвоитель частоты на кристалле калий — титанил фосфата (KTP) обладает кпд $\approx 60\%$ при средней мощности лазерного излучения ~20 Вт.

Неорганические кристаллы для нелинейнооптических преобразователей

Кристалл	$\chi^{(2)}(2\omega) \cdot 10^9$ СГС	Область прозрачности, мкм
$KDP(KH_2PO_4)$	1,13	0,2—1,2
$LiIO_3$	13,38	0,3—4,5
$LiNbO_3$	13,86	0,4—4,5
$Ba_2NaNb_5O_{15}$	17,45	0,4—4,5
$KTP(KTiOPO_4)$	15,54	0,35—4,0
$BBO(\beta\text{-}BaB_2O_4)$	3,25	0,195—3,5

Представление о диапазоне значений кубичной нелинейной восприимчивости в совр. нелинейных материалах даёт диаграмма рис. 3. Несмотря на разнообразие физ. механизмов нелинейности, можно чётко выделить неск. принципов, лежащих в основе поиска и разработки сильнонелинейных материалов.

Величина кубичной восприимчивости [ср. (11), (16)] определяется произведением трёх факторов — фактора, характеризующего величину матричных элементов (дипольных моментов), — $D^{(3)}$, вовлечённых в нелинейный процесс, их резонансного вклада $R^{(3)}$ и фактора локального поля $L^{(3)}$: $\chi^{(3)} \sim D^{(3)}R^{(3)}L^{(3)}$. Управление каждым из них приводит к значительным результатам в разработке материалов с кубичной нелинейностью.

Управлять фактором $D^{(3)}$ можно за счёт делокализации электронных состояний, ибо осн. вклад в линейную и нелинейную поляризуемости дают слабосвязанные электроны. Пример сильно делокализованных состояний — π-электроны в органич. молекулах с сопряжёнными связями. С увеличением числа сопряжённых связей — делокализацией электронов — в молекулах полимеров возрастает поляризуемость $\gamma^{(3)}$ (рис. 5).

Эфф. использование резонансов, описываемых фактором $R^{(3)}$ (рис. 2), приводит также к получению сильных кубичных нелинейностей (напр., вблизи экситонных резонансов в полупроводниковых сверхрешётках). Весьма разнообразны возможности увеличения $\chi^{(3)}$ за счёт фактора локального поля. Здесь следует упомянуть легирование кристаллов и стёкол, использование кластерных систем, включая кластеры на границах раздела. На шероховатых поверхностях металлов и полупроводников действующее поле может возрастать, по крайней мере, на два порядка.

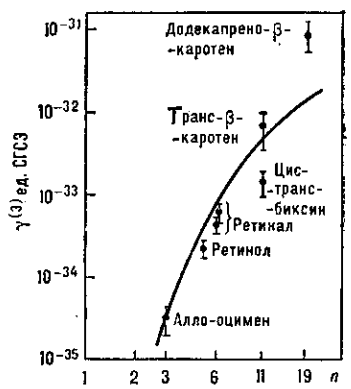


Рис. 5. Зависимость гиперполяризуемости $\gamma^{(3)}(3\omega)$ от числа двойных связей в молекулах полимеров; точки — эксперимент, сплошная линия — теория.

5. Нелинейная спектроскопия и нелинейная диагностика вещества

Традиционным предметом спектроскопии до появления лазеров было исследование дисперсии действительной и мнимой частей линейной восприимчивости $\chi^{(1)}(\omega)$. В соответствии с этим, говоря о нелинейной спектроскопии, часто имеют в виду методы и результаты исследований частотной зависимости нелинейного отклика вещества или — для слабонелинейной среды — частотной зависимости нелинейных восприимчивостей. Фактически предмет и методы современной нелинейной спектроскопии шире и разнообразнее. Быстрый прогресс техники генерации коротких световых импульсов (длительностью всего в неск. световых периодов, фемтосекундные световые импульсы) привёл к разработке эфф. методов исследования нестационарного нелинейного отклика вещества на импульсное оптич. возбуждение. Эту спектроскопию, альтернативную традиционной «частотной» (frequency-domain) спектроскопии, принято называть временно́й (time-domain) спектроскопией. Совр. нелинейная лазерная спектроскопия включает и нелинейную спектрохронографию, изучающую частотную зависимость нелинейного отклика нестационарных сред; имеется в виду частотная спектроскопия с временны́м разрешением. Помимо информации о новых (нелинейных) параметрах вещества, нелинейная спектроскопия открывает принципиально новые возможности извлечения данных, являющихся традиц. предметом линейной спектроскопии,— данных о положении и структуре спектральных линий, сечениях рассеяния и т. п.; один из ярких примеров — свободная от допле́ровского уширения двухфотонная атомная и молекулярная спектроскопия.

Хотя нелинейная спектроскопия в принципе имеет дело с бесконечным числом новых параметров — нелинейных восприимчивостей разл. порядков $\chi^{(n)}(\omega_1,\ldots,\omega_n)$, фактически в большинстве применяемых методов (когерентная активная спектроскопия рассеяния света, спектроскопия двухфотонного поглощения, нелинейная поляризац. спектроскопия) исследуются резонансы в кубичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}_{ijkl}(\omega_4;\omega_1,\omega_2,\omega_3)$, к-рая стала одной из важнейших характеристик материальных сред.

Примером может служить когерентная спектроскопия комбинац. рассеяния света, или, как её часто называют, КАРС-спектроскопия (когерентная антистоксова рамановская спектроскопия). Подчиняющиеся альтернативному запрету комбинац. резонансы (см. *Комбинационное рассеяние света*) в нелинейном отклике проявляются как резонансы в кубич. восприимчивости. Согласно классич. модели комбинац. рассеяния, поляризуемость молекулы

$$\gamma = \gamma_0^{(1)} + \frac{\partial\gamma}{\partial Q} Q + \ldots, \qquad (26)$$

где Q — смещение ядер, для к-рого ур-ние движения имеет вид

$$\ddot{Q} + 2\Gamma\dot{Q} + \Omega^2 Q = \frac{1}{2M}\frac{\partial\gamma}{\partial Q} E^2. \qquad (27)$$

В соответствии с (26), (27) в поляризации P появляется член, кубичный по полю. Действительно,

$$P = P_{\text{л}} + P_{\text{нл}} = \gamma(Q)E = \gamma_0^{(1)} E + \frac{\partial\gamma}{\partial Q} QE,$$

$$P_{\text{нл}} \sim \left(\frac{\partial\gamma}{\partial Q}\right)^2 E^3.$$

Если на среду действует бигармонич. поле вида (13), в результате четырёхфотонных взаимодействий на кубич. нелинейности возникает, в частности, волна поляризации, а следовательно, и когерентное световое поле (его когерентность определяется целиком когерентностью накачки) на частоте $\omega_a = \omega_1 + \omega_1 - \omega_2 = 2\omega_1 - \omega_2$.

Соответствующая кубич. восприимчивость

$$\chi^{(3)}_{ijkl}(\omega_a;\omega_1,\omega_1;-\omega_2) = NL^4\langle\gamma^{(3)}_{ijkl}(\omega_a;\omega_1,\omega_1;-\omega_2)\rangle, \qquad (28)$$

$$\gamma^{(3)} = \frac{1}{24M}\cdot\left(\frac{\partial\gamma^{(1)}}{\partial Q}\right)^2\cdot\frac{1}{\Omega^2-(\omega_1-\omega_2)^2-2i\Gamma(\omega_1-\omega_2)}.$$

Частотная КАРС-спектроскопия основана на измерении зависимости интенсивности антистоксова сигнала (рис. 6,*а*)

$$I_a(\omega_a) \sim |\chi^{(3)}(\omega_a;\omega_1,\omega_1;-\omega_2)|^2\,|A_1^2 A_2^*|^2 \qquad (29)$$

от разности частот $\omega_1 - \omega_2$. Она даёт традиц. данные о комбинационных (рамановских) резонансах; чувствительность и спектральное разрешение при этом существенно превосходят таковые для спектроскопии

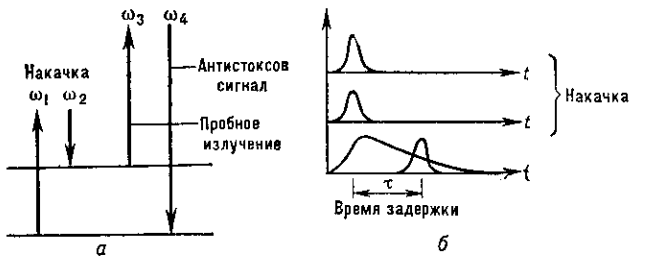


Рис. 6. Схема частотной (*а*) и временно́й (*б*) КАРС-спектроскопии комбинационных резонансов в кубической восприимчивости $\gamma^{(3)}$.

спонтанного комбинац. рассеяния. Вместе с тем КАРС-спектроскопия оказывается и источником принципиально новой информации, поскольку кубич. восприимчивость в (29) слагается из неск. составляющих — помимо резонансной восприимчивости $\chi^{(3)}_R$, связанной с колебат. резонансом (28), вклад в антистоксов сигнал дают четырёхфотонные процессы, развивающиеся на быстрой нерезонансной электронной нелинейности $\chi^{(3)}_{NR}$ (см. *Активная лазерная спектроскопия*).

Принцип временно́й нелинейной спектроскопии комбинац. рассеяния (нестационарной КАРС-спектроскопии) поясняет рис. 6(*б*). Комбинац. резонанс возбуждается двумя короткими лазерными импульсами, разность ср. частот излучения к-рых $\omega_1 - \omega_2$ ближе к частоте Ω. Короткий зондирующий импульс $\boldsymbol{E}_{\text{пр}}$ с задержкой по отношению к возбуждающим импульсам используется для измерения кинетики затухания нелинейного отклика.

Кубич. нелинейный отклик на немонохроматич. поле

$$\boldsymbol{P}^{(3)} = \int_0^\infty\int_0^\infty\int_0^\infty \chi^{(3)}(t_1,t_2,t_3)\boldsymbol{E}(t-t_1)\boldsymbol{E}(t-t_1-t_2)\times$$
$$\times\, \boldsymbol{E}(t-t_1-t_2-t_3)dt_1dt_2dt_3, \qquad (30)$$

где $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_1 + \boldsymbol{E}_2 + \boldsymbol{E}_{\text{пр}}$.

Измеряемая в частотной нелинейной спектроскопии спектральная компонента кубич. нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}(\omega_a)$ является, очевидно, трёхмерным фурье-образом фигурирующей в (30) нелинейной ф-ции отклика $\chi^{(3)}(t_1,t_2,t_3)$:

$$\chi^{(3)}(\omega_a;\omega_{\text{пр}};\omega_1;-\omega_2) = \frac{1}{4}\int_0^\infty\int_0^\infty\int_0^\infty \chi^{(3)}(t_1,t_2,t_3)\exp[i(\omega_{\text{пр}}t_1 +$$
$$+\,\omega_1 t_2 - \omega_2 t_3)]dt_1dt_2dt_3. \qquad (31)$$

При исследовании однородно уширенного комбинац. резонанса частотная и временна́я КАРС-спектроскопия

представляет собой альтернативные методы извлечения данных о ширине линии $\Delta\nu = \Gamma/2\pi$ или о прямо связанном с ней времени поперечной релаксации (дефазировки) $T_2 = (\Delta\nu)^{-1}$. В частотной спектроскопии спектральное разрешение тем выше, чем больше отношение $\Delta\nu/\Delta\nu_л$, где $\Delta\nu_л$ — ширина линии используемого лазерного излучения. Аналогичным параметром в нестационарной спектроскопии является отношение времени дефазировки T_2 к длительности возбуждающих и зондирующих импульсов $\tau_л$: должно выполняться условие $T_2/\tau_л \gg 1$. Если для возбуждения и зондирования во временнóй спектроскопии используются фемтосекундные световые импульсы, то (поскольку $\omega_i/\Omega \gg 1$) возможны ситуации, когда длительности пробных импульсов оказываются малыми не только по сравнению с временами релаксации энергии и фазы, но и по сравнению с $T_м = 2\pi/\Omega$ — периодом молекулярных колебаний. В этом случае появляется возможность регистрировать не только огибающую, но и саму форму молекулярных колебаний (рис. 7); нелинейный спектрометр становится стробоскопич. «оптическим осциллографом».

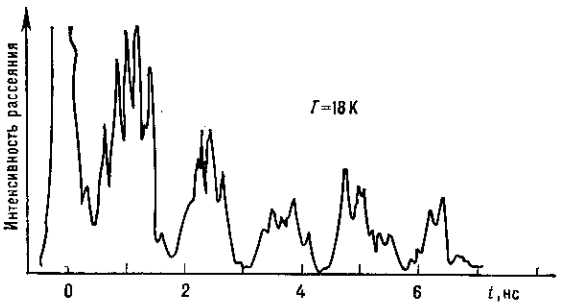


Рис. 7. Экспериментальные данные нестационарной КАРС-спектроскопии кристалла перилена, полученные при длительности импульса $\tau_и$, меньшей периода молекулярных колебаний $T_м$.

Регистрация нелинейного отклика используется для нелинейнооптич. диагностики кристаллич. структуры приповерхностных слоёв сильно поглощающих монокристаллов полупроводников и металлов (особенно диагностики с пико- и субпикосекундным временным разрешением). Совр. эксперим. техника позволяет легко регистрировать квадратичные и кубичные по полю эффекты в отражённом от кристалла свете, нелинейные взаимодействия в тонких приповерхностных слоях.

Нелинейное отражение от кристалла кремния (рис. 8) можно использовать для диагностики нарушений кристаллич. структуры, возникающих при *ионной имплантации*. В основе техники регистрации лежит анизотропия нелинейного отклика (линейный отклик Si — изотропен). Из рис. 8(*б*, *в*) видно, что увеличение дозы имплантации уменьшает анизотропию в угл. распределении интенсивности квадрупольной 2-й гармоники (дипольная 2-я гармоника в Si запрещена); уменьшение анизотропии удаётся непосредственно связать с мерой аморфизации кристалла.

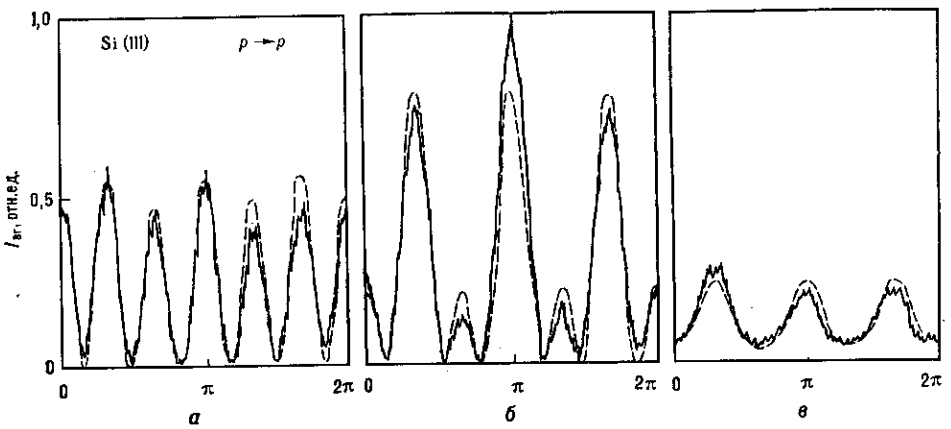


Рис. 8. Нелинейнооптическая диагностика поверхности монокристалла Si: *а* — интенсивность 2-й гармоники, отражённой от совершенного кристалла в зависимости от угла поворота θ; *б*, *в* — то же в имплантированном Si при разных дозах имплантации $D = 1{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ (*б*), $2{,}4 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ (*в*).

Сильная анизотропия проявляется и в нелинейном отклике монокристаллов металлов — в Au, Cu, Al; зарегистрирован нелинейный отклик от плёнок, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью. Всё это стимулирует применение нелинейных оптич. методов к анализу динамики электронной структуры нормальных и сверхпроводящих металлов. Чувствительность нелинейного отклика к тонким деталям зонной структуры полупроводников и металлов делает нелинейнооптич. диагностику эфф. мстодом изучения не только симметрии потенциала, в к-ром движется электрон, но и деталей картины этого движения.

6. Параметрические процессы и параметрические преобразователи

Интенсивная световая волна — волна «накачки» $\boldsymbol{E}_н = \boldsymbol{e}_н A_н \exp i(\omega_н t - \mathbf{k}_н r)$, распространяющаяся в среде с быстрым нелинейным откликом, модулирует её диэлектрич. проницаемость ε по закону бегущей волны. Бегущая волна диэлектрич. проницаемости способна усиливать слабые волны с соответствующим образом подобранными частотами и волновыми векторами — эффект, имеющий ряд общих черт с параметрич. усилением и параметрич. генерацией в системах с сосредоточенными параметрами.

В квадратичной среде диэлектрич. проницаемость

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos(\omega_н t - \mathbf{k}_н r), \qquad (32)$$

где ε_1 — коэф. модуляции диэлектрич. проницаемости, $\omega_н = \omega_1 + \omega_2$ — частота накачки, равная сумме частот параметрически усиливаемых волн.

Поведение комплексных амплитуд волн, участвующих в таком трёхчастотном («трёхфотонном») параметрич. процессе (без учёта потерь), описывается системой трёх ур-ний [ср. (22)]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1}\frac{\partial A_1}{\partial t} = -i\beta_1 A_н A_2^* e^{i\Delta z}, \qquad (33а)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2}\frac{\partial A_2}{\partial t} = -i\beta_2 A_н A_1^* e^{i\Delta z}, \qquad (33б)$$

$$\frac{\partial A_н}{\partial z} + \frac{1}{u_н}\frac{\partial A_н}{\partial t} = -i\beta_н A_1 A_2 e^{-i\Delta z}. \qquad (33в)$$

Если $u_1 = u_2 = u_н$, $\Delta z = 0$ (выполняются условия *фазового синхронизма* $k_н = k_1 + k_2$) и A_1, $A_2 \ll A_н$ (последнее приближение обычно наз. приближением заданного поля накачки), то решения ур-ний (33а) и (33б)

$$A_1, A_2 \sim \exp gz; \quad g = \sqrt{\beta_1\beta_2 |A_{но}|^2},$$

т. е. волны на частотах ω_1, ω_2 экспоненциально усиливаются. Расстройка фазовых скоростей ($\Delta \neq 0$), обусловленная дисперсией среды, снижает инкремент: $g = \sqrt{\beta_1\beta_2|A_{но}|^2 - \Delta^2}$. Однако увеличением интенсив-

ности накачки в определ. мере можно скомпенсировать эффекты расфазировки.

Для немодулиров. волн при $\Delta = 0$, $u_1 = u_2 = u_н$ система (33а) — (33в) допускает точное решение в эллиптич. ф-циях. Графики решений представлены на рис. 9; интенсивности нормированы на интенсивность сигнальной волны на частоте ω_1. Пространственные

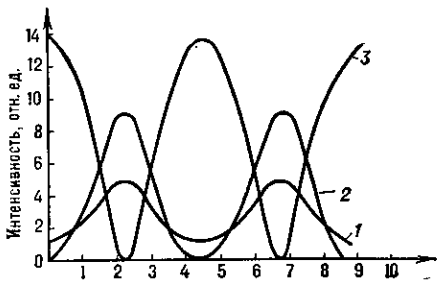


Рис. 9. Динамика изменения интенсивности волн при параметрическом взаимодействии в среде с квадратичной нелинейностью. По оси абсцисс — приведённая длина нелинейной среды; по оси ординат — интенсивности (в относительных единицах) волн сигнала I_1/I_{10} (*1*), разностной частоты I_2/I_{10} (*2*) и накачки $I_н/I_{10}$ (*3*).

биения трёх волн, изображённые на рис., представляют по существу периодич. последовательность процессов параметрич. усиления в поле мощной волны накачки $\omega_н \to \omega_1 + \omega_2$ и сложения частот $\omega_1 + \omega_2 \to \omega_н$.

В кубичной среде диэлектрич. проницаемость изменяется с удвоенной частотой накачки. Коэф. модуляции диэлектрич. проницаемости $\varepsilon_1 \sim \chi^{(3)} A_н^2$. Частота накачки связана с частотами усиливаемых волн в этом случае соотношением

$$2\omega_н = \omega_1 + \omega_2 \qquad (34а)$$

(четырёхчастотный — четырёхфотонный параметрич. процесс), и накапливающиеся взаимодействия имеют место, если

$$2\mathbf{k}_н = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \qquad (34б)$$

Экспоненциальное усиление волн на частотах ω_1, ω_2 происходит в этом случае с инкрементом $g = \sqrt{\beta_1 \beta_2 A_{н0}^4}$, где $\beta_i \sim \chi^{(3)}$.

Трёх- и четырёхчастотные параметрич. взаимодействия играют фундам. роль в Н. о. Трёхчастотное параметрич. усиление лежит в основе принципа действия перестраиваемых *параметрических генераторов света*: при фиксиров. частоте накачки $\omega_н$ частоты усиливаемых волн ω_1 и ω_2 можно перестраивать, изменяя дисперсионные свойства среды.

Параметрич. генератор на основе кристалла ВВО (табл.) плавно перестраивается во всём видимом и ближнем ИК-диапазоне. Четырёхчастотные параметрич. взаимодействия также могут быть положены в основу разработки нелинейнооптич. преобразователей. Вместе с тем здесь следует подчеркнуть обстоятельство более принципиального порядка. В соответствии с (34а) и (34б) частоты взаимодействующих волн могут быть весьма близки: вырожденный режим четырёхчастотного взаимодействия соответствует $\omega_н = \omega_1 = \omega_2$; однако волны могут различаться направлениями распространения, поляризациями. Благодаря этому для них легко реализуются крупномасштабные продольные и поперечные взаимодействия. В результате именно эффективные четырёхчастотные взаимодействия волн с близкими частотами определяют основные черты поведения мощного светового пучка в нелинейной среде — разнообразные неустойчивости, преобразования формы пространственной и временно́й модуляций и т. п.

7. Нелинейная динамика модулированных световых волн в кубичной среде

В среде с кубичной нелинейностью наиб. интерес представляют эффекты самовоздействия световых пакетов и пучков, обусловленные четырёхволновыми взаимодействиями разл. компонент их частотного и угл. спектров. Разнообразие механизмов нелинейности показателя преломления и возможность эфф. управления пространственными масштабами продольных $L_\parallel$ и поперечных $L_\perp$ взаимодействий (варьируя ширину спектра, интенсивность светового поля, удаётся, в отличие от квадратичных сред, изменять соотношение между нелинейностью и дисперсией) позволяют реализовать в кубичной среде разнообразнейшие эффекты нелинейной волновой динамики. В основе их лежит сравнительно небольшое число фундаментальных нелинейных эффектов. Анализ их проводят в терминах преобразования пространственно-временны́х огибающих; при физ. интерпретации используют и спектральные представления.

Самомодуляция, самосжатие и самофокусировка. В среде с вещественным нелинейным показателем преломления волновые пакеты и пучки испытывают фазовую самомодуляцию, к-рая за счёт дисперсии и рефракции сильно изменяет форму временно́й или пространственной модуляции огибающей. Для волнового пакета вида

$$E(t,z) = A(t,z) \exp i(\omega_0 t - \mathbf{k}z),$$

распространяющегося в среде с нелинейным показателем преломления (17), полное изменение фазы

$$\varphi = kz = \frac{\omega_0}{c}(n_0 + n_2 I)z = k_0 n_0 z + k_0 n_2 I(t) z, \qquad (35а)$$

т. е. возникает зависящая от интенсивности добавка к фазе $\varphi_{нл}(t) = -k_0 n_2 I(t) z$, а следовательно, и частотная модуляция

$$\Delta\omega_{нл} = \frac{\partial \varphi_{нл}}{\partial t} = -k_0 n_2 \frac{\partial I}{\partial t} z. \qquad (35б)$$

В результате частотный спектр пакета сильно уширяется. При $n_2 > 0$ частота увеличивается от фронта импульса к хвосту. В среде с нормальной дисперсией групповой скорости это приводит, очевидно, к более быстрому расплыванию пакета, чем в линейной среде. Если дисперсия аномальна, спектральные ВЧ-компоненты, группирующиеся на хвосте импульса, догоняют НЧ-компоненты, располагающиеся на фронте; при этом частотно-модулиров. импульс сжимается — возникает самосжатие, «самофокусировка во времени». Во многом аналогичные явления возникают и при распространении волновых пучков. Рис. 10 иллюстрирует картину распространения волнового пучка в среде с $n_2 > 0$. Колоколообразное распределение огибающей приводит к фазовой самомодуляции в пространстве; в рассматриваемом случае $n_2 > 0$ она приводит к нелинейной рефракции и самофокусировке пучка, т. к. фазовая скорость света в центре пучка $v_ф = c/(n_0 + n_2 I)$ меньше, чем на периферии. Следует подчеркнуть, что, в отличие от «линейной» фокусировки света с помощью линзы, самофокусировка носит «лавинный» характер, характер неустой-

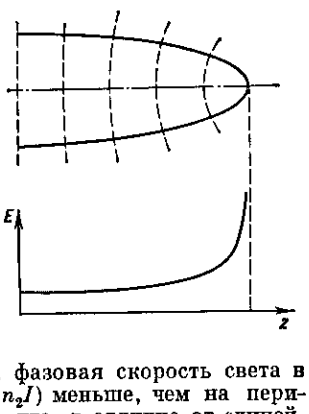


Рис. 10. Изменения профиля светового пучка в кубичной среде с $n_2 > 0$, обусловленные пространственной фазовой самомодуляцией. Штриховые линии — изменяющаяся форма фазового фронта. Внизу — нарастание напряжённости светового поля на оси пучка.

чивости. Действительно, вызванная фазовой самомодуляцией поперечная неоднородность поля усиливает нелинейную рефракцию и т. д. Самосжатие, самофокусировку можно интерпретировать и на спектральном языке как результат последовательных четырёхволновых взаимодействий, приводящих к «лавинному» уширению частотного или углового спектров.

Оптические солитоны. Чем определяется предельное нелинейное сжатие светового импульса и светового пучка? При самосжатии плоских волновых пакетов, обусловленном продольными взаимодействиями, компрессия сдерживается дисперсионным расплыванием. При этом оказывается возможным устойчивый баланс

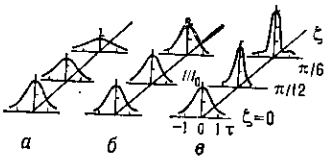


Рис. 11. Изменение формы импульсов с расстоянием, пройденным в нелинейной среде: *а* — при $W < W_{кр}$ — расплывание; *б* — при $W = W_{кр}$ — оптический солитон; *в* — при $W > W_{кр}$ — компрессия.

сжатия и расплывания; он достигается при плотности энергии пакета (Дж/см²)

$$W_{кр} = 2\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} / k n_2 \tau_c. \qquad (36)$$

При $W = W_{кр}$ в кубичной среде распространяется стационарный импульс — *солитон* оптический, огибающая к-рого

$$\rho_c(\eta) = \rho_{c0}\,\mathrm{sech}\,(\eta/\tau_c). \qquad (37)$$

Такой импульс является стационарным решением нелинейного параболич. ур-ния типа (21)

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i\frac{1}{2}\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}\frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + i\frac{1}{2}\,kn_2|A|^2 A = 0. \qquad (38)$$

Изменение формы световых импульсов при разл. соотношениях между W и $W_{кр}$ изображено на рис. 11. Существенным оказывается то, что солитонное решение вида (37) оказывается устойчивым по отношению к малым вариациям W вблизи $W_{кр}$.

Нелинейная рефракция, приводящая к пространственной самофокусировке света, сдерживается дифракцией. Баланс нелинейной рефракции и дифракции достигается при полной мощности трёхмерного пучка

$$P_{кр} = \frac{(1{,}22\lambda)^2 c}{128 n_2} \qquad (39)$$

[ср. с (36)]. Для волнового пакета и двумерного пучка баланс определяется интенсивностью, для трёхмерного — полной мощностью. Однако здесь баланс неустойчив; при $P > P_{кр}$ нелинейная рефракция подавляет дифракцию, пучок продолжает сжиматься. Пределом этого «лавинного» процесса часто становится оптический пробой (см. также *Самофокусировка света*).

Оптическая бистабильность. Эффективность продольных взаимодействий может быть резко усилена за счёт использования обратной связи, оптич. резонатора. Ярким примером такого усиления является возникновение амплитудной оптич. бистабильности в оптич. резонаторе Фабри — Перо, заполненном средой с кубичной нелинейностью. За счёт многократного прохождения через среду сигнал на выходе приобретает значительный нелинейный фазовый набег. При достаточно большой интенсивности на входе интенсивность на выходе испытывает скачки и обнаруживает гистерезис (подробнее см. *Оптическая бистабильность*).

Генерация пространственных структур, оптическая турбулентность. Обусловленные продольными взаимодействиями оптич. бистабильность и соответствующие неустойчивости являются лишь «временны́ми» проекциями широкого класса волновых взаимодействий, происходящих одновременно в пространстве и времени. Принципиальную роль здесь играют поперечные взаимодействия, к-рые в свободно распространяющихся пучках и в традиц. схемах оптич. резонаторов имеют характер диффузии и оказываются мелкомасштабными. Пространственным масштабом и топологией поперечных взаимодействий можно управлять в системах с двумерной обратной связью (рис. 12). В цепь обратной связи кольцевого оптич. резонатора помещается трансформатор поля, осуществляющий поворот, сжатие, растяжение, благодаря чему удаётся получить $L_\perp \sim d$ (d — диаметр пучка). В четырёхзеркальном кольцевом резонаторе оказываются связанными между собой поля́ в разл. точках поперечного сечения пучка. Если в такой резонатор поместить среду с нелинейным показателем преломления, гистерезис и бистабильность возникают не только во времени, но и в пространстве. Нелинейная динамика поля в резонаторе с двумерной обратной связью описывается ур-нием для нелинейного фазового набега $\varphi(r,t)$:

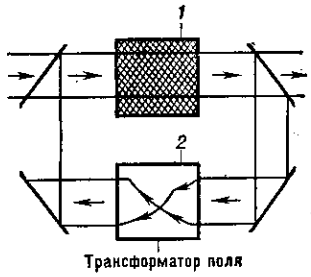


Рис. 12. Оптический резонатор с двумерной обратной связью: *1* — нелинейная среда; *2* — трансформатор поля.

$$\tau_{нл}\frac{\partial \varphi(r,t)}{\partial t} + \varphi(r,t) = D\Delta_\perp \varphi(r,t) + K\{1 + \theta\cos\varphi(r',t)\}, \qquad (40)$$

где $K = \eta k_0 n_2 I_{вх} l$ — «управляющий параметр», l — длина нелинейной среды, η — параметр потерь, θ — видность интерференц. картины. Поперечные взаимодействия описываются правой частью (40), первый член характеризует мелкомасштабные взаимодействия; крупномасштабным взаимодействиям обязан сдвиг аргумента cos, $r' \neq r$ (параболич. ур-ние со сдвинутым аргументом). На рис. 13 приведены фотографии наиб. типичных нелинейных структур: вращающихся волн (оптич. реверберато́ров); спиральных волн, возникающих при больших значениях параметра K; случайных

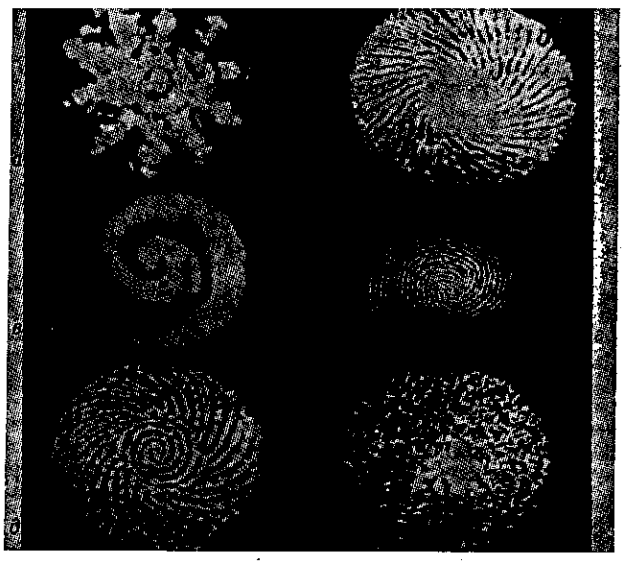


Рис. 13. Нелинейные структуры в резонаторе с двумерной обратной связью: *а*, *б* — вращающиеся волны; *в*, *г* — спиральные волны (случаю *г* соответствует меньший коэффициент диффузии); *д* — сосуществование вращающейся и спиральной структур; *е* — оптическая турбулентность.

нелинейных полей — оптич. турбулентности. Т. о., в Н. о. воспроизводится полный набор явлений нелинейной волновой динамики, интенсивно исследуемых в гидродинамике, физике плазмы, биологии и т. д. (см. также *Волны*).

8. Рассеяние на оптически индуцированных когерентных элементарных возбуждениях — вынужденное рассеяние

Важным классом нелинейных оптич. эффектов являются процессы вынужденного рассеяния (ВР), в к-рых мощная световая волна индуцирует когерентные элементарные возбуждения в среде (оптич. и акустич. фононы, поляритоны, температурные волны и т. п.) и когерентно рассеивается на них. Каждому виду спонтанного рассеяния света соответствует вынужденный аналог (см. *Вынужденное рассеяние света*, *Комбинационное рассеяние света*).

Вынужденное комбинац. рассеяние (ВКР) происходит на когерентно возбуждённых оптич. фононах. Для классич. описания процесса ВКР используют модель нелинейно связанных осцилляторов. Обозначим через x нормальную координату колебаний атомов в молекуле изотропной среды, а через y — нормальную координату колебаний «оптических» электронов. В линейном приближении колебания атомов и определяющие поляризацию среды колебания электронов совершаются независимо друг от друга. При учёте нелинейной связи потенц. энергию молекулы можно представить в виде

$$U = \frac{1}{2} Fx^2 + \frac{1}{2} fy^2 + \alpha xy^2, \qquad (41)$$

где F и f — «упругости» связей в молекуле. Член αxy^2 описывает взаимодействие электронных и колебательных возмущений в молекуле (электрон-фононные взаимодействия). С учётом этого члена ур-ния движения для x и y приобретают вид [ср. с простой моделью ангармонич. осциллятора (4)]:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \delta_1 \dot{x} + \Omega^2 x &= -\frac{\alpha}{M} y^2, \\ \ddot{y} + \delta_2 \dot{y} + \omega_0^2 y &= eE - \frac{2\alpha}{m} xy. \end{aligned} \qquad (42)$$

Здесь M и m — приведённые массы атомного и электронного осцилляторов, Ω — частота молекулярных колебаний, e — заряд электрона, E — электрич. поле световых волн. Если на систему, описываемую (42), действует бигармонич. поле (13) с частотами ω_1 и ω_2, то при $\omega_1 - \omega_2 \simeq \Omega$ будет происходить резонансная раскачка молекулярных колебаний. Этот процесс используется в когерентной антистоксовой спектроскопии (см. раздел 5) [систему (42) можно рассматривать как классич. обоснование феноменологич. ур-ния (27)]. Теперь, однако, гл. акцент делается на обусловленном комбинац. резонансом энергообмене волн с частотами ω_1 и ω_2. Энергия ВЧ-волны накачки $\omega_1 \equiv \omega_н$ передаётся низкочастотной, стоксовой $\omega_2 \equiv \omega_с$ волне; при достаточно большой интенсивности накачки $I_н$ стоксова волна нарастает экспоненциально — возникает вынужденное комбинац. рассеяние

$$I_с = I_{с0} \exp gI_н z, \qquad (43)$$

где z — длина нелинейной среды, g — удельный коэф. усиления:

$$g \sim N\alpha^2 / n_н n_с \qquad (44)$$

(N — число молекул в единице объёма, $n_н$ и $n_с$ — показатели преломления среды на частотах накачки и стоксовой компоненты). Типичное значение g для наиб. важных комбинационно-активных сред (сжатый водород, жидкий азот, кристалл кальцита и др.) составляет 10^{-9}—10^{-8} см/Вт.

Вынужденное рассеяние используется для управления параметрами лазерного излучения: преобразования частоты, длительности, когерентности. Напр., *комбинационные лазеры* на сжатом водороде и жидком азоте осуществляют ВКР-преобразование лазерного излучения с квантовой эффективностью до 90%. При ВР возможна эфф. компрессия лазерных импульсов с одноврем. повышением их пиковой мощности. Практически таким способом удаётся сжимать импульсы в 10—20 раз.

Процесс ВР используется для *обращения волнового фронта*. При ВКР энергия частично когерентного лазерного излучения преобразуется в энергию полностью когерентного светового пучка на смещённой (стоксовой) частоте (ВКР-коррекция волнового фронта). Такая коррекция позволяет значительно (в $> 10^2$ раз) уменьшить угл. расходимость излучения. При этом квантовая эффективность преобразования составляет обычно 30—50%, а иногда и 80—90%.

9. Статистическая нелинейная оптика. Классические и квантовые сжатые состояния световых полей

Нелинейные преобразования коренным образом изменяют статистику поля. Это хорошо известно в статистич. радиофизике и в полной мере проявляется в оптике. Статистич. свойства сформированного в установившемся режиме лазерного излучения радикально отличаются от свойств гауссовского теплового излучения. С существ. изменением статистики приходится сталкиваться при генерации оптич. гармоник и комбинац. частот, в разнообразных самовоздействиях. Многие из перечисленных эффектов имеют по существу классич. природу, квантовый характер света в них не проявляется. Тем больший интерес представляет формирование с помощью нелинейных преобразований новых квантовых состояний светового поля, новых макроскопич. квантовых состояний. Наиб. яркий пример — генерация т. н. сжатых состояний поля, возникающая при параметрич. взаимодействиях. В 60-х гг. они были исследованы для классич. полей, в 80-х гг. выяснено, что они могут реализоваться и для квантованных полей. При этом возникают нетривиальные возможности управления квантовыми флуктуациями светового поля.

Классические сжатые состояния. Рассмотрим преобразование классич. шумового поля вырожденным оптич. параметрич. усилителем ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_н/2$). В приближении заданного поля монохроматич. накачки и $\Delta = 0$ поведение фазы сигнальной волны $\varphi = \arg A_с$ подчиняется ур-нию

$$\frac{\partial \varphi(t,z)}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial \varphi(t,z)}{\partial t} + \beta \rho_н \sin 2\varphi = 0, \qquad (45)$$

фаза волны накачки $\varphi_н$ принята равной $\pi/2$ [(45) можно получить из (33), полагая $A_1 = A_2 = A_с = \rho_с e^{i\varphi}$].

Согласно (45):

$$\varphi(t,z) = \operatorname{arctg} [\exp(-2\beta\rho_н z) \cdot \operatorname{tg}\varphi_0(t - z/u)]$$

[$\varphi_0(t)$ — значение фазы на входе нелинейной среды], из чего следует, что на достаточно больших длинах z возможны два устойчивых состояния фазы, равных 0 и π. Если сигнальная волна представляет собой стационарный гауссов шум, то на входе параметрического усилителя $w(\varphi) = 1/2\pi$; $-\pi \leqslant \varphi \leqslant \pi$. По мере параметрич. усиления ф-ция распределения фазы трансформируется (рис. 14,*а*; кривые *1* и *2*). Максимумы плотности вероятности фазы формируются вблизи устойчивых значений (0 и $\pm\pi$). Дисперсия флуктуаций уменьшается — формируются классич. сжатые состояния поля.

Формирование сжатых состояний можно рассмотреть и в терминах поведения квадратурных компонент $x(t,z)$ и $y(t,z)$ сигнала:

$$x = \left(A_с + A_с^*\right)/2, \quad y = \left(A_с - A_с^*\right)/2i. \qquad (46)$$

Тогда в соответствии с (33) эволюция квадратур x, y даётся соотношениями

$$x(t,z) = x_0(t - z/u)\exp(\beta\rho_н z),$$
$$y(t,z) = y_0(t - z/u)\exp(-\beta\rho_н z),$$

т. е. усиливается синфазная квадратура x, а противофазная y — подавляется. Для стационарного гауссова шума с дисперсией σ^2 дисперсии квадратур изменяются как

$$\langle\Delta x^2\rangle = \sigma^2\exp(2\beta\rho_н z), \quad \langle\Delta y^2\rangle = \sigma^2\exp(-2\beta\rho_н z),$$

т. е. флуктуации квадратурных компонент при параметрич. усилении сигнала становятся неодинаковыми (рис. 14,*б*).

Аналогично ведут себя при параметрич. усилении квантовые вакуумные флуктуации в поле интенсивной классич. накачки. В квантовом сжатом состоянии вакуумные флуктуации одной из квадратурных компонент оказываются подавленными, а флуктуации другой увеличиваются. Естественно, при этом должно удовлетворяться соотношение неопределённостей. Если при измерениях система реагирует лишь на одну квадратуру, шум фотодетектирования оказывается ниже уровня *дробового шума*. Подробнее см. *Сжатое состояние*.

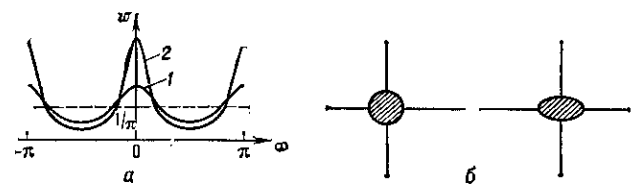


Рис. 14. Классический шумовой сигнал при параметрическом усилении: *а* — плотность вероятности распределения фазы обычного стационарного шума (штриховая линия) и шума при сжатом состоянии (кривые *1* и *2*, для *2* коэф. усиления больше); *б* — области флуктуаций на фазовой плоскости обычного (слева) и сжатого (справа) шума.

10. Нелинейный отклик в физике воздействия лазерного излучения на вещество

Нелинейный отклик среды играет важную, а часто и решающую роль в механизмах лазерного возбуждения и релаксации сильнонеравновесных состояний в атомах, молекулах и конденсиров. средах. Первой яркой демонстрацией этого стало открытие и практич. использование селективного многофотонного возбуждения и многофотонной диссоциации молекул в сильном лазерном ИК-поле. Оказалось, что молекула может быть сильно возбуждена и затем диссоциирована при резонансном поглощении десятков фотонов из лазерного ИК-импульса интенсивностью ~ 10 МВт/см^2 и плотностью энергии $\sim$ неск. Дж/см^2 (см. *Инфракрасная многофотонная диссоциация*). Этот процесс сильно влияет на хим. реакции; будучи селективной по частоте, многофотонная диссоциация в ИК-поле может быть использована для лазерного *изотопов разделения*.

Др. важный пример — своеобразные нелинейные самовоздействия волн на поверхности металлов и полупроводников, приводящие к возникновению периодич. поверхностных структур (рис. 15). Возникают они самопроизвольно, когда интенсивность лазерного излучения оказывается достаточно высокой; это связано с пространственно неоднородным нагревом поверхности. Необходимое для этого неоднородное поле является результатом интерференции падающей лазерной волны с полем поверхностной волны. При этом важную роль играет появляющаяся обратная связь, когда образовавшиеся периодич. структуры существенно влияют на условия рассеяния лазерного излучения в дифрагиров. волны — возникают явления, имеющие много общего с вынужденным рассеянием. В разл. условиях могут возникать неустойчивости *поверхностных акустических волн*, капиллярных волн в расплавах и жидких металлах и интерференц. неустойчивости испарения поверхности. Создаваемый лазерным излучением рельеф может кардинально менять поглощат. и отражат. свойства поверхности: подавлять зеркальное отражение эл.-магн. волны, приводить к резкому возрастанию (до 100%) энерговвода лазерного излучения в среду и т. п.

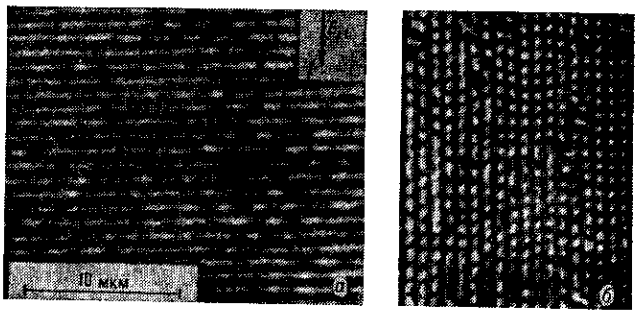


Рис. 15. Характерные периодические структуры, наводимые лазерным излучением на поверхности твёрдых тел: *а* — одномерная решётка на поверхности Ge, наводимая излучением неодимового лазера; *б* — двумерная решётка, возникающая на поверхности при увеличении интенсивности лазера.

11. Быстрое управление фазой и генерация фемтосекундных лазерных импульсов

Нелинейные оптич. методы быстрого управления фазой и техника компрессии сверхкоротких импульсов (техника фокусировки во времени) сыграли важную роль в получении предельно коротких, фемтосекундных (длительностью $\sim 10^{-15}$ с) световых импульсов. В основе методов лежит явление фазовой самомодуляции, приводящее к уширению спектра импульсов [см. ф-лы (35а) и (35б)]. Для компрессии таких импульсов в случае $n_2 > 0$ необходима среда с аномальной дисперсией групповой скорости: макс. коэф. сжатия импульса [см. (35б)]

$$S_{макс} = \tau_0/\tau_{мин} \approx \left|\frac{\partial^2 k}{\partial\omega^2}\right| n_2 I_0 L,$$

где $\tau_{мин}$ — мин. длительность импульса при компрессии. В качестве сред с аномальной дисперсией могут быть использованы пары металлов (в области частот вблизи однофотонного резонанса), устройства, состоящие из двух дифракц. решёток, нек-рые типы интерферометров. Оптимальной нелинейной средой для получения фазовой самомодуляции оказываются одномодовые волоконные световоды. Малость нелинейности (для кварцевого волокна $n_2 = 3{,}2\cdot10^{-13}$ см^2/кВт) с избытком компенсируется возможностью поддержания устойчивого поперечного профиля пучка диам. 5—10 мкм на расстояниях порядка длины поглощения $l_п \approx \delta^{-1}$ (в видимом диапазоне $l_п = 10^4$—10^5 см). Оптич. компрессор, состоящий из волновода с нормальной дисперсией и двух дифракц. решёток, позволяет получить $S \approx 10^2$. Существ. сжатия могут быть получены и при генерации оптич. солитонов.

12. Обработка информации и оптические компьютеры

Быстро развивающаяся область приложения методов Н. о.— разработка новых систем *оптической обработки информации*, создание оптич. цифровых и аналоговых процессоров.

В основу создания быстродействующих двоичных оптич. триггеров для цифрового оптич. процессора может быть положена амплитудная оптич. бистабильность. С практич. точки зрения наиб. впечатляющ прогресс в технологии амплитудных оптич. триггеров на полупроводниковых микрорезонаторах. На рис. 16 показана ячейка бистабильных оптич. микрорезонаторов на GaAs — AlAs-сверхрешётках. Логич. устрой-

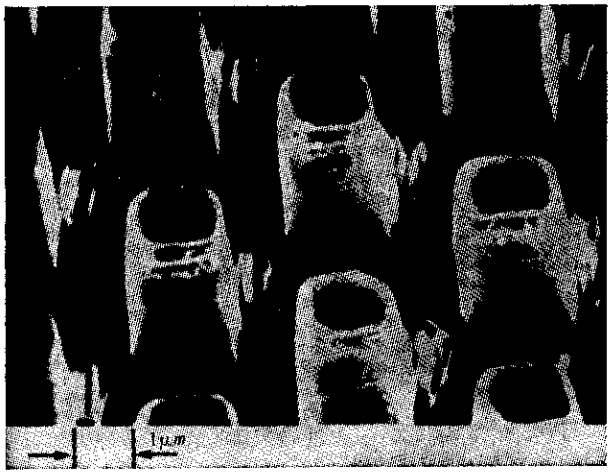


Рис. 16. Ячейка оптических бистабильных микрорезонаторов GaAs — элемент процессора полностью оптического компьютера. Характерный размер ~ 2 мкм.

ство «или» на таких микрорезонаторах переключается с помощью светового импульса с энергией $W_п \approx 2 \cdot 10^{-11}$ Дж. Характерное время переключения составляет $\tau_п \approx \approx 10^{-10}$ с. При дальнейшем совершенствовании технологии можно ожидать значений $W_п \approx 2 \cdot 10^{-15}$ Дж (величина, в 30 раз превышающая флуктуац. предел) и $\tau_п \approx 5 \cdot 10^{-12}$ с. Перспективы использования методов Н. о. и лазерной физики в технике оптич. компьютеров не исчерпываются амплитудными триггерами. Совр. Н. о. позволяет создавать быстродействующие амплитудные, фазовые и поляризац. оптич. триггеры, оперирующие не только с дискретными сигналами, но и с волновыми структурами. Перспективно использование методов Н. о. для создания нейронно-сетевых компьютеров, предназначенных для решения нерегулярных задач, распознавания образов, моделирования интеллекта. Здесь можно использовать системы обращения волнового фронта, матрицы нелинейных переключающих элементов в совокупности с голографич. преобразователями и анализаторами световых полей. Др. возможностью оптич. моделирования системы нейронов, сложным образом связанных между собой, является развитие идеи двумерной обратной связи в кольцевом нелинейном резонаторе (рис. 12, 13). В таком резонаторе на смену обычной амплитудной оптич. бистабильности приходят новые нелинейные волновые явления, сопровождающиеся возникновением разнообразных пространственных структур, к-рые могут быть использованы в аналоговых процессорах, системах ассоциативной памяти (см. *Оптические компьютеры*).

Использование методов Н. о. расширяет возможности молекулярной электроники. Большие органич. молекулы обладают сильным кубич. откликом; особый интерес, с этой точки зрения, представляет отклик сильноделокализов. электронов (рис. 5). Резкого дополнит. увеличения кубич. восприимчивости $\chi^{(3)}$ (в 10^4—10^5 раз) можно добиться, переводя молекулу в возбуждённое электронное состояние. Это обстоятельство можно использовать для записи и считывания информации. Комбинирование методов Н. о. с методами молекулярной электроники может открыть совершенно неожиданные перспективы в разработке компьютеров новых поколений.

Лит.: Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Бломберген Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; Клышко Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Райнтжес Дж., Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах, пер. с англ., М., 1987; Летохов В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983; Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В., Обращение волнового фронта, М., 1985; Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988; Шен И. Р., Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989; Летохов В. С., Чеботаев В. П., Нелинейная лазерная спектроскопия, М., 1989; Гиббс Х., Оптическая бистабильность, управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1988; Новые физические принципы оптической обработки информации, под ред. С. А. Ахманова и М. А. Воронцова, М., 1990. *С. А. Ахманов.*

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ ОПТИ́ЧЕСКАЯ АКТИ́ВНОСТЬ (НОА) — поляризац. *самовоздействие света* большой интенсивности в среде, состоящее в простейшем случае в нелинейном (зависящем от интенсивности оптич. излучения) повороте плоскости поляризации линейно поляризов. света. НОА — нелинейный аналог явления естеств. *оптической активности*. Количеств. характеристика НОА — угол поворота плоскости поляризации света φ, к-рый для данного вещества, как правило, пропорционален интенсивности света I и длине пути света в нелинейной среде L: $\varphi = C^{\text{НОА}} IL$ ($C^{\text{НОА}}$ — уд. константа НОА, характерная для данного вещества). Интенсивное световое (лазерное) поле может как изменить естеств. оптич. активность, так и индуцировать оптич. активность в негиротропных средах.

НОА может быть связана с лазерным нагревом оптически активной среды (тепловая НОА), с упорядочением ориентаций киральных (лево- и правоасимметричных) молекул в растворах под действием электрич. поля световой волны, с обратимой и необратимой деструкциями киральных структур в поле лазерного излучения. Особенный интерес для спектроскопии представляет исследование НОА, обусловленной электронными механизмами нелинейности, а именно нелокальностью нелинейного отклика среды (НОА-I) и анизотропией нелинейного поглощения (НОА-II).

Микроскопич. модель НОА-I может быть построена на основе молекулярной модели Куна, по к-рой киральная молекула представляется в виде упругосвязанных ортогональных классич. нелинейных осцилляторов, разнесённых на конечное расстояние d. Гиротропия ансамбля таких молекул зависит от интенсивности света, причём угол φ пропорционален параметрам нелинейности осцилляторов и расстоянию d между ними. В реальных средах в качестве d могут быть характерный размер молекулы, параметр кристаллич. решётки, боровский радиус экситона, шаг холестерич. или белковой спирали в растворах макромолекул.

НОА-II возникает в кристаллах, имеющих ось симметрии четвёртого порядка (в частности, в кубич. кристаллах), и является следствием поляризац. зависимости нелинейного поглощения.

НОА зависит от частоты и достигает макс. значений (резонанс) вблизи линейной и нелинейной полос поглощения. В резонансной области частот (длин волн λ) оказывается существенным круговой дихроизм, зависящий от интенсивности света и приводящий к самоиндуцир. эллиптичности первоначально линейно поляризов. волны. Значения уд. константы НОА, обусловленной электронными механизмами нелинейности, изменяются в большом диапазоне, напр. для $LiIO_3$ $C^{\text{НОА}} \sim 10^{-11}$ град·см·Вт$^{-1}$ ($\lambda \sim 0{,}5$ мкм), для GaAs $C^{\text{НОА}} \sim 10^{-6}$ град·см·Вт$^{-1}$ ($\lambda \sim 0{,}9$ мкм).

Метод спектроскопии, развитый на основе эффекта НОА, даёт уникальную информацию о частотной дисперсии нелинейных оптич. восприимчивостей; о симметрии, о зонной структуре кристаллов, о свободных экситонах.

Лит.: Ахманов С. А., Жариков В. И., О нелинейной оптике гиротропных сред, «Письма в ЖЭТФ», 1967, т. 6, с. 644; Келих С., Молекулярная нелинейная оптика, пер. с польск., М., 1981; Желудев Н. И., Петренко А. Д., Физические механизмы нелинейной оптической активности в кристаллах, «Кристаллография», 1984, т. 29, с. 1045. *Н. И. Желудев.*

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ среды — *поляризация* среды (появление объёмного дипольного электрич. момента), зависящая нелинейно от напряжённо-

сти мощного электрич. поля E эл.-магн. (в частности, световой) волны. Описывается вектором нелинейной поляризации $P_{нл} = P - P_{лин}$. Такая зависимость проявляется при облучении среды интенсивными световыми (лазерными) пучками, в к-рых напряжённость электрич. поля сравнима с внутриатомными и внутримолекулярными полями. Н. п. является одним из видов нелинейного отклика вещества на действие эл.-магн. полей и может быть обусловлена разл. физ. механизмами: ангармонизмом движения связанных электронов в веществе; ориентацией в сильном электрич. поле молекул, обладающих анизотропией *поляризуемости*; локальным изменением плотности среды за счёт *электрострикции*; перераспределением частиц по энергетич. уровням при поглощении эл.-магн. излучения и т. д. Вид зависимости Н. п. от амплитуды электрич. поля световой волны в общем случае определяется конкретным механизмом нелинейности, величиной напряжённости поля E и характером её изменения во времени. Часто Н. п. представляют в виде разложения по степеням напряжённости E электрич. поля; в качестве коэф. ряда при этом выступают тензоры нелинейных восприимчивостей.

Нелинейной поляризацией объясняют возникновение таких эффектов, как генерация гармоник, смешение частот, самовоздействие и кроссвзаимодействие эл.-магн. волн, *вынужденное рассеяние света*, нелинейное поглощение, эл.-оптич. и магн.-оптич. эффекты и т. д. (подробнее см. *Нелинейные восприимчивости* и *Нелинейная оптика*). *К. Н. Драбович.*

НЕЛИНЕ́ЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность методов оптич. спектроскопии, базирующихся на применении эффектов *нелинейной оптики*. Методами Н. с. исследуют нелинейные оптич. восприимчивости — их частотную дисперсию, симметричные свойства, изменения во времени и т. п., а также изменения линейных оптич. характеристик вещества (показателя преломления, коэф. поглощения, анизотропии и оптич. активности), вызванные нелинейным взаимодействием мощного оптич. (лазерного) излучения с исследуемым веществом. Н. с. относится к *лазерной спектроскопии*, т. к. для реализации всех методов Н. с. используется лазерное излучение одной или неск. длин волн. Одной из разновидностей Н. с. является *активная лазерная спектроскопия*. Первые работы по Н. с. появились в 1964—66, широкое развитие она получила после создания плавно перестраиваемых по частоте лазеров, а также лазеров со стабилизиров. узкими линиями генерации, лазеров, испускающих сверхкороткие световые импульсы с длительностью в пико- и фемтосекундном диапазонах, и др.

Исследования частотной и пространственной дисперсий нелинейных оптич. свойств — источник принципиально новой, ранее недоступной эксперим. исследованию информации о веществе. В Н. с. изучают также спектральные характеристики вещества, к-рые можно изучать и методами обычной линейной спектроскопии (положение и форму *контура спектральных линий*, сечения взаимодействий, поляризац. характеристики оптич. резонансов и т. п.), однако методы Н. с. часто обладают более высокой точностью, значительно более высоким отношением сигнала к шуму, бóльшими спектральным, временны́м и пространственным разрешениями.

Спектроскопия насыщения. В этом методе монохроматич. лазерное излучение (излучение накачки) насыщает резонансную неоднородно уширенную спектральную линию поглощения (или излучения), а гораздо более слабый лазерный пучок, распространяющийся коллинеарно (сонаправленно либо навстречу) пучку накачки, зондирует индуциров. изменения в спектральном контуре линий (рис. 1). Мощное узкополосное лазерное излучение накачки вызывает перераспределение населённостей уровней энергии системы. Наиб. возмущению подвергается распределение населённостей уровней энергии частиц, одна из резонансных частот к-рых совпадает с частотой излучения накачки $\omega_н$. Неоднородно уширенная линия поглощения (испускания) квантовой системы вблизи $\omega_н$ насыщается. Если одновременно или с небольшой задержкой во времени зондировать систему менее интенсивным излучением (пробной волной) с перестраиваемой частотой ω,

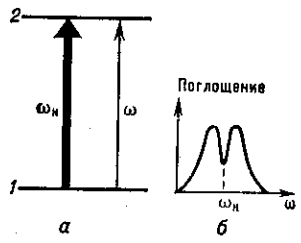


Рис. 1. Схема квантовых переходов (*а*) и форма «насыщенной» линии поглощения для пробной волны (*б*) при спектроскопии насыщения поглощения. Сильное поле с частотой $\omega_н$ насыщает переход 1—2 (неоднородно уширенный), а пробное поле малой интенсивности с перестраиваемой частотой ω сканирует контур линии поглощения.

то в спектральном контуре поглощения (усиления) этой волны образуется «провал» на частоте $\omega_н$. Длительность существования провала определяется временем жизни частиц на возбуждённом уровне. Перестройкой частоты пробного пучка удаётся измерить естеств. форму линий перехода, совпадающую с формой провала в «насыщенном» спектре поглощения (усиления) и обычно скрытую неоднородным (в газе — доплеровским) уширением. Этим методом можно также определить времена релаксации двухуровневой системы. Т. о., Н. с. позволяет измерять параметры одиночного оптич. резонанса, не поддающиеся измерению методами линейной спектроскопии. Циркулярно поляризованная волна накачки может индуцировать в среде *гиротропию* для пробной световой волны.

Спектроскопия выжигания провалов примыкает к спектроскопии насыщения. Она основана на селективном возбуждении монохроматич. лазерным излучением однородной группы атомов (молекул) примеси в охлаждённой твердотельной матрице, к-рое сопровождается фотохим. или иным превращением возбуждённых частиц, кардинально изменяющим их спектры поглощения (испускания). В результате в неоднородно уширенном спектральном контуре поглощения (испускания) примесных частиц образуется узкий провал, к-рый обнаруживается при сканировании частоты слабоинтенсивного зондирующего излучения по полосе поглощения (либо при изучении спектрального состава люминесценции) примесных частиц. Форма спектральной линии и ширина «выжженного» провала определяются однородной формой и шириной линии поглощения (испускания) отд. частицы. Время жизни спектрального провала может длиться от неск. микросекунд до многих часов, суток и быть ещё более продолжительным в зависимости от природы фотопревращения, испытываемого примесной частицей, и темп-ры образца. В предельном случае необратимого фотопревращения и полного исключения миграции невозбуждённых частиц по матрице за счёт глубокого охлаждения образца спектральный провал может существовать неограниченно долго.

Т. о., метод позволяет исследовать тонкую структуру оптич. спектров примесных частиц, находящихся в неоднородном кристаллич. поле матрицы, и в обычных условиях скрытую под широким неоднородно уширенным контуром, и, следовательно, получать спектроскопич. информацию, недоступную линейным методам.

Спектроскопия двух- и многофотонного поглощения. В этом методе исследуемая пара уровней квантовой системы (атома, молекулы) возбуждается перекрывающимися сонаправленными (или встречными) двумя или неск. лазерными пучками, причем сумма частот возбуждения ($\omega_1 + \omega_2$ или $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$) должна совпадать с частотой перехода *1—2*. Происходит одноврем. поглощение двух (или неск.) фотонов из лазерных пучков, сопровождаемое квантовым переходом *1—2* (рис. 2). О возбуж-

дении системы судят либо по уменьшению интенсивности одного (обоих, неск.) пучка накачки на выходе из исследуемой среды, либо по вторичным эффектам: люминесценции возбуждённых атомов, локальному нагреву среды в области взаимодействия пучков за счёт безызлучательного перехода энергии электронного возбуждения атома в колебат. и поступат. энергию, генерации акустич. колебаний при поглощении модулиров. излучения, изменению транспортного сечения атомов при возбуждении и т. п. При воздействии на газ из исследуемых частиц двух

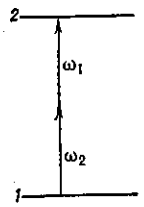


Рис. 2. Спектроскопия двухфотонного поглощения. Кванты излучения с частотами ω_1 и ω_2 поглощаются одновременно.

встречных световых волн одинаковой частоты доплеровское уширение двухфотонного перехода полностью подавляется: доплеровские смещения частот поглощаемых атомом одинаковых фотонов, движущихся в противоположных направлениях, компенсируются; форма линии двухфотонного поглощения при сканировании частоты встречных волн совпадает с формой однородно уширенной линии одиночного атома; этот метод наз. бездоплеровской двухфотонной спектроскопией. Спектроскопия двухфотонного поглощения позволяет изучать разл. поляризац. эффекты, определяемые состоянием поляризации взаимодействующих волн и свойствами симметрии многофотонного перехода (см. *Многофотонное поглощение*).

Спектроскопия двойного резонанса реализуется при резонансном взаимодействии двух достаточно интенсивных монохроматич. световых полей с одной и той же квантовой системой (атомом, молекулой и т. п.; рис. 3). Резонансное лазерное излучение с частотой ω_1 изменяет распределение населённостей энергетич. состояний поглощающей системы, а лазерное излучение с частотой ω_2 вызывает переходы между возбуждёнными (ранее не заселёнными) состояниями кван-

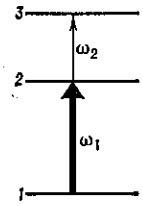


Рис. 3. Спектроскопия двойного резонанса. Сильное поле с частотой ω_1 возбуждает квантовую систему (переход *1—2*), а слабое поле с частотой ω_2 регистрирует наличие резонансного поглощения на частоте перехода *2—3*.

товой системы. При этом спектры поглощения из возбуждённого состояния оказываются свободными от доплеровского уширения. Возможна также Н. с. тройного и более высокой кратности резонанса. В отличие от спектроскопии двух- или многофотонного поглощения, в спектроскопии двойного резонанса происходит реальное заселение промежуточных энергетич. состояний исследуемой квантовой системы, так что возбуждение промежуточных уровней и их зондирование могут быть разнесены во времени. В зависимости от того, в каком диапазоне длин волн лежат ω_1 и ω_2, наблюдаются двойные резонансы: в видимом диапазоне (ω_1 и ω_2 — в видимом диапазоне), ИК—видимый, УФ — видимый, ИК—ИК, ИК—СВЧ, ИК—УФ и т. п. Переходы из возбуждённых состояний в более высоколежащие можно зондировать не только по поглощению, но и изучать по вторичным эффектам: люминесценции из высоковозбуждённого состояния (уровень *3* на рис. 3); дополнит. локальному нагреву среды, вызываемому поглощением фотонов с частотами ω_1, ω_2 и последующей безызлучательной передачей энергии возбуждения в поступат. кинетич. энергию частиц; генерации акустич. колебаний при поглощении модулиров. световых волн и т. п. Возможна также регистрация спектров по схеме когерентной активной спектроскопии из возбуждённых состояний и по др. схемам четырёхволнового смешения (см. ниже).

Когерентная нелинейная спектроскопия нестационарных процессов включает спектроскопию *оптических нутаций*, спектроскопию *затухания свободной поляризации* и оптич. эхо-спектроскопию. Эти виды Н. с.— аналоги нестационарных вариантов спектроскопии ядерного магн. резонанса. С их помощью получают информацию об уединённых оптич. резонансах в обычных спектрах, либо скрытую неоднородным уширением спектральных линий, либо вовсе не проявляющуюся в линейных спектрах (рис. 4). Когерентные переходные процессы возникают при ступенчатом изменении

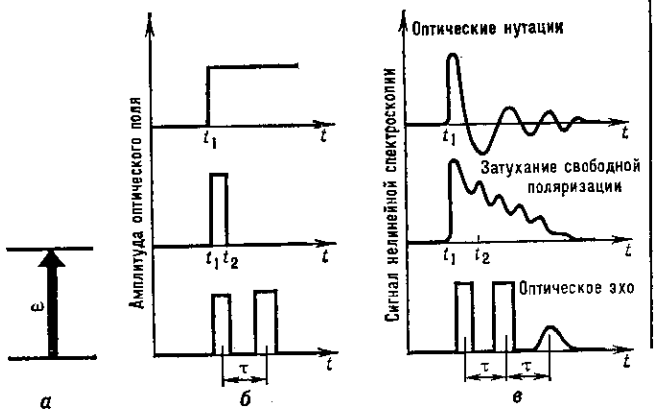


Рис. 4. Схемы когерентной нелинейной спектроскопии нестационарных процессов: *а* — двухуровневая система, с которой нестационарно взаимодействует резонансное оптическое поле; *б* — зависимости от времени амплитуды оптического поля в трёх различных схемах нелинейной когерентной спектроскопии: вверху — ступенчатое включение резонансного взаимодействия в момент времени t_1; средняя диаграмма — импульсное резонансное воздействие оптического поля на двухуровневую систему (t_1, t_2 — моменты начала и конца оптического импульса); внизу — резонансное воздействие оптического поля на двухуровневую систему в виде двух последовательных коротких импульсов, разделённых интервалом τ; *в* — временные диаграммы сигналов нелинейной спектроскопии, соответствующих амплитудам оптического поля на рис. *б*: вверху — сигнал оптических нутаций в амплитуде резонансной оптической волны, прошедшей сквозь образец; средняя кривая — сигнал затухания свободной поляризации излучения, прошедшего через образец; внизу — сигнал оптического эха в виде импульса излучения спустя время τ после воздействия второго импульса.

(включении, выключении) резонансного взаимодействия между оптич. излучением и исследуемой квантовой системой. Часто удобнее осуществлять быстрое «штарковское переключение» частоты перехода в атоме (молекуле) т. о., чтобы она вступила в резонанс с частотой оптич. поля. Изменение частоты перехода происходит в результате *Штарка эффекта*, возникающего при наложении ступенчатого электрич. поля, напряжённость к-рого перпендикулярна лазерному лучу; величина напряжённости поля выбирается такой, чтобы вызванный им штарковский сдвиг атомного (молекулярного) уровня скомпенсировал расстройку между частотами лазерного излучения и исследуемого перехода.

Оптич. нутации — затухающие осцилляции интенсивности излучения на выходе из исследуемой среды — возникают сразу после включения (выключения) резонансного взаимодействия волны с частицами среды. Для всех частиц, вступивших в резонанс с возбуждающим излучением, возникают синфазные колебания населённостей возбуждённого уровня энергии, что и определяет осцилляции интенсивности излучения. Время затухания оптич. нутаций определяется временем жизни возбуждённого уровня энергии, а период нутаций — обратной величиной частоты Раби Ω_R (в точном резонансе $\Omega_R = d_{12} E/h$, где d_{12} — дипольный момент перехода $1-2$, E — амплитуда электрич. поля резонансной эл.-магн. волны). Спектроскопия оптич. нутаций по-

зволяет измерять время жизни возбуждённого уровня и дипольный момент перехода.

Затухание свободной поляризации наблюдается в виде излучения, испускаемого атомами (молекулами) среды после их возбуждения коротким импульсом резонансного излучения. Оптич. импульс наводит в ансамбле частиц макроскопич. поляризацию (суммарный дипольный момент всех возбуждённых светом частиц), благодаря чему и после окончания импульса возбуждённые частицы продолжают испускать излучение частоты, резонансной частоте перехода. Вследствие дефазировки колебаний отд. диполей (в газе — вследствие поступат. движения частиц, т. е. доплеровской дефазировки) происходит затухание макроскопич. поляризации. Этот эффект наблюдается и при любом ступенчатом переключении резонансного оптич. излучения (обычно он происходит одновременно с оптич. нутациями в течение первого периода нутаций) и используется в спектроскопии высокого разрешения.

Простейший вариант оптич. эхо-спектроскопии (спектроскопии на основе светового эха) реализуется при наблюдении зависимости амплитуды сигнала светового эха от времени задержки эл.-магн. излучения, резонансно взаимодействующего с ансамблем частиц среды. Сигнал светового эха появляется после 2-го импульса через время, равное задержке 2-го импульса относительно 1-го. Оптич. эхо есть, по существу, повторное возникновение эффекта затухания свободной поляризации, к-рое сопровождает 1-й импульс. 2-й импульс нужен для того, чтобы восстановить одинаковую фазу возбуждённых 1-м импульсом атомных диполей, потерянную к моменту прихода 2-го импульса вследствие процессов релаксации. Для регистрации оптич. эха площадь 1-го импульса (интеграл от амплитуды напряжённости оптич. поля по всей длительности импульса, умноженный на дипольный момент перехода d_{12}) должна быть равна $\pi/2$, второго — π. Спектроскопия светового эха — один из наиб. мощных инструментов изучения столкновительных релаксац. процессов в газах. Время затухания сигнала светового эха равно эфф. времени жизни возбуждённого уровня, определяемого атомными (молекулярными) столкновениями и спонтанным излучением. Методами спектроскопии светового эха измеряют также сверхтонкую структуру возбуждённых состояний.

Помимо описанного метода двухимпульсного эха находят применение спектроскопия вынужденного (трёхимпульсного) эха и спектроскопия цуга эха типа Карра — Парселла.

Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния (стационарная и нестационарная; см. *Активная лазерная спектроскопия*) позволяет измерять времена релаксации, изучать процессы внутри- и межатомного переноса энергии возбуждения для трёх- и более уровневых систем (рис. 5).

Спектроскопия трёх- и четырёхволнового смешения — один из наиб. распространённых методов Н. с.— представляет собой варианты когерентной активной лазерной спектроскопии поглощения и (или) рассеяния света. В этих методах регистрируется частотная зависимость интенсивности (поляризации, фазы) световой волны, генерируемой в исследуемой среде за счёт трёх- или четырёхволнового смешения (с участием *нелинейной восприимчивости* 2-го и 3-го порядков соответственно), т. е. за счёт нелинейных оптич. процессов, при к-рых

$$\omega_c = \omega_1 \pm \omega_2 \qquad (1)$$

или

$$\omega_c = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3, \qquad (2)$$

где ω_c — частота регистрируемой волны сигнала, ω_1, ω_2, ω_3 — частоты лазерных волн накачки, вводимых в исследуемую среду извне.

Частотная зависимость исследуемого параметра волны сигнала смешения испытывает резонансное изменение, когда частота одной или неск. волн накачки либо к.-л. их линейная комбинация ($\omega_1 \pm \omega_2$; $\omega_1 \pm \omega_3$; $\omega_2 \pm \omega_3$ и т. п.) совпадает с частотой соответствующего разрешённого правилами отбора перехода в исследуемой системе. Для получения сигнала достаточно большой интенсивности используют явление синхронной генерации сигнала смешения, когда одновременно с условиями (1) или (2) выполняются условия фазового синхронизма для волновых векторов $\mathbf{k}_c$, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$, $\mathbf{k}_3$ взаимодействующих волн:

$$\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 \qquad (3)$$

либо

$$\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 \pm \mathbf{k}_3. \qquad (4)$$

В центросимметричных средах, обладающих макроскопич. центром инверсии (газы, жидкости и плазма в отсутствие внеш. воздействий, стёкла, аморфные твёрдые тела, кристаллы определ. классов), квадратичные процессы при трёхволновом смешении запрещены. Поэтому наиб. универсальна спектроскопия четырёхволнового смешения. Она обладает высоким спектральным разрешением, определяемым только ширинами спектральных линий с частотами ω_1, ω_2, ω_3. Т. к. эти ширины могут быть сделаны предельно малыми, спектральная разрешающая способность G приборов, используемых в этом методе (типичные значения $G = \omega/\Delta\omega \sim 10^9$—$10^{11}$), на несколько порядков выше, чем для традиц. *спектральных приборов* или фурье-спектрометров (для них $G \sim 10^5$—10^7). При этом область дисперсии для нелинейных спектрометров может быть аномально велика, она определяется шириной области перестройки частоты одного или нескольких перестраиваемых лазеров накачки и может занимать значит. часть видимого спектра. При сочетании спектроскопии четырёхволнового смешения с Н. с. насыщения удаётся исключить доплеровское уширение. Пространств. разрешение методов смешения частот определяется размерами области перекрытия всех взаимодействующих пучков.

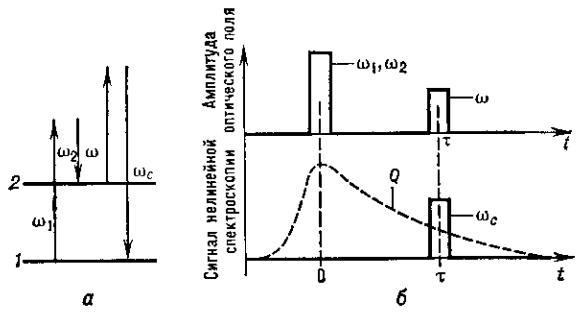


Рис. 5. Когерентная активная спектроскопия комбинационного рассеяния: *а* — квантовые переходы; *б* — временной ход процессов нестационарной когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния. Сигнал с частотой $\omega_c = \omega + (\omega_1 - \omega_2)$ регистрируется спустя время задержки τ (переменное) после воздействия двух импульсов лазерной накачки (частоты ω_1, ω_2) (внизу пунктиром показан временной ход амплитуды Q когерентных молекулярных колебаний, возбуждённых импульсами накачки).

С помощью методов Н. с. смешения может быть достигнуто очень высокое временно́е разрешение. Для этого излучение накачки направляют в среду в виде коротких импульсов, синхронизованных с изучаемыми процессами с точностью, не меньшей, чем длительность используемых оптич. импульсов, и вводится переменная, строго контролируемая временна́я задержка между началом изучаемого процесса и моментом зондирования. В таком случае временно́е разрешение схемы регистрации определяется длительностью лазерных импульсов, к-рые могут выбираться в пико- и даже в фемтосекундном диапазоне (см. *Фемтосекундная*

спектроскопия). Максимально возможные значения спектрального, пространственного и временно́го разрешений достигаются в различных по конструкции и принципу действия спектрометрах.

Спектроскопия в k-пространстве представляет собой вариант спектроскопии четырёхволнового (реже — шестиволнового и т. п.) смешения в нецентросимметричных кристаллах. Он позволяет исследовать дисперсионные и релаксац. характеристики разл. элементарных возбуждений смешанной природы в кристаллич. твёрдых телах (поляритонов).

В нецентросимметричных кристаллах процесс четырёхволновой спектроскопии является интерференцией «прямого» (собственно эффекта четырёхволновой спектроскопии с участием кубич. нелинейной восприимчивости) и «каскадного» (два последоват. процесса трёхволновой спектроскопии с участием нелинейной восприимчивости 2-го порядка) процессов. Последний процесс идёт с генерацией на первом этапе эл.-магн. волны промежуточной частоты, напр. разностной: $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ (её волновой вектор $\mathbf{k}_p$ на рис. 6), а на втором — сигнальной волны путём смешения одной из

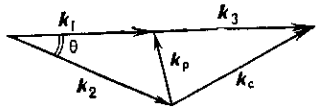


Рис. 6. Диаграмма волновых векторов в схеме синхронной каскадной генерации сигнала четырёхволнового смешения в нецентросимметричном кристалле: частота сигнала четырёхволновой спектроскопии $\omega_c = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$; оптическое поле промежуточной частоты $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ попадает в область фононного поляритонного резонанса кристалла. Изменяя угол θ между волновыми векторами волн накачки $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_3$ при сохранении условия синхронизма каскадного процесса $\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$, можно изменять $\mathbf{k}_p$ и соответственно величину волновой расстройки процесса генерации промежуточной частоты $\Delta\mathbf{k}_1 = q_\Phi - \mathbf{k}_p$ [$|q_\Phi| = \omega_p n(\omega_p)/c$ — волновой вектор поляритона с частотой $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$; $n(\omega_p)$ — показатель преломления на соответствующей частоте], осуществляя тем самым спектроскопию в k-пространстве.

волн накачки с волной промежуточной частоты, напр. в процессе суммирования частот: $\omega_c = \omega_3 + \omega_p$ (волновой вектор $\mathbf{k}_c$). При этом промежуточная частота сканирует область исследуемого поляритонного резонанса (напр., разностная частота ω_p сканирует область фононных поляритонных частот). Возможны случаи генерации волны промежуточной частоты на сумме частот накачки ($\omega' = \omega_1 + \omega_2$), к-рая может сканировать область экситонных поляритонных частот и т. п.

Амплитуда сигнальной волны чувствительна к выполнению на каждом из этапов каскадного процесса условий фазового синхронизма (3). Следовательно, интенсивность I_c сигнала смешения (напр., с частотой $\omega_c = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$) является ф-цией не только частот накачки ω_1, ω_2, ω_3 и их линейных комбинаций (напр., разности частот $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$), но и волновых расстроек $\Delta\mathbf{k}_1$, $\Delta\mathbf{k}_2$ каждого из этапов каскада, т. е. возможна Н. с. не только в пространстве частот ω, но и спектроскопия в пространстве волновых векторов. В приведённом примере расстройка $\Delta\mathbf{k}_1$ равна разности волнового вектора q_Φ собств. волны исследуемой среды на разностной частоте фононного поляритона и волнового вектора промежуточной волны $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, т. е. $\Delta\mathbf{k}_1 = q_\Phi - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$. Оставляя фиксированными все частоты ω_1, ω_2, ... и их линейные комбинации и изменяя $\Delta\mathbf{k}_i$ (напр., варьируя геометрию пересечения взаимодействующих волн), можно изучать «спектры» в пространстве волновых векторов (k-пространстве). Этот метод Н. с. особенно удобен для исследования дисперсионных кривых собств. мод среды вблизи резонансов, т. е. поляритонных дисперсионных кривых разл. видов (фононных, плазменных, экситонных, поляритонных мод и т. п.).

Оптико-гальваническая спектроскопия использует резонансное одно- или многофотонное поглощение в исследуемой двухуровневой системе, к-рое регистрируется по изменению предварительно пропускаемого через неё электрич. тока. С помощью этого метода изучают спектры газов (напр., в электрич. разряде). Индуцируемые лазерным излучением изменения электрич. тока вызываются изменениями сечения рассеяния электронов проводимости на резонансно возбуждённых атомах, приводящими, в свою очередь, к изменениям электрич. сопротивления (импеданса) разрядного промежутка. Методы оптико-гальванич. Н. с. также могут быть свободными от доплеровского уширения спектральных линий поглощения.

Разработаны и иногда применяются и др. методы Н. с.— поляризац. Н. с. (в т. ч. когерентная нелинейная *эллипсометрия*), магн.-оптич. Н. с. (в т. ч. нелинейные аналоги спектроскопии пересечения уровней) и т. п.

Лит.: Летохов В. С., Чеботаев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1975; Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Лазерная и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; Попов А. К., Введение в нелинейную спектроскопию, Новосиб., 1983; Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия, Вильнюс, 1983; Демтрёдер В., Лазерная спектроскопия: основные принципы и техника эксперимента, пер. с англ., М., 1985.

Н. И. Коротеев.

НЕЛИНЕЙНАЯ СРЕДА — среда, отклик к-рой на действие внеш. возмущения нелинейно зависит от амплитуды возмущения. В Н. с. не выполняется *суперпозиции принцип*: отклик на сумму возмущений не равен сумме откликов на отд. возмущения. Свойства Н. с. под действием мощного излучения (акустич., эл.-магн.) меняются и зависят от амплитуды воздействия, поэтому и распространение волн в Н. с. определяется их амплитудой. В результате возбуждаются волны, отличающиеся от падающих частотами, направлением распространения и состоянием поляризации. Это приводит к таким эффектам, как генерация гармоник, сложение и вычитание частот, самовоздействие и кроссвзаимодействие, нелинейное отражение и т. д. Практически все среды при больших амплитудах падающих волн проявляют нелинейные свойства. В нелинейной оптике Н. с. широко используются для преобразования частоты и волновых фронтов световых волн. Подробнее см. *Волны*, *Нелинейная акустика*, *Нелинейная оптика*, *Нелинейные явления в плазме*.

К. Н. Драбович.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ — тензорные коэффициенты, связывающие нелинейную часть поляризации $\boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}_л + \boldsymbol{P}_{нл}$ единичного объёма среды, возникающую под действием сильных электрических (в частности, световых) полей, с величинами напряжённостей этих полей [1,2,3]. Соответствующее соотношение, называемое материальным ур-нием, может быть записано в форме разложения по степеням напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}_л + \boldsymbol{P}_{нл} = \chi^{(1)}\boldsymbol{E} + \chi^{(2)}\boldsymbol{EE} + \chi^{(3)}\boldsymbol{EEE} + \chi^{(4)}\boldsymbol{EEEE} + \ldots \quad (1)$$

Материальное ур-ние нелинейной немагн. среды без пространств. дисперсии может быть представлено в виде

$$\boldsymbol{P}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \boldsymbol{P}^{(n)}(t); \quad \boldsymbol{P}^{(n)}(t) = \int_0^\infty\int_0^\infty \ldots \int_0^\infty d\tau_1 d\tau_2 \ldots d\tau_n \times$$

$$\times\, \hat{\chi}^{(n)}(\tau_1, \tau_2, \ldots, \tau_n)\boldsymbol{E}(t-\tau_1)\boldsymbol{E}(t-\tau_2)\ldots\boldsymbol{E}(t-\tau_n); \quad (2)$$

$$(\hat{\chi}^{(n)} \cdot \ldots \cdot E_1 E_2 \ldots E_n)_i = \sum_{j_1, j_2, \ldots, j_n} \chi^{(n)}_{ij_1j_2\ldots j_n} E_{j_1} E_{j_2} \ldots E_{j_n}.$$

Здесь тензор $\chi^{(n)}$ ранга $(n+1)$ — Н. в. n-го порядка, описывающая отклик среды на совокупность возбуждений в разл. моменты времени $t - \tau_1$, $t - \tau_2$, $t - \tau_n$. (Это разложение — сходящееся, т. е. ряд можно ограничить неск. членами, т. к. память среды на возбуждение конечна вследствие процессов диссипации.)

Для описания задач нелинейной оптики и *нелинейной спектроскопии*, где используются когерентные лазерные источники возбуждения, наиб. важен аналог

соотношения (2), записанный в спектральном представлении для дискретного спектра возбуждения:

$$P_i(\omega) = \sum P^{(n)}(\omega);$$

$$P_i^n(\omega) = \sum_{j_1, j_2, \ldots, j_n} \chi^{(n)}_{ij_1j_2\ldots j_n}(\omega, \omega_1, \omega_2, \ldots, \omega_n) E_{j_1}(\omega) \times \times E_{j_2}(\omega) \ldots E_{j_n}(\omega_n), \quad (3)$$

где $\omega = \omega_1 + \omega_2 + \ldots + \omega_n$ — частота нелинейного отклика.

Будучи оптич. характеристиками среды, тензоры Н. в. должны обладать определ. симметрией, отражающей структурную симметрию среды [4]. В соответствии с этим нек-рые тензорные элементы оказываются равными нулю, а другие связаны друг с другом, что уменьшает число ненулевых независимых компонент. Напр., тензор кубич. Н. в. $\chi^{(3)}$, в общем случае содержащий 81 компоненту, в изотропной среде имеет только три независимые компоненты. В средах с центром инверсии все Н. в. чётных порядков тождественно равны нулю. В средах без диссипации Н. в. любого порядка — действит. величина.

Действительная и мнимая части восприимчивости $\hat{\chi}^{(1)}$ описывают линейные оптич. эффекты (преломление и поглощение света). Н. в. 2-го порядка $\hat{\chi}^{(2)}$, свойственная средам, не имеющим центра симметрии, описывает генерацию второй оптич. гармоники, оптич. выпрямление (см. *Детектирование света*) и др. процессы нелинейного смешения двух волн с частотами ω_1 и ω_2, приводящие к рождению излучения на суммарной или разностной частотах $|\omega_1 \pm \omega_2|$. Кубическая Н. в. $\hat{\chi}^{(3)}$, отличная от нуля в средах с симметрией любого типа, описывает разл. процессы самовоздействия света — нелинейное поглощение, самофокусировку и дефокусировку, самоиндуциров. вращение эллипса поляризации. Кубической Н. в. объясняются также процессы, возникающие при взаимодействии трёх волн с разл. частотами ω_1, ω_2 и ω_3, приводящие к появлению излучения на комбинац. частотах $\omega = |\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3|$, напр. генерации третьей гармоники при вынужденном комбинац. рассеянии, вынужденном *Мандельштама — Бриллюэна рассеянии* и т. д. Более высокий ранг тензора $\hat{\chi}^{(3)}$ по сравнению с тензором $\hat{\chi}^{(1)}$ проявляется в том, что кристаллы кубич. классов, изотропные с точки зрения своих линейных оптич. свойств, в нелинейной оптике анизотропны. Это приводит к поляризац. особенностям нелинейного поглощения, генерации третьей оптич. гармоники, к самоиндуциров. повороту плоскости поляризации линейно поляризованного света (см. *Нелинейная оптическая активность*).

Микромодели Н. в. Наиб. универсальная причина нелинейных оптич. эффектов — нелинейный отклик атомарного или молекулярного осциллятора на световое воздействие.

В классич. модели среды как совокупности заряженных ангармонич. осцилляторов удаётся вычислить смещение заряда q_i на расстояние r_i от положения равновесия под действием электрич. поля световой волны. Поляризацию единицы объёма среды, содержащей N осцилляторов, можно представить в виде $\boldsymbol{P} = N\sum_i q_i \boldsymbol{r}_i(E)$. Движение осциллятора в поле световой волны описывается нелинейным ур-нием

$$\frac{d^2r}{dt^2} + 2\gamma\frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r - \lambda r^2 - \eta r^3 = \frac{q}{m}E.$$

Если решение этого ур-ния ищут в виде ряда по степеням E, то поляризация среды тоже записывается в виде ряда, а коэф. этого ряда являются Н. в. Из решения этого ур-ния следует, что гармонич. эл.-магн. волна индуцирует поляризацию в системе ангармонич. осцилляторов на частотах ω, 2ω, 3ω и т. д. Оптич. резонансы возникают не только при приближении частот действующих полей к собств. частоте осциллятора ω_0, но и при совпадении с ней тех или иных комбинац. частот, поэтому частотная дисперсия Н. в. имеет сложный вид. Напр., кубич. Н. в. даётся выражением

$$\chi^{(3)}(\omega, \omega_1, \omega_2, \omega_3) = N\frac{e^4}{m^3}\left[\eta + \frac{4}{3}\lambda^2\{F(\omega_1+\omega_2) + F(\omega_2+\omega_3) + F(\omega_3+\omega_1)\}\right] \times F(\omega_1)F(\omega_2)F(\omega_3)F(\omega);$$

где

$$F(\omega_n) = \left(\omega_0^2 - 2i\gamma\omega_n - \omega_n^2\right), \quad n = 1, 2, 3;$$

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3.$$

В поле монохроматич. излучения Н. в. $\chi^{(3)}(3\omega, \omega)$, ответственная за генерацию 3-й гармоники, испытывает резонанс при $\omega = \omega_0$, $2\omega = \omega_0$ и при $3\omega = \omega_0$.

Расчёт Н. в. производится также методами квантовой механики. Поляризация $P(r,t)$ связана с электрич. полем, действующим на систему, квантовомеханич. ур-ниями

$$P(r,t) = N\mathrm{Sp}[\rho(r,t), p],$$

$$i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t} = [\mathscr{H}\rho] + i\hbar\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{затух}}$$

(ρ — оператор матрицы плотности, p — оператор электрич. дипольного момента, $\mathscr{H}$ — полный гамильтониан системы), причём восприимчивости n-го порядка можно рассчитывать, решая указанные ур-ния методом возмущений, т. е. представив $\rho(r,t)$ в виде ряда по возрастающим степеням E. Т. о. удаётся получить Н. в. любого порядка для системы, состоящей из атомов. Однако детальное описание сложных молекулярных систем в большинстве случаев затруднительно. Ещё труднее рассчитывать Н. в. вблизи электронных переходов в сложных молекулах и конденсиров. средах. Напр., квантовомеханич. описание нелинейных оптич. свойств кристаллов требует детального знания зонной структуры: эфф. масс носителей тока, симметрии зон, правил отбора, дисперсионных соотношений и т. д. Однако в большинстве практич. случаев частоты переходов и волновые ф-ции недостаточно хорошо известны, поэтому для расчёта Н. в. используют разл. приближённые модели [5]. Напр., достаточную точность для расчёта Н. в. даёт модель связей, предполагающая, что индуцированная в кристалле поляризация есть векторная сумма поляризаций, наведённых на всех связях между атомами в единичном объёме, и что идентичные связи в разл. твёрдых телах имеют одинаковые свойства. Взаимодействие между связями не учитывается.

При расчёте Н. в. жидкостей и твёрдых тел необходимо также принимать во внимание фактор локального поля, учитывающий отличие приложенного к среде поля от поля, действующего на отд. молекулу.

Нелинейный отклик отд. атома или молекулы на электрич. поле световой волны — не единств. причина нелинейных оптич. эффектов. Н. в. могут иметь, напр., тепловую природу, когда поглощение света вызывает нагрев, а следовательно, изменение коэф. преломления вещества. К нелинейному изменению коэф. преломления может привести изменение плотности вещества из-за расширения, связанного с квадратичной *электрострикцией* в поле световой волны. В жидкостях и жидких кристаллах существенны нелинейности, обусловленные оптич. ориентацией анизотропных молекул в поле поляризов. лазерной волны. Электронные механизмы нелинейности удаётся отличить от тепловых, стрикционных, ориентационных по временам установления нелинейного отклика и его релаксации, к-рые для электронных процессов, как правило, меньше.

В ряде случаев, как и в линейной оптике, необходимо учитывать влияние на нелинейную поляризацию в выбранной точке среды полей в разл. других точках (нелокальные нелинейнооптич. явления). Относит. вклад нелокальных нелинейных процессов в поляризацию P среды определяется т. н. параметром пространственной дисперсии d/λ (λ — длина волны излучения, d — характерный размер в среде: диаметр молекулы, параметр кристаллич. решётки и т. п.). В оптич. диапазоне частот параметр *дисперсии пространственной* мал: $d/\lambda \simeq 10^{-4}$—10^{-3}, и, как правило, вклад эффектов, связанных с нелокальностью нелинейного отклика, несуществен. Но в отд. случаях, напр. при исследовании нелинейного изменения поляризац. характеристик света, генерации чётных оптич. гармоник в изотропных веществах, учёт эффектов пространственной дисперсии обязателен. Велика роль пространственной дисперсии в рентг. диапазоне и для объектов с сильной нелокальностью нелинейного отклика, таких как жидкие кристаллы, экситоны в полупроводниках, биол. макромолекулы.

Измерение Н. в. При измерении Н. в. принято использовать систему единиц СГСЭ. Связь с системой СИ даётся след. соотношениями:

$$\chi^{(2)}[\text{СГСЭ}] = \frac{3}{4}\pi\cdot 10^4\chi^{(2)}[m/B,\ \text{СИ}],$$

$$\chi^{(3)}[\text{СГСЭ}] = \frac{9}{4}\pi\cdot 10^8\chi^{(3)}[m^2/B^2,\ \text{СИ}].$$

Восприимчивости измеряют, связывая эффективность нелинейного процесса с интенсивностью взаимодействующих в нелинейном процессе волн (напр., в случае генерации 2-й гармоники Н. в. 2-го порядка связывают с интенсивностью накачки) [6,7]. При этом используется информация о пространственно-временно́м профиле взаимодействующих пучков, их спектральном составе, длине исследуемого образца, его ориентации, поляризации излучения и выполнении условий фазового синхронизма. Абс. измерения оптич. нелинейностей — сложная задача, поэтому часто используют относит. измерения. Эталонным кристаллом для относит. измерений 2-й гармоники является кристалл KDP (KH_2PO_4), у к-рого $\chi^{(2)} = 1{,}1\cdot 10^{-9}$ СГСЭ (длина волны накачки $\lambda = 1{,}06$ мкм), в ИК-области — кристалл арсенида галлия с $\chi^{(2)} = 3{,}2\cdot 10^{-7}$ СГСЭ ($\lambda = 10{,}6$ мкм). Для поиска новых нелинейных материалов широко применяется методика измерения относит. Н. в. в порошках, позволяющая оценить оптич. нелинейность кристаллов и установить возможность синхронных нелинейных взаимодействий, не располагая большими монокристаллич. образцами. Коэф. преломления подавляющего большинства оптич. материалов отличаются не более чем на порядок, а различие кубич. Н. в. составляет более десяти порядков величины. Нерезонансное значение $\hat{\chi}^{(3)}$ для оптич. стёкол и щёлочно-галоидных кристаллов изменяется в диапазоне (10^{-15}—10^{-13}) СГСЭ, напр. для LiF $\chi^{(3)} = 4\cdot 10^{-15}$ СГСЭ, для прозрачных жидкостей — в диапазоне (10^{-13}—10^{-14}) СГСЭ, напр. CS_2 имеет $\chi^{(3)} = 9\cdot 10^{-14}$ СГСЭ. Полупроводниковые кристаллы имеют, как правило, большую нелинейность: для GaAs $\chi^{(3)} = 1{,}5\cdot 10^{-10}$ СГСЭ, для Si $\chi^{(3)} = 2\cdot 10^{-10}$ СГСЭ. Удельные (на одну частицу) нерезонансные значения кубич. Н. в. для газов лежат в диапазоне (10^{-39}—10^{-33}) СГСЭ, напр. для Ar $\chi^{(3)} = 3\cdot 10^{-38}$ СГСЭ, для атм. воздуха $\chi^{(3)} = 10^{-38}$ СГСЭ. Резонансные Н. в. для газов могут быть на пять-шесть порядков больше. «Гигантские» Н. в. обнаружены в условиях однофотонного резонанса поглощения в узкозонных полупроводниках [для InSb, HgCdTe $\chi^{(3)} = (10^{-1}$—$10^{-4})$ СГСЭ]. Исключительно большая нелинейность $\chi^{(3)} \simeq (10^{-2}$ — $10^{-8})$ СГСЭ связана с резонансными процессами поглощения с участием экситонов и биэкситонов в полупроводниках [8]. Коллективные ориентац. нелинейности в жидких кристаллах достигают величины $\chi^{(3)} \simeq (10^{-1}$—$10^{-2})$ СГСЭ. При этом время установления нелинейного отклика ~ 1 с.

Нелинейности высших порядков $\chi^{(n)}$ ($n \geqslant 3$) существенны для описания таких эффектов, как генерация высших оптич. гармоник в газах и кристаллич. средах, многофотонное поглощение, многофотонная ионизация атомов; ими объясняются ограничение диаметра фокального пятна при самофокусировке света, насыщение эффективности нелинейных процессов при высоких уровнях оптич. возбуждения. При расчёте и измерении высших ($n \geqslant 3$) Н. в. нелинейнооптич. процессы разделяют на «прямые» и «каскадные» [5]. Напр., 3-я оптич. гармоника в нелинейной среде без центра инверсии может возникнуть как в результате процесса нелинейного смешения трёх волн накачки одинаковой частоты на Н. в. $\chi^{(3)}$, так и каскадно (ступенчато) при генерации 2-й оптич. гармоники и сложении двух волн с частотами 2ω и ω. Такой комбиниров. процесс может быть описан в терминах эфф. кубич. нелинейностей, причём

$$\chi^{(3)}_{\text{каск}}(3\omega,\omega,\omega,\omega) \sim \chi^{(2)}(2\omega,\omega,\omega)\cdot\chi^{(2)}(3\omega,2\omega,\omega).$$

В более общем случае

$$\chi^{(n)}_{\text{эфф}} = \chi^{(n)} + \sum_{n_i-1}\prod_i \chi^{(n_i)}\psi(n_i),$$

причём ф-ции $\psi(n_i)$ определяются линейными дисперсионными свойствами среды. Свойства симметрии тензоров $\chi^{(n)}_{\text{каск}}$ и $\chi^{(n)}$, как правило, идентичны. Нерезонансные значения величин Н. в. высоких порядков невелики, напр. Н. в. кристалла формиата лития для генерации 4-й гармоники $\chi^{(4)} \sim 1\cdot 10^{-21}$ СГСЭ, значение восприимчивости 5-го порядка для кристалла кальцита $\chi^{(5)} \sim 1\cdot 10^{-27}$ СГСЭ. Удельные (на один атом) нерезонансные Н. в. паров Na, K, Rb, Li измерены вплоть до $\chi^{(9)}$; напр., для натрия в единицах СГСЭ: $\chi^{(3)} = 8{,}1\cdot 10^{-34}$, $\chi^{(5)} = 1{,}7\cdot 10^{-43}$, $\chi^{(7)} = 7{,}0\cdot 10^{-50}$, $\chi^{(9)} = -4{,}3\cdot 10^{-59}$.

Сильный нелинейный отклик. Концепция Н. в. успешно используется для описания большинства задач нелинейной оптики, однако она имеет ограниченную область применения. В мощных световых полях или в сильнонелинейных средах высшие члены разложения поляризации перестают быть малыми: $\chi^{(n)}E^{n-1} \simeq \chi^{(1)}$, тогда разложение (1) теряет смысл, а соответствующий ряд (2) перестаёт сходиться. Такие проблемы возникают, в частности, при исследовании насыщения перехода в системе двухуровневых атомов в поле эл.-магн. волны или при описании сильно возбуждённых полупроводниковых кристаллов, когда их отклик на внеш. световое воздействие перестаёт быть однозначной ф-цией интенсивности света, т. е. наблюдаются оптич. гистерезисные явления (напр., гистерезис преломления или поглощения нелинейной средой, *оптическая бистабильность* и неустойчивость). В этом случае материальные ур-ния могут быть записаны только в неявном виде $f(\boldsymbol{E}, \boldsymbol{P}) = 0$. Напр., для сильнонелинейной изотропной гиротропной среды с учётом кубич. нелинейности ангармонич. осцилляторов, составляющих молекулы, можно записать [9]:

$$\dot{\boldsymbol{P}} = \chi^{(1)}\boldsymbol{E} - iA[\mathbf{k}\boldsymbol{P}] + B\{2(\boldsymbol{P}\boldsymbol{P}^*)\boldsymbol{P} + (\boldsymbol{P}\boldsymbol{P})\boldsymbol{P}^*\} \to$$
$$-iC\{\boldsymbol{P}(\mathbf{k}[\boldsymbol{P}\boldsymbol{P}^*]) + [\mathbf{k}\boldsymbol{P}](\boldsymbol{P}\boldsymbol{P}^*)\}.$$

Здесь A, B, C — частотно-зависимые коэф., $\mathbf{k}$ — волновой вектор. Это ур-ние имеет более широкую, чем (3), область применимости и допускает гистерезисные решения для поляризации $\boldsymbol{P}$.

Лит.: 1) Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; 2) Бломберген Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; 3) Шен И. Р., Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1989; 4) Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд.,

М., 1979; 5) Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; 6) Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; 7) Черныке Ф., Мидвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976; 8) «Journal of the Optical Society of America», 2B, Special issue, Excitonic Optical Nonlinearities, 1985; 9) Ахманов С. А., Желудев Н. И., Свирко Ю. П., Неустойчивость поляризации световой волны в сильнонелинейной среде, «Изв. АН СССР, Сер. физ.», 1982, т. 46, с. 1070.

Н. И. Жёлудев.

НЕЛИНЕ́ЙНЫЕ ИСКАЖЕ́НИЯ — изменения сигнала $S_{вых}(t)$, приводящие к искажению передаваемого сообщения $S_{вх}(t)$, обусловленные нелинейностью оператора тракта передачи L (в т. ч. в присутствии помех): $S_{вых}(t) = LS_{вх}(t)$. Н. и. возникают в нелинейных и нелинейно-параметрич. цепях, обладающих свойством порождать новые составляющие в спектрах проходящих через них сигналов. Различают собственно Н. и.— Н. и. полезного сигнала в отсутствие помех, и Н. и. помех — Н. и. полезного сигнала, обусловленные нелинейностью цепи под действием помех. Оценку Н. и. проводят либо по степени искажения тестовых сигналов, либо по характеристикам оператора, тракта передачи. В первом случае, при к-ром тестовым сигналом является синусоидальное напряжение, наиб. удобны коэф. гармонич. искажений $K_Г$[%] или затухание B [дБ]:

$$K_Г = \frac{\sqrt{A_2^2 + A_3^2 + \ldots}}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + \ldots}} \cdot 100\%,$$

$$B = 20\lg \frac{A_1}{\sqrt{A_2^2 + A_3^2 + \ldots}},$$

где A_i — амплитуда i-й гармоники сигнала. Оценка Н. и. по характеристикам оператора тракта передачи основана на аппроксимации их выражениями, параметры к-рых зависят от степени нелинейности. В трактах с резистивной нелинейностью оценку проводят либо по амплитудной характеристике, либо методом угла отсечки с последующим вычислением коэф. Берга. В трактах с комплексным характером нелинейности используют метод рядов Вольтерры.

Лит.: Богданович Б. М., Нелинейные искажения в приемно-усилительных устройствах, М., 1980.

НЕЛИНЕ́ЙНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ И ВО́ЛНЫ — процессы в колебат. и волновых системах, не удовлетворяющие *суперпозиции принципу*. Нелинейные колебания или волны в общем случае взаимодействуют между собой, а их характеристики (частота, форма колебаний, скорость распространения, вид профиля волн и др.) зависят от амплитуды. Н. к. и в. в системах разл. физ. природы имеют общие черты, проявляющиеся в единстве их матем. описания. Изучению Н. к. и в. посвящена теория *нелинейных систем* — нелинейная динамика.

НЕЛИНЕ́ЙНЫЕ СИСТЕ́МЫ — колебательные (волновые) системы, процессы в к-рых не удовлетворяют *суперпозиции принципу*, в отличие от линейных систем. Все реальные физ. системы нелинейны, их можно считать линейными лишь приближённо —при малой интенсивности колебат. и волновых процессов. Матем. образом Н. с. являются нелинейные ур-ния (см. *Нелинейные уравнения математической физики*). Изучением колебат. и волновых процессов в конкретных Н. с. занимаются *гидродинамика*, *нелинейная оптика*, *нелинейная акустика*, физика плазмы (см. *Нелинейные явления в плазме*), а также химия, биология, экология, социология и др. В то же время многие Н. с. совершенно различной природы имеют одинаковое матем. описание. Соответственно, совпадает и характер протекающих в них процессов. Это послужило основой для развития единого подхода к изучению Н. с., позволило выработать базовые модели, образы и понятия и проанализировать осн. колебат. и волновые явления в Н. с. вне зависимости от их конкретной природы.

Аналитич. описание процессов в Н. с. затруднено ввиду отсутствия общих методов решения нелинейных ур-ний. Наиб. доступно изучение динамики слабонелинейных систем. Описывающие их ур-ния содержат нелинейные члены с малым параметром, что позволяет использовать разл. варианты метода возмущений (см. *Возмущений теория*). Нелинейность в таких системах проявляется либо в возникновении малых поправок к решению линеаризов. системы ур-ний, получаемой в пренебрежении нелинейными членами, либо, что более важно, в медленном изменении его параметров. При исследовании сильнонелинейных систем, за исключением ограниченного числа точно решаемых случаев, используется численное моделирование.

Разделяют два класса Н. с.— консервативные системы, в к-рых энергия колебательных (волновых) процессов сохраняется, и неконсервативные системы, в к-рых энергия диссипирует (*диссипативные системы*) или поступает в систему от внеш. источников (активные системы). Прогресс в изучении консервативных Н. с. в значит. мере обусловлен возможностью применения к большинству из них аппарата *гамильтонова формализма*. Во многих практически важных случаях гамильтониан Н. с. совпадает с выражением для энергии системы. Известны, однако, консервативные Н. с., для к-рых гамильтоново описание не построено. Для биол., экологич., социологич. и т. п. Н. с., в к-рых строгое определение консервативности с использованием интеграла энергии не применимо, также принято указанное деление, основанное на аналогии их описания с физ. Н. с.

Консервативные Н. с. Простейшим примером поведения консервативной Н. с. являются колебания нелинейного осциллятора, описываемые ур-нием

$$\ddot{x} + f(x) = 0.$$

Если ф-ция $f(x)$ линейна [$f(x) \sim x$], то осциллятор линейный. Ур-ние нелинейного осциллятора описывает, напр., колебания матем. маятника, изменения тока и напряжения в колебат. контуре, в к-ром индуктивность катушки зависит от величины тока и (или) ёмкость конденсатора зависит от напряжения, а также движение иона в пространственно неоднородном электрич. поле и др. На рис. 1 приведены вид потенциального рельефа $\varphi(x)$ и соответствующие ему фазовые траектории — траектории движения изображающей точки Н. с. в фазовом пространстве $(x, \dot{x})$. Энергия заряж. частицы, движущейся в стационарном электрич. поле, сохраняется:

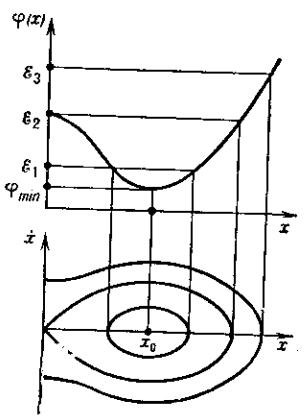


Рис. 1. Потенциал электрического поля $\varphi(x)$ и фазовые траектории, отвечающие движению иона в данном поле при различных значениях энергии $\mathscr{E}$.

$$\mathscr{E} = \frac{m\dot{x}^2}{2} + q\varphi(x) = \text{const}$$

(где m, q — масса и заряд частицы; $q > 0$). Это выражение определяет гамильтониан осциллятора. Дифференцирование его по времени даёт ур-ние нелинейного осциллятора, где $f(x) = q/m\varphi_x'$. Осциллятор является линейным лишь при условии $\varphi(x) \sim x^2$, т. е. при параболич. потенциальном рельефе. При этом его колебания являются гармоническими и изохронными — их частота не зависит от амплитуды. Как видно из рис. 1, осциллятор имеет два состояния равновесия ($\dot{x} = 0$):

центр (при $x = x_0$) и седло (при $x = 0$), первое из них устойчиво (локальный минимум потенц. энергии), второе неустойчиво. Выведенная из состояния покоя при $x = x_0$ частица совершает колебания в окрестности этой точки (замкнутые кривые на рис. 1). При малых отклонениях x от x_0 осциллятор является линейным, т. к. $\varphi - \varphi_{мин} \sim (x - x_0)^2$ при $x - x_0 \to 0$. С ростом энергии осциллятора $\mathscr{E}$ фазовая траектория приближается к сепаратрисе. Колебания осциллятора становятся ангармоническими (возникают гармоники осн. частоты), т. к. всё большую часть периода занимают участки медленного движения частицы. Период колебаний возрастает с ростом их амплитуды и на сепаратрисе равен бесконечности (частица приближается к неустойчивому состоянию равновесия с бесконечно малой скоростью бесконечно долго). Т. о., колебания нелинейного осциллятора неизохронны — их период зависит от амплитуды (энергии).

В отличие от линейных систем, в Н. с. возможно взаимодействие колебаний (или волн) между собой. Такое взаимодействие имеет, напр., место в системе трёх нелинейно связанных осцилляторов, описываемой системой ур-ний

$$\ddot{x}_i + \omega_i^2 x_i = \mu \alpha_i x_j x_k\,; \quad i = 1,\ 2,\ 3; \quad j,\ k \neq i.$$

При малом μ — это слабонелинейная система. Поведение её близко к суперпозиции квазигармонич. колебаний осцилляторов с медленно меняющимися амплитудами. Благодаря нелинейной связи колебания двух осцилляторов с частотами ω_1 и ω_2 порождают в системе колебания с комбинац. частотами $\omega_1 \pm \omega_2$. Действие малой нелинейности накапливается, если выполнено условие резонанса частот

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3.$$

Эфф. обмен энергией между осцилляторами происходит, когда возбуждён ВЧ-осциллятор и энергия колебаний передаётся двум НЧ-осцилляторам — т. н. распадная неустойчивость, либо когда возбуждены два НЧ-осциллятора и идёт обратный процесс — слияние НЧ-колебаний. Подобный обмен энергией может быть периодическим (рис. 2).

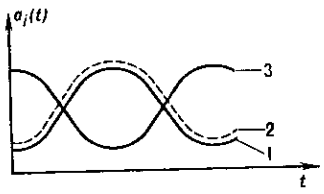


Рис. 2. Изменение амплитуд колебаний трёх взаимодействующих осцилляторов ($\omega_3 > \omega_1, \omega_2$).

К задаче о взаимодействии нелинейно связанных осцилляторов сводятся во мн. случаях задачи о взаимодействии квазимонохроматич. волн в безграничных Н. с., таких, как линии передачи и волноводы с нелинейными элементами, нелинейные среды и т. п. В Н. с. с дисперсией волн эффективно взаимодействует ограниченное число волн, связанных с условиями резонанса частот и волновых векторов — условиями синхронизма. Для случая трёх взаимодействующих волн, напр. ионнозвуковой и ленгмюровских волн в плазме (см. *Взаимодействие волн в плазме*), они имеют вид (рис. 3):

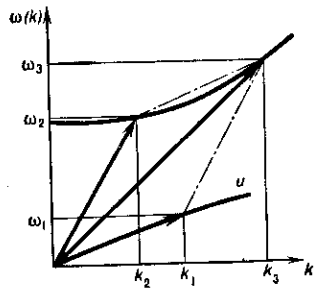


Рис. 3. Дисперсионные зависимости ионно-звуковых (*1*) и ленгмюровских (*2*) волн в плазме и диаграмма, иллюстрирующая условия синхронизма трёх взаимодействующих волн.

$$\omega_1(\mathbf{k}_1) + \omega_2(\mathbf{k}_2) = \omega_3(\mathbf{k}_3),$$
$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3.$$

Как и при взаимодействии нелинейно связанных осцилляторов, здесь возможны распадная неустойчивость и слияние волн.

В отсутствие дисперсии волн в Н. с. в синхронизме с исходной квазимонохроматич. волной находятся все её гармоники. Поэтому если исходная волна гармоническая, то она порождает за счёт нелинейности гармоники с кратными частотами и волновыми числами, причём с течением времени возбуждаются всё более высокочастотные гармоники. На пространственно-временном языке этот процесс соответствует искажению профиля исходного возмущения (рис. 4) и описывается ур-нием простой волны

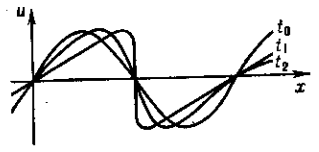


Рис. 4. Эволюция профиля исходной гармонической волны в отсутствие дисперсии волн ($t_0 < t_1 < t_2$).

$$u_t + u u_x = 0,$$

к-рое отвечает, в частности, нелинейным акустич. волнам в системе отсчёта, движущейся со скоростью звука малой амплитуды и отражает зависимость скорости распространения возмущения от его интенсивности. Решением его являются простые волны (или *Римана волны*) $u = U(t - x/u)$, вид ф-ции U задаётся нач. возмущением. При $u > 0$ точки профиля с течением времени сдвигаются в направлении распространения волны, а при $u < 0$ — в противоположном. Профиль волны искажается, и в нек-рый момент времени величина u_x становится бесконечной — происходит «опрокидывание» волны. Применимость ур-ния нарушается.

Наличие дисперсии волн в области ВЧ стабилизирует «опрокидывание», т. к. ВЧ-гармоники выходят из синхронизма и практически не возбуждаются. В результате противодействия нелинейности и дисперсии в безграничной Н. с. могут возникать т. н. стационарные волны, распространяющиеся с пост. скоростью без изменения формы профиля: периодич. волны сложной формы и уединённые волны — *солитоны*.

Наряду с взаимодействием волн в Н. с. важную роль играют эффекты самовоздействия. Если в Н. с. в силу особенностей дисперсионных характеристик условия трёхволнового взаимодействия не выполнены, то наиб. существенным является самовоздействие квазимонохроматич. волны. Оно возникает, напр., при распространении эл.-магн. волны в среде с показателем преломления, зависящим от интенсивности поля. В частности, пучок света в такой среде формирует неоднородное поперёк пучка распределение показателя преломления, подобное линзе, что в свою очередь может приводить к его фокусировке — происходит *самофокусировка света*. Аналогично возникают самомодуляция квазимонохроматич. волн в направлении их распространения и самосжатие волновых пакетов, приводящее к образованию стационарных волн огибающих нелинейных волновых пакетов, в т. ч. солитонов.

В Н. с. даже в отсутствие случайных воздействий возможны чрезвычайно сложные, нерегулярные колебат. и волновые режимы, требующие для своего описания привлечения вероятностных методов, — т. н. *стохастические колебания*. Такие колебания может совершать, напр., частица в двумерном потенц. поле при нек-рых формах потенц. рельефа. Стохастическим является также взаимодействие квазимонохроматич. волн в нелинейной среде, когда возбуждено много волн и каждая из них участвует во мн. элементарных взаимодействиях, удовлетворяющих условиям синхронизма,— т. н. слабая турбулентность (см. *Турбулентность плазмы*).

Неконсервативные Н. с. Наиб. простое проявление диссипации в системе — затухание колебат. и волновых процессов. Однако в безграничной Н. с. благодаря диссипации существует режим, отсутствующий в кон-

сервативных Н. с.,— *ударные волны*, в т. ч. стационарные ударные волны, имеющие вид бегущего перепада (скачка) к.-л. физ. параметров, напр. давления в акустич. ударной волне. Ударные волны возникают как результат эволюции простых волн: энергия ВЧ-гармоник, генерируемых за счёт нелинейности, эффективно поглощается и «опрокидывания» волны не происходит.

В прикладном отношении наиб. важны нелинейные эффекты в активных Н. с., в к-рых энергия колебаний может пополняться вследствие неустойчивостей, обусловленных неравновесностью системы. К таким Н. с. относятся прежде всего генераторы колебаний — от лампового до квантовых (мазеров и лазеров), часы — от ходиков до кварцевых и т. п., в к-рых устанавливаются устойчивые незатухающие колебания с периодом и амплитудой, в широких пределах не зависящими от нач. условий,— *автоколебания*. Простейший генератор автоколебаний — автогенератор на ламповом триоде, в к-ром потери энергии в колебат. контуре компенсируются пополнением её за счёт непериодич. источника (батареи). Поступление энергии в контур в нужной фазе колебаний осуществляется при помощи обратной связи на управляющий электрод лампы. При перестройке параметров Н. с. могут происходить качественные изменения её поведения — *бифуркации*. Например, колебания в ламповом генераторе возникают при величине обратной связи, большей нек-рого бифуркационного значения.

Как и колебания в консервативных Н. с., колебания в активных Н. с. могут быть не только регулярными, но и стохастическими. Существуют генераторы стохастич. автоколебаний — Н. с., в к-рых возможны незатухающие хаотич. колебания со сплошным спектром за счёт энергии нешумовых источников. Самозарождение в Н. с. стохастич. колебаний — один из возможных путей возникновения турбулентности.

В активных колебат. Н. с., в к-рых возможно одноврем. существование мн. мод (типов) колебаний с разл. частотами, получающих энергию от общего источника, возникает явление конкуренции мод, т. к. связь между модами порождает зависимость нелинейного затухания или усиления каждой из мод от интенсивности других. Конкуренция мод приводит к тому, что в итоге превалирует одна из них и колебания автогенератора происходят на соответствующей ей частоте. Если моды равноправны и связь их взаимна, то устанавливается режим генерации моды, преобладавшей вначале. В таких Н. с., как, напр., *лазер*, конкуренция мод происходит и во времени, и в пространстве, что приводит, в частности, к установлению в пространственно-симметричном протяжённом автогенераторе несимметричных в пространстве распределений поля с преобладанием одной из встречных волн. Это один из простейших примеров самоорганизации в Н. с.— возникновение пространственного порядка из нач. беспорядка и образование сложных пространственных структур в однородных (протяжённых) неравновесных Н. с. (физ., хим., биологических и т. п.). Примерами самоорганизации в Н. с. являются конвективные ячейки жидкости, подогреваемой снизу, волны горения, волны популяций в экологич. системах, волновые возбуждения в сердечной ткани.

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; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

А. Я. Басович.

НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ— ур-ния, не обладающие свойством линейности; применяются в физике как матем. модели нелинейных явлений в разл. сплошных средах. Н. у. м. ф.— важная часть матем. аппарата, используемого в фундам. физ. теориях: теории тяготения и квантовой теории поля.

Строго говоря, все сплошные среды описываются нелинейными ур-ниями. Выбор для описания среды линейных или нелинейных ур-ний зависит от роли, к-рую играют нелинейные эффекты, и определяется конкретной физ. ситуацией. Напр., при описании распространения лазерных импульсов необходимо учитывать зависимость показателя преломления среды от интенсивности эл.-магн. поля. Возникающие при этом Н. у. м. ф. являются основой матем. аппарата *нелинейной оптики*.

Линейные ур-ния, используемые в физике, являются результатом линеаризации более точных Н. у. м. ф. на фоне их простейших (фоновых) решений. Исторически первым примером Н. у. м. ф. были найденные в 18 в. *Эйлера уравнения* для идеальной жидкости:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \boldsymbol{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)\boldsymbol{v} + \rho^{-1}\nabla P = 0. \qquad (1)$$

Здесь ρ, P, $\boldsymbol{v}$ — плотность, давление и скорость жидкости. Для баротропной жидкости, когда $P = P(\rho)$, ур-ния Эйлера можно линеаризовать на фоне тривиального решения $\rho = \rho_0$, $\boldsymbol{v}_0 = 0$ в предположении потенциальности поля скоростей: $\boldsymbol{v} = \nabla\varphi$. Полагая $\rho = \rho_0 + \delta\rho$, $\delta\rho \ll \rho_0$, получаем из (1) *волновое уравнение* для звуковых волн. Однако при рассмотрении вихревых движений жидкости, когда её можно считать несжимаемой, $\rho = \rho_0$, $\operatorname{div} \boldsymbol{v} = 0$, ур-ния Эйлера (1) становятся существенно нелинейными. Их линеаризация на фоне решения $\boldsymbol{v}_0 = 0$ приводит к тривиальному ур-нию $\partial \boldsymbol{v}/\partial t = 0$.

Т. о., линеаризация Н. у. м. ф. не всегда ведёт к содержат. результату. Может оказаться, что линеаризация имеет смысл, но линейные ур-ния сохраняют применимость лишь конечное время. Эта ситуация типична, если фоновое решение неустойчиво, но может иметь место и при устойчивом фоновом решении. Так, одномерные ур-ния Эйлера

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial P(\rho)}{\partial x} = 0 \qquad (2)$$

при произвольном нач. условии $\rho \to \rho_0$, $v \to 0$ при $x \to \pm\infty$ описывают образование *ударных волн*. При этом за достаточно большое время теряют применимость не только линейное приближение, но и сами ур-ния (2), решения к-рых при $t \to \infty$ становятся неоднозначными.

Даже если линеаризация Н. у. м. ф. возможна, с точки зрения физики исключительно важны «существенно нелинейные» решения, качественно отличающиеся от решений линейных ур-ний. Такими могут быть стационарные решения солитонного типа, локализованные в одном или неск. измерениях (см. *Солитон*), или решения типа *волновых коллапсов*, описывающие самопроизвольную концентрацию энергии в небольших областях пространства (см. также *Самофокусировка света*). Существенно нелинейными являются и стационарные решения ур-ний гидродинамики. Весьма важен вопрос об устойчивости существенно нелинейных решений, в т. ч. гидродинамич. течений и солитонов, к-рый решается либо при помощи линеаризации Н. у. на фоне изучаемых решений, либо при помощи вариац. оценок.

Решения Н. у. м. ф. во мн. случаях обнаруживают тенденцию к стохастизации. В этом случае они требуют статистич. описания, что составляет предмет теории *турбулентности*. Турбулентность часто развивается как результат неустойчивости фонового состояния. Если уровень нелинейности решения остаётся малым, то говорят о слабой турбулентности, в противном случае — о сильной турбулентности. Сильная турбулентность может сопровождаться волновыми коллапсами, целиком или частично состоять из взаимодействующих солитонов.

Нелинейные уравнения в физике. Н. у. м. ф., встречающиеся в физике, отличаются большим разнообразием. Их значит. часть представляет собой обобщения гидродинамич. ур-ний Эйлера, напр. *Навье — Стокса уравнения* для описания движений вязкой несжимаемой жидкости. Описываемая ими гидродинамич. турбулентность является предельно сильной.

В метеорологии были выведены ур-ния Буссинеска, описывающие движения несжимаемой жидкости в поле тяжести и сил Кориолиса и используемые в океанологии и физике атмосферы. Ур-ния *магнитной гидродинамики* описывают движение проводящей жидкости в магн. поле и применяются в астрофизике и физике плазмы.

Классич. примером Н. у. м. ф. являются уравнения теории упругости. Развитие микроскопической теории кристаллов дополнило их уравнениями равновесия и динамики дислокаций, также существенно нелинейными.

Многие Н. у. м. ф. возникли в физике в связи с развитием теории конденсиров. сред, они описывают макроскопич. проявления квантовомеханич. эффектов; неизвестной ф-цией в них является плотность параметра порядка (см. *Фазовый переход*). Если параметр порядка скалярный, это двухжидкостные ур-ния гидродинамики сверхтекучего гелия (см. *Сверхтекучесть*), ур-ния Гинзбурга — Ландау и их обобщения, описывающие магнетостатику и электродинамику сверхпроводников (см. *Сверхпроводимость*). Если параметр порядка векторный или тензорный, это ур-ния Ландау — Лифшица, описывающие ферромагнетики и антиферромагнетики, ур-ния обобщённой гидродинамики сверхтекучего гелия, макроскопич. модели жидких кристаллов. Для всех этих ур-ний наиб. интерес представляют их существенно нелинейные решения, часто описывающие локализованные (хотя бы частично) объекты: вихри в жидком гелии и в сверхпроводниках, доменные стенки в ферромагнетиках и антиферромагнетиках, дисклинации в жидких кристаллах и солитоны, к-рые в том или ином виде существуют во всех упомянутых средах.

Н. у. м. ф. возникают также как результат применения приближения Хартри — Фока к многочастичным квантовомеханич. системам и имеют в этом качестве применения в атомной и ядерной физике. Ещё одним источником Н. у. м. ф. является хим. физика. Это — Н. у. диффузии, описывающие волны горения и детонации, а также колебат. хим. реакции (см. *Автоволны*). К ним примыкают возникшие в биофизике ур-ния, описывающие распространение импульса по нервному волокну. Ур-ния этих типов возникают в задачах о самоорганизации (см. *Синергетика*) и *диссипативных структурах*.

Н. у. м. ф. играют важную роль и в фундам. физике, напр. ур-ния Эйнштейна для гравитац. поля (см. *Тяготение*). Ур-ния Эйнштейна в вакууме имеют ясный геом. смысл, описывая римановы пространства, *Риччи тензор* к-рых равен нулю. Геом. интерпретацию имеют и мн. Н. у. в квантовой теории поля, в частности *Янга — Миллса поля*.

Локализов. решения Н. у. м. ф. в квантовой теории поля можно рассматривать как точки стационарной фазы при квазиклассич. вычислении *функциональных интегралов*, для *Грина функций*, содержащих информацию о спектре масс и сечениях взаимодействия элементарных частиц. Если точкам стационарной фазы соответствуют траектории подбарьерных переходов между топологически неэквивалентными вырожденными состояниями вакуума, классич. Н. у. м. ф. следует рассматривать в мнимом времени, т. е. не в пространстве Минковского, а в четырёхмерном евклидовом пространстве. Локализов. решения таких ур-ний — четырёхмерные солитоны — получили назв. *инстантонов*.

Ур-ния Янга — Миллса описывают частицы, обладающие *асимптотической свободой*. В двумерном пространстве-времени этим же свойством обладает ур-ние n-поля:

$$n_{\xi\eta} + n(n_\xi\, n_\eta) = 0 \qquad (3)$$

(здесь $\xi = x + t$, $\eta = x - t$ — «конусные» переменные). Это ур-ние является частным случаем более общего ур-ния «главного кирального поля»

$$g_{\xi\eta} + (g_\xi\, g^{-1} g_\eta + g_\eta\, g^{-1} g_\xi)/2 = 0 \qquad (4)$$

(здесь g — элемент нек-рой группы Ли). Инстантонные решения этого ур-ния можно использовать для описания солитонных конфигураций в жидком гелии.

Универсальные модели. В этих моделях проявляется одна из характерных черт теории Н. у. м. ф.: среди огромного их многообразия можно выделить небольшое число ур-ний сравнительно простого вида, к-рые можно использовать как матем. модели различных по своей природе физ. ситуаций. Эти ур-ния играют, в известном смысле, ту же роль, что и классич. ур-ния в частных производных (ур-ние Лапласа, ур-ние диффузии, волновое ур-ние).

К числу таких универсальных моделей относятся *Кортевега — де Фриса уравнение*, *Шрёдингера уравнение нелинейное*, *синус-Гордона уравнение*, *Кадомцева — Петвиашвили уравнение*, *Бюргерса уравнение*, *Хохлова — Заболотской уравнение* и др. Необходимо отметить еще систему ур-ний «трёх волн»:

$$\begin{aligned} \partial u_0/\partial t + (v_0 \nabla u_0) &= i u_1 u_2, \\ \partial u_1/\partial t + (v_1 \nabla u_1) &= i u_0 u_2^*, \\ \partial u_2/\partial t + (v_2 \nabla u_2) &= i u_0 u_1^*, \end{aligned} \qquad (5)$$

являющуюся универсальной моделью для описания параметрич. взаимодействий волн в нелинейных средах. Система (5) допускает многочисл. обобщения.

Большое разнообразие встречающихся в физике Н. у. м. ф. затрудняет развитие общих матем. методов их исследования. Лишь для сравнительно немногих Н. у. м. ф. доказаны теоремы существования и единственности, к таким относятся ур-ния Янга — Миллса, ур-ния Навье — Стокса в двумерном случае, ур-ния газовой динамики. Для ур-ний Навье — Стокса в трёхмерном случае теорема единственности решения задачи Коши до сих пор не доказана. Затруднена даже проблема классификации Н. у. м. ф. Часть их попадает под классич. разделение на эллиптич., гиперболич. и параболич. ур-ния, но значит. число важных Н. у. м. ф. (среди них Кортевега — де Фриса ур-ние, Кадомцева — Петвиашвили ур-ние) не могут быть отнесены ни к одному из этих типов. Нек-рую классификацию Н. у. м. ф. можно осуществить на основе физ. соображений. Прежде всего это разделение на стационарные и эволюц. ур-ния. Большинство стационарных ур-ний относится к эллиптич. типу. Среди эволюц. ур-ний, явно содержащих производные по времени, можно выделить консервативные Н. у. м. ф., сохраняющие интеграл энергии, и диссипативные Н. у. м. ф., описывающие «открытые системы», обменивающиеся энергией с «внешним миром». Одним из интересных достижений теории Н. у. м. ф. было обнаружение того факта, что консервативные Н. у. м. ф., как правило, являются гамильтоновыми системами, хотя явное введение канонич. переменных зачастую оказывается трудной задачей. Установлена гамильтонова природа большинства консервативных обобщений ур-ний Эйлера и даже системы ур-ний Власова, описывающих плазму без столкновений. Для гамильтоновых систем, близких к линейным, развиты методы теории возмущений, позволяющие учитывать нелинейные эффекты и производить статистич. описание решений. Все перечисленные выше универсальные Н. у. м. ф., за исключением Бюргерса ур-ния и Хохлова — Заболотской ур-ния, являются гамильтоновыми.

Точные решения. Для физики важно знать как можно больше точных решений Н. у. м. ф., особенно существенно нелинейных. Простейшие из таких решений можно находить, используя очевидные свойства симметрии Н. у. м. ф., а также отыскивая всевозможные автомодельные подстановки (см. *Автомодельность*). Более тонкие способы вычисления точных решений используют методы теории групп Ли. Пусть Н. у. м. ф. для ф-ции двух переменных $u(x,t)$ имеет вид

$$u_t = F(u,u_1,\ldots,u_n), \quad u_{\mathbf{k}} = d^{\mathbf{k}}\, u/\partial x^{\mathbf{k}}\,. \qquad (6)$$

Ф-ция $f(u,u_1,\ldots,u_l,x,\tau)$ наз. с и м м е т р и е й у р а в н е н и я (6), если оно совместно с ур-нием $u_\tau = f(u,u_1,\ldots,u_l,x,\tau)$, где τ — новая переменная. Симметрии образуют алгебру Ли относительно скобки Пуассона

$$\{f,h\} = \sum_{\mathbf{k}=0}^{l} \left(\frac{\partial f}{\partial u_{\mathbf{k}}} \frac{\partial^{\mathbf{k}} h}{\partial x^{\mathbf{k}}} - \frac{\partial h}{\partial u_{\mathbf{k}}} \frac{\partial^{\mathbf{k}} f}{\partial x^{\mathbf{k}}} \right).$$

По алгебре симметрий Н. у. м. ф. восстанавливают группу Ли — Беклунда непрерывных преобразований, оставляющих Н. у. м. ф. инвариантным. Точные решения Н. у. м. ф. находят как решения, остающиеся инвариантными при действии к.-л. подгруппы группы Ли — Беклунда. Группа Ли — Беклунда и алгебра симметрий существуют у каждого Н. у. м. ф. В большинстве случаев группа Ли — Беклунда является конечномерной. Существуют, однако, случаи, когда эта группа бесконечномерна, как у всех перечисленных выше универсальных Н. у. м. ф.

Если преобразование из группы Ли — Беклунда оставляет инвариантным функционал действия гамильтонова Н. у. м. ф., то оно имеет интеграл движения — функционал, не зависящий от времени. Интегралы движения образуют алгебру Ли относительно скобок Пуассона, изоморфную нек-рой подалгебре алгебры симметрий.

Перечисленные выше универсальные гамильтоновы Н. у. м. ф. обладают бесконечными наборами независимых интегралов движения. Ур-ния, обладающие этим свойством, несколько условно наз. интегрируемыми, хотя интегрируемость (см. *Гамильтонова система*) доказана лишь для немногих из них. Интегрируемыми являются, в частности, одномерные ур-ния Эйлера (2).

Обширный класс интегрируемых Н. у. м. ф. составляют ур-ния, к к-рым применим *обратной задачи рассеяния метод*. Для этих ур-ний, к к-рым относятся, в частности, перечисленные выше универсальные гамильтоновы системы, возможно явное вычисление большого кол-ва точных решений, в т. ч. описывающих солитоны и их взаимодействия. При помощи метода обратной задачи удаётся вычислять инстантонные решения ур-ний Янга — Миллса, а также найти многочисленные точные решения ур-ний Эйнштейна.

Если Н. у. м. ф. не обладает бесконечной группой Ли — Беклунда, возможности его аналитич. исследования сильно ограничены. В ряде случаев можно, используя разложение по набору заданных ф-ций (метод Галёркина), свести его к системе обыкновенных дифференц. ур-ний, к-рую можно изучать качеств. методами, а также интегрировать при помощи ЭВМ. Таким способом удаётся моделировать не слишком развитую турбулентность, в т. ч. изучать *странные аттракторы*. Наконец, если число независимых переменных, входящих в Н. у. м. ф., не превышает три, оказывается достаточно эффективным их прямое численное решение на ЭВМ.

Лит.: У и з е м Д ж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; A b l o w i t z M. J., S e g u r H., Solitons and the inverse scattering transform, Phil., 1981; И б р а г и м о в Н. Х., Группы преобразований в математической физике, М., 1983.

В. Е. Захаров.

НЕЛИНЕ́ЙНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ В ПЛА́ЗМЕ — возникают в результате взаимодействия волн, полей и частиц, при к-рых не выполняется принцип суперпозиции волн и к-рые описываются с учётом нелинейных слагаемых в ур-ниях кинетики или динамики плазмы и в ур-ниях Максвелла. Плазма, в особенности магнитоактивная,— уникальная нелинейная среда, в к-рой нелинейные явления связаны не только с большим числом эл.-магн. волн разл. типов поляризаций и пространственно-временных масштабов, но и с существованием резонанса заряж. частиц с волнами и их биениями, а также волновых движений частиц, не приводящих к возбуждению эл.-магн. полей (т. н. моды Ван-Кампена). Это приводит к тому, что в плазме возникают не только практически все нелинейные явления, к-рые характерны для др. нелинейных сред (самофокусировка волн, их укручение, самосжатие пакетов волн, распадная, модуляц. и взрывная неустойчивости, вынужденное комбинац. рассеяние волн, обращение волнового фронта, генерация гармоник, образование солитонов и ударных волн и т. п.), но и явления, отсутствующие в др. средах, такие, как индуциров. рассеяние заряж. частиц, квазилинейная релаксация и слабая турбулентность, эффекты фазовой памяти частиц, приводящие к плазменному эху, нелинейное затухание Ландау (резко отличное от линейного), сателлитные неустойчивости волн и т. п. В отличие от нелинейной акустики и нелинейной оптики, Н. я. в п. возникают при достаточно малых амплитудах волн, что позволяет говорить о ней как о среде с резко нелинейными волновыми свойствами. Как и в др. нелинейных волновых средах, в плазме различают два типа нелинейных волновых явлений — ламинарные, с динамически меняющимися или фиксиров. фазами волн, и турбулентные, с хаотически меняющимися фазами волн. В ламинарной, или динамич., теории Н. я. в п. особое место занимают периодич. волны, для к-рых обычно характерны три типа взаимодействий: волна — волна; волна — частица; волна — частица — волна. Два последних типи́чны именно для плазмы. Взаимодействие первого типа основано на резонансе трёх волн: биение, образованное двумя волнами, попадает в резонанс с третьей волной. В этом случае необходимо одноврем. выполнение условий как временно́го резонанса: $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$, так и пространственного: $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$, где ω_i и $\mathbf{k}_i$ — соответственно частоты и волновые векторы резонансно взаимодействующих волн. Условие временно́го резонанса (помноженное на $\hbar$) совпадает с условием распада элементарного возбуждения $\mathscr{E}_1(\omega_1,\mathbf{k}_1)$ на два других: $\mathscr{E}_2(\omega_2,\mathbf{k}_2)$ и $\mathscr{E}_3(\omega_3,\mathbf{k}_3)$. Поэтому их часто наз. распадными условиями, а соответствующий процесс — распадным взаимодействием волн.

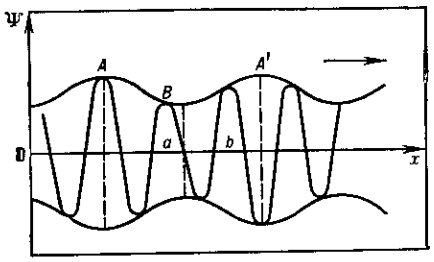
Второй тип взаимодействия (волна — частица) можно считать почти линейным. Взаимодействие является наиб. сильным, когда частицы находятся в резонансе с волнами. В плазме без магн. поля условия резонанса частицы, имеющей скорость v, с волной имеют вид: $v = \omega/\mathbf{k}$. Такое взаимодействие на примере ленгмюровских (эл.-статических) волн ведёт к захвату частиц в потенц. яму волны, следствием чего является *Ландау затухание*.

При взаимодействии волна — частица — волна биение от двух волн попадает в резонанс с частицами $\omega_1 - \omega_2 = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)v$ или $v = (\omega_1 - \omega_2)/(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$. Часто такое взаимодействие наз. нелинейным затуханием Ландау либо индуциров. рассеянием частиц на волнах.

Кроме явлений взаимодействия волн и частиц к Н. я. в п. относится также самовоздействие волн; простейшим типом последнего является процесс рождения кратных гармоник. Так, напр., генерация 2-й гармоники возникает за счёт того, что происходит «взаимодействие» волны самой с собой, когда частота биения есть 2ω, а волновой вектор $2\mathbf{k}$. Это биение может либо попасть, либо не попасть в резонанс с собств. колебанием плазмы. Условием резонанса биения с собств. колебанием является $2\omega/2\mathbf{k} = \omega(2\mathbf{k})/2\mathbf{k}$, где $\omega(2\mathbf{k})$ — частота

собств. колебания плазмы, соответствующего волновому вектору $2\mathbf{k}$. Это условие выполняется для т. н. линейных спектров, когда $\omega = \mathbf{k}v_\Phi$; в этом случае все кратные гармоники находятся в резонансе с биениями соответствующей кратности. Для волн конечной амплитуды, относительно слабо затухающих, это приводит к укручению первоначально синусоидальных волн, при этом образуются скачки параметров — ударные волны. Укручение волн останавливает лишь выход из резонанса кратных гармоник. Существует два разл. механизма выхода из резонанса. Первый связан с поглощением энергии волн за счёт вязкости, трения и т. п. Математически в этом случае у частот гармоник появляется мнимая добавка, приводящая к расстройке резонанса. Нарастание гармоник прекращается, когда подача энергии в гармонику сравнивается с её потерей за счёт диссипации. В спектре возникает насыщение, что приводит к установлению конечной ширины фронта ударной волны. Др. механизм, останавливающий рост гармоник,— это нелинейная зависимость частоты от волнового вектора. В плазме такая ситуация довольно часто случается (см. *Волны в плазме*). В этом случае кратные гармоники образуются не резонансно с собств. волнами, а вынужденным образом. Разрыв на фронте не возникает. При определ. условиях волна может двигаться без искажения своей формы. В частности, могут образовываться уединённые волны — *солитоны*.

Волны большой амплитуды в плазме приводят к появлению большой группы параметрич. неустойчивостей, к-рые вызываются резонансным взаимодействием волн и обычно возникают, если амплитуда волн накачки превышает нек-рый порог. Основная из них — распадная параметрич. неустойчивость — появляется при выполнении распадных условий, связывающих волну накачки ω_1, $\mathbf{k}_1$ с волнами малой амплитуды $\omega_{2,3}$, $\mathbf{k}_{2,3}$ (флуктуационными или падающей и рассеянной). При распадной параметрич. неустойчивости, описывающей, в частности, вынужденное комбинац. рассеяние волн, проявляются такие особенности этих процессов, как экспоненциальное (а не линейное) нарастание во времени амплитуд не только рассеянной, но и падающей волн. Это является прямым следствием параметрич. положительной обратной связи рассеянной и падающей волн, распространяющихся на фоне волны накачки. При параметрич. воздействии на плазму мощных волн не только возникают неустойчивости, но и изменяются волновые (диэлектрич.) свойства плазмы. Изменение диэлектрич. свойств (показателей преломления) приводит к ряду эффектов самовоздействия, таких, напр., как самофокусировка и самосжатие волновых пакетов. Если под воздействием эл.-магн. волны, распространяющейся в плазме, последняя становится оптически более плотной, то это можно рассматривать как создание самим лучом некой фокусирующей линзы. Если при этом центр. часть пучка волн более интенсивна, то плазма под её воздействием имеет бóльшую плотность, следовательно, скорость центр. пучка будет меньше и он будет несколько отставать от периферии, и пучок волн имеет тенденцию к схождению к центру — т. н. *самофокусировка* волн. Другим нелинейным самовоздействием волн является самосжатие волнового пакета. Оно возникает в том случае, если имеется нелинейная добавка к частоте $\omega(\mathbf{k},a) = \omega_0(\mathbf{k}) + \alpha a^2$ [где $\omega_0(\mathbf{k})$ — линейная дисперсия волн, a — амплитуда волны] и групповая скорость $v_{\text{гр}}$ зависит от волнового вектора $\mathbf{k}$. Тогда при $\alpha dv_{\text{гр}}/d\mathbf{k} < 0$ возникает т. н. м о д у л я ц и о н н а я неустойчивость. Если $\alpha > 0$, то в областях макс. амплитуд (точки A и A', рис.) фазовая скорость больше, чем в областях мин. амплитуд (точка B), что означает рост числа узлов с приближением к области мин. амплитуд и падение его при удалении от неё, так что если групповая скорость имеет отрицат. производную по $\mathbf{k}$, то колебания в области a (мин. амплитуд) отстают, а в области b (макс. амплитуд) убегают вперёд, тем самым увеличивая рост максимума амплитуд и углубляя минимум. Это и есть модуляц. неустойчивость. Модуляц. неустойчивость может приводить к т. н. коллапсу волн, когда давление пакета волн в максимуме амплитуд выталкивает частицы в области минимума амплитуд. Явление носит неодномерный характер (*см. Волновой коллапс*).



Развитие модуляционной неустойчивости.

Интересными особенностями обладают Н. я. в п., связанные с фазовой памятью частиц, напр. явление плазменного эха. Суть его состоит в следующем. Возбуждённая в к.-л. точке пространства ленгмюровская волна затухает при распространении вследствие затухания Ландау. В любой точке, где первая волна уже затухла, возбудим на другой частоте другую волну, к-рая также затухнет на определ. расстоянии. После затухания первой и второй волн через определённые пространственные интервалы можно наблюдать вспышки ВЧ-колебаний на комбинац. частотах, это и наз. плазменным эхом. Появление эха можно пояснить на простом примере. Если в точке $z = 0$ внеш. источником возбуждается электрич. поле с частотой $\omega_1 \gg \omega_0$ (напр., с помощью сетки), то это поле модулирует тепловые потоки частиц так, что ф-ция распределения электронов пропорциональна $\delta f_1 \sim \exp[\pm i\omega_1(t - z/v)]$. Такое распределение электронов создаёт электрич. поле лишь в районе $z = 0$ и нуль во всём остальном пространстве. Если в точке $z = d$ стоит аналогичная сетка, модулирующая потоки частиц с другой частотой $\omega_2 \gg \omega_0$, тогда $\delta f_2 \sim \exp\{\pm i\omega_2[t - (z - d)/v]\}$. Здесь также из-за быстрых осцилляций ф-ции распределения поле всюду, кроме $z = d$, отсутствует. Однако нелинейный отклик ф-ции распределения, который пропорционален $\delta f_1 \cdot \delta f_2$, даёт ненулевое поле в точке $z = \omega_2 d/(\omega_2 - \omega_1)$, т. к. здесь зависимость от скорости частиц в экспоненте исчезает. К Н. я. в п., связанным с частицами, промодулированными волнами, относится также т. н. сателлитная неустойчивость, возникающая на биениях частоты волн и частоты колебаний частиц, захваченных в потенц. ямы волны. На основе нелинейных взаимодействий частиц и волн разработана теория слабой турбулентности плазмы (см. *Турбулентность плазмы*), с помощью к-рой удалось описать явления установления спектра турбулентности, явления переноса, связанные с рассеянием на турбулентных колебаниях плазмы, рассчитать эффективные длины и времена рассеяний. Теория турбулентности плазмы используется для решения важных вопросов, связанных с нагревом и удержанием плазмы в лаб. и космич. условиях.

Лит.: Основы физики плазмы, т. 1—2, М., 1983—84.

В. Н. Орлевский.

НЕЛОКА́ЛЬНАЯ КВА́НТОВАЯ ТЕО́РИЯ ПО́ЛЯ — общее наименование обобщений стандартной (локальной) *квантовой теории поля*, для к-рых характерно несоблюдение условия *микропричинности* в области малых расстояний и промежутков времени с размерами порядка *фундаментальной длины* l. (В статье используется система единиц, в к-рой $c = \hbar = 1$.) В большинстве вариантов Н. к. т. п. это достигается нарушением присущего локальной теории свойства близкодействия (локальности взаимодействия), требующего совпадения пространственно-временны́х аргументов взаимодейст-

вующих полей; именно поэтому говорят о «нелокальной» теории поля. Н. к. т. п. смыкается с др. обобщениями локальной теории (содержащими высшие производные полей, индефинитную метрику и т. п.), а также с процедурой регуляризации УФ-расходимостей локальной теории (см. *Регуляризация расходимостей*), основанной на рассмотрении локального взаимодействия как предела «размазанного».

Н. к. т. п. зародилась как реакция на расходимости, имея первоначальной целью их устранение [П. Дирак (P. A. M. Dirac), 1934; Г. Ватагин (G. Vataghin), 1934]. Позднее интерес к Н. к. т. п. оживлялся в периоды обострения трудностей локальной теории («нулификация заряда», неперенормируемость слабого взаимодействия и др.), а также при появлении свидетельств сложной внутр. структуры адронов. В более общем плане к разработке Н. к. т. п. побуждала неудовлетворённость состоянием физ. фундамента локальной теории поля (в частности, невозможностью придать прямой физ. смысл условию микропричинности из-за неадекватности понятия точечного события в релятивистской квантовой физике); возникала даже убеждённость в близости новой революции в физике, означающей коренной пересмотр представлений о пространстве-времени «в малом» и появление новой фундам. физ. константы — элементарной (фундаментальной) длины l. Существовал и определ. практич. интерес к Н. к. т. п., связанный с ведущимися и планируемыми экспериментами по проверке *квантовой электродинамики* и дисперсионных соотношений (см. *Дисперсионных соотношений метод*): эта теория должна ответить на вопрос, означает ли положит. результат проверки дисперсионных соотношений подтверждение свойства микропричинности, и на др. вопросы подобного типа и дать экспериментаторам рабочие ф-лы, связывающие величину l (или её верх. границу) с данными опыта.

По степени отхода от локальной теории существующие варианты Н. к. т. п. можно разделить на два класса. К первому, «ф и з и ч е с к о м у», классу относятся нелокальные схемы, к-рые основаны на нестандартных пространственно-временны́х представлениях, лишающих смысла такие понятия, как поле в определ. точке пространства-времени (или сама такая точка), локальность взаимодействия, микропричинность. Это достигается приданием 4-вектору координаты смысла оператора, компоненты к-рого не коммутируют либо с оператором поля [теория Маркова — Юкавы; М. А. Марков, 1940; Х. Юкава (H. Yukawa), 1956], либо друг с другом (теория квантованного пространства-времени; см. *Квантование пространства-времени*), что приводит к *неопределённостей соотношениям* между полем и координатами точки пространства-времени и соответственно между самими этими координатами. К рассматриваемому классу относятся и др. схемы, напр. теория стохастич. пространства-времени, в которой координата имеет свойства случайной величины (а само пространство-время подобно турбулентной среде).

Второй, «ф е н о м е н о л о г и ч е с к и й», класс составляют нелокальные схемы, базирующиеся на обычных представлениях о пространстве-времени. В них нарушение локальности взаимодействия и условия микропричинности осуществляются введением в аппарат теории нек-рых заданных ф-ций координат или импульсов — ф о р м ф а к т о р о в, к-рые и ведут к «размазыванию» взаимодействия. В динамич. моделях Н. к. т. п. формфактор F вводят в лагранжиан или гамильтониан взаимодействия, «раздвигая» аргументы операторов поля, отнесённых в локальной теории к единой точке пространства-времени. Так, в скалярной теории с трёхчастичным взаимодействием, к-рому отвечает ф-ция действия $g\int d^4x\varphi^3(x)$, переход к Н. к. т. п. осуществляется заменой этой ф-ции выражением

$$g\int d^4x d^4x' d^4x'' F(x,x',x'')\varphi(x)\varphi(x')\varphi(x'') \qquad (1)$$

(здесь φ — скалярное поле, x,x',x'' — точки пространства-времени, g — константа связи). В аксиоматич. моделях Н. к. т. п., имеющих дело только с *матрицей рассеяния*, формфакторы вводятся в её разложение по *нормальным произведениям*, причём каждому члену такого разложения может отвечать свой формфактор. Нелокальные схемы 2-го класса не претендуют на описание тех изменений пространственно-временны́х представлений, к-рые, возможно, произойдут в будущем. Достоинство этих схем помимо простоты состоит в их общности, тем более что мн. специфич. трудности Н. к. т. п. как таковой проявляются уже на феноменологич. уровне, где их и нужно научиться преодолевать.

Любой вариант Н. к. т. п. должен удовлетворять ряду общих требований: релятивистской ковариантности (несмотря на существование сверхсветовых сигналов внутри области нелокальности), *калибровочной инвариантности* (для нелокальных теорий *калибровочных полей*), унитарности матрицы рассеяния на пространстве физ. состояний. Специфичны для Н. к. т. п. требования отсутствия расходимостей и м а к р о с к о п и ч е с к о й п р и ч и н н о с т и. Последнее имеет смысл «ослабленной» микропричинности, допускающей существование быстро затухающих акаузальных (причинно не обусловленных) воздействий при условии, что они не наблюдаемы из-за неточечности событий (актов взаимодействия между полями), т. е. неразличимы на фоне флуктуаций, порождённых соотношениями неопределённостей «координата — импульс» и «время — энергия».

Удовлетворить перечисленным требованиям при построении Н. к. т. п. оказалось непросто, с каждым из них были связаны серьёзные трудности, возникающие при выходе за рамки локальной теории поля. Эти трудности казались столь непреодолимыми, что порождали мнение о принципиальной невозможности создания последовательной Н. к. т. п. Однако спец. анализ трудностей Н. к. т. п. показал, что они не присущи теории органически, а возникают в результате чересчур прямолинейного обобщения аппарата локальной теории. Оказалось, что эквивалентные формулировки локальной теории не равноценны с точки зрения их нелокального обобщения и преодоление трудностей Н. к. т. п. соответствовало правильному выбору исходной формулировки.

Пока нет полной уверенности лишь в выполнении требования макроскопич. причинности. Степень затухания акаузального воздействия тесно связана с аналитич. свойствами фурье-компоненты формфактора $F(p)$ (где p — 4-импульс) в комплексной плоскости p^2. До кон. 1960-х гг. обсуждались лишь формфакторы, убывающие на большом круге и имеющие особенности при конечном (но большом) $|p^2|$, $|p^2| \sim 1/l^2$; это отвечает *обобщённым функциям*, принадлежащим к классу умеренного (полиномиального) роста. Соответствующее акаузальное воздействие затухает медленнее экспоненты $\exp[-\mathrm{const}|(x-x')^2|^{1/2}]$ в области $(x-x')^2 < 0$ [в частности, на рассматриваемом классе ф-ций Н. к. т. п. совпадает с локальной теорией, если потребовать равенства нулю акаузального воздействия в области $(x-x')^2 < -l^2$]. Последующее развитие Н. к. т. п. привело к расширению класса обобщённых ф-ций, что отвечало введению в рассмотрение формфакторов в виде целых ф-ций p^2, имеющих особенности лишь на бесконечности (но убывающих в области $p^2 < 0$). Одно из преимуществ таких схем состоит в более быстром затухании акаузальных воздействий. Однако до сих пор не сформулирован количественный критерий макроскопич. причинности, к-рый, будучи выражен на языке физически наблюдаемых величин (волновых пакетов), фиксировал бы допустимую форму акаузального воздействия. Это затрудняет окончат. оценку предлагавшихся вариантов Н. к. т. п.

Прогресс теории фундам. взаимодействий, начавшийся на рубеже 60—70-х гг. (создание перенормируемой

теории *электрослабого взаимодействия* и *квантовой хромодинамики* как теории сильного взаимодействия, открытие *асимптотической свободы* как противоположности «нулификации заряда», появление первых моделей теория поля без УФ-расходимостей и др.), обесценил многие из мотивов, побуждавших ранее к созданию Н. к. т. п. Существует точка зрения, что в относительно недалёком будущем возникнет единая теория всех взаимодействий природы, имеющая локальную основу [хотя и включающая в качестве осн. элемента протяжённый объект — струну (см. *Струна релятивистская*)].

Вместе с тем считать, что с Н. к. т. п. связан лишь чисто историч. интерес, преждевременно. Остаются злободневными аспекты этой теории, относящиеся к планированию и обработке результатов опытов по проверке квантовой электродинамики и дисперсионных соотношений. Ждут решения общие проблемы релятивистской теории измерения, связанные с понятиями точечного события, микропричинности и т. п. Определ. интерес к Н. к. т. п. обусловлен также трудностями квантования гравитации. Аппарат Н. к. т. п. может сделать более ясными нек-рые особенности локальной перенормированной теории поля (в частности, смысл *Хаага теоремы*). Наконец, особая область применения Н. к. т. п.— феноменологич. описание сильного взаимодействия на больших расстояниях [в частности, конфайнмента (см. *Удержание цвета*)]: если частица (*кварк*) существует лишь в виртуальном состоянии, то нарушена *перекрёстная симметрия* и, как следствие,— микропричинность. На языке феноменологич. Н. к. т. п. оказывается возможным описать единым образом большой круг фактов, относящихся к низкоэнергетич. физике сильного взаимодействия (входящая в теорию величина l играет здесь роль не элементарной длины, а феноменологич. параметра — радиуса конфайнмента).

Получить окончат. ответ на наиб. глубокие вопросы теории строения вещества (правильны ли существующие представления о пространстве-времени, локальны или не локальны фундам. взаимодействия природы и т. п.) ещё предстоит, и этот ответ придёт со стороны будущего прямого эксперимента и астрофиз. или космологич. наблюдений.

Лит.: Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; его же, Нейтрино, М., 1964; Киржниц Д. А., Нелокальная квантовая теория поля, «УФН», 1966, т. 90, с. 129; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, 2 изд., М., 1982; Ефимов Г. В., Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий, М., 1985.

Д. А. Киржниц.

НЕНЬЮТОНОВСКАЯ ЖИДКОСТЬ — вязкая жидкость, коэф. вязкости к-рой зависит от приложенного напряжения. В отличие от ньютоновской жидкости (рис., *а*), при простом чистом сдвиге диаграмма зависимости скорости сдвига $\dot\gamma$ приложенного касат. напряжения τ для Н. ж. нелинейна. В отличие от вязкопластич. тела, течение Н. ж. происходит при любых, в т. ч. и при достаточно малых, напряжениях. Эфф. вязкость $\eta^* = \tau/\dot\gamma$ Н. ж. в отличие от эфф. вязкости ньютоновской жидкости не постоянна, а в каких-то интервалах τ и $\dot\gamma$ зависит от приложенного напряжения. Эффект изменения (обычно снижения) эфф. вязкости η^* с ростом скорости сдвига $\dot\gamma$ наз. аномалией вязкости. В общем случае изотропной тензорно-линейной жидкости зависимость между девиаторами напряжений τ и скоростей деформации D записывается ввиде $\tau(D) = \varphi_1 D + \varphi_2 D^2$, где φ_1 и φ_2 — скалярные ф-ции трёх гл. инвариантов тензора скоростей деформации. Для ньютоновской жидкости $\varphi_1 = 2\eta$ (η — коэф. вязкости), $\varphi_2 = 0$. В отличие от общих вязкоупругих жидкостей (наследств. сред или сред с памятью) поведение Н. ж. в текущий момент времени не зависит от предшествующей истории напряжённо-деформированного состояния. В этом проявляется отличие свойств Н. ж. от тиксотропных и реопексных жидкостей, у к-рых соответственно эфф. вязкость понижается или повышается в процессе механич. воздействия на систему. Свойствами Н. ж. обладают структурированные дисперсные системы (суспензии, эмульсии), растворы и расплавы нек-рых полимеров, течения грязи, шламов и др.



Кривые текучести $\dot\gamma$ — τ и зависимости эффективной вязкости η^* от напряжения сдвига τ: *а* — диаграммы для ньютоновской жидкости; *б*, *г* — диаграммы для неньютоновских жидкостей, у к-рых η^* снижается с ростом $\dot\gamma$ и τ; *в* — диаграмма для неньютоновской жидкости, у к-рой η^* повышается с ростом $\dot\gamma$ и τ; *д* — диаграмма для вязкопластического тела с пределом текучести θ.

Лит.: Уилкинсон У. Л., Неньютоновские жидкости, пер. с англ., М., 1964; Рейнер М., Реология, пер. с англ., М., 1965; Шульман З. П., Беседы о реофизике, Минск, 1976; Астарита Дж., Марруччи Дж., Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей, пер. с англ., М., 1978; Бибик Е. Е., Реология дисперсных систем, Л., 1981.

Н. И. Малинин.

НЕОБРАТИМЫЙ ПРОЦЕ́СС — физ. процесс, к-рый может самопроизвольно протекать только в одном определённом направлении. К Н. п. относятся: *диффузия*, *теплопроводность*, вязкое течение, электропроводность и др. процессы, при к-рых происходит направленный пространственный перенос вещества, энергии, импульса или заряда. Релаксац. процессы и хим. реакции также являются Н. п. Все Н. п. неравновесные. Они изучаются с макроскопич. точки зрения в *термодинамике неравновесных процессов*. Классич. термодинамика устанавливает для них лишь неравенства, к-рые указывают их возможное направление. С микроскопич. точки зрения Н. п. изучаются в *кинетике физической* методами неравновесной статистич. механики. Систему, в к-рой произошли Н. п., нельзя вернуть в исходное состояние без того, чтобы в окружающей среде не осталось к.-л. изменений. В замкнутых системах Н. п. всегда сопровождаются возрастанием *энтропии*, что является критерием Н. п. Согласно *второму началу термодинамики*, изменение энтропии δS связано с переданным системе кол-вом теплоты δQ при Н. п. неравенством $\delta Q < T\delta S$, где T — абс. темп-ра. Возрастание энтропии системы в результате Н. п. в единицу времени в единице объёма описывается локальным производством энтропии σ. Для Н. п. всегда $\sigma > 0$. В *открытых системах*, к-рые могут обмениваться энергией или веществом с окружающей средой, при Н. п. энтропия системы, складывающаяся из полного производства её в системе и изменения из-за вытекания (или втекания) через поверхность системы, может оставаться постоянной или даже убывать. Однако во всех случаях производство энтропии в системе остаётся положительным.

Статистич. теория Н. п. строится на основе представления о молекулярном строении вещества. Возникновение статистич. теории Н. п. связано с работами Р. Клаузиуса (R. Clausius, 1857), Л. Больцмана (L. Boltzmann, 1866), Дж. Максвелла (J. Maxwell, 1867) по кинетич. теории газов.

В общей теории Н. п. исходят из *Лиувилля уравнения* для ф-ции распределения f по координатам и импульсам всех частиц системы или для статистич. оператора ρ. Эти ур-ния обратимы во времени, поэтому возникает вопрос, каким образом из обратимых ур-ний можно получить необратимые ур-ния диффузии, теплопроводности или гидродинамики вязкой жидкости. Это кажущееся противоречие можно объяснить тем, что необратимые ур-ния не являются следствием одних лишь ур-ний механики (классич. или квантовой), а требуют дополнит. предположений вероятностного ха-

рактера, к-рые можно сформулировать в виде граничных условий для f или ρ. При этом из двух возможных решений ур-ния Лиувилля (запаздывающего и опережающего) отбирается лишь запаздывающее решение, к-рое соответствует возрастанию энтропии. Из ур-ния Лиувилля с граничным условием можно найти неравновесный статистич. оператор. Ур-ния теплопроводности и гидродинамики вязкой жидкости получаются при усреднении ур-ний движения для плотности энергии и плотности импульса с неравновесным статистич. оператором. В этих ур-ниях коэф. теплопроводности оказывается выраженным через временны́е корреляц. ф-ции потоков тепла, а вязкость — через временны́е корреляц. ф-ции потоков импульса с помощью *Грина — Кубо формул*.

Лит. см. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов* и *Кинетика физическая*. *Д. Н. Зубарев.*

НЕОБЫКНОВЕ́ННЫЙ ЛУЧ — см. *Кристаллооптика*.

НЕОДИ́М (Neodimium), Nd,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 60, ат. масса 144,24, относится к *лантаноидам*. В природе представлен 7 изотопами с массовыми числами 142—146, 148, 150, среди к-рых преобладают ^{142}Nd (27,13%) и ^{144}Nd (23,80%). Изотопы ^{144}Nd и ^{145}Nd слаборадиоактивны, значения $T_{1/2}$ для них равны соответственно $2{,}1\cdot10^{15}$ и св. $6\cdot10^{16}$ лет. Электронная конфигурация внешних оболочек $4s^2p^6d^{10}f^45s^2p^66s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 5,49; 10,72; 22,1; 40,4 эВ. Металлич. радиус 0,182 нм, радиус иона Nd^{3+} 0,099 нм. Значение электроотрицательности 1,07.

Н.— серебристо-белый металл. При темп-рах от комнатной до 885 °С устойчив α-Nd, к-рый имеет двойную гексагональную плотную упаковку с параметрами кристаллич. структуры $a = 0{,}36579$ и $c = 1{,}17992$ нм. При 885 °С α-Nd переходит в β-Nd с объёмноцентриров. кубич. структурой с параметром $a = 0{,}413$ нм. Плотность α-Nd 7,007 кг/дм³, $t_{пл} = 1024$ °С, $t_{кип} = 3030$—3080 °С, теплота плавления 7,15 кДж/моль, теплота испарения 271,7 кДж/моль. Коэф. теплопроводности (при темп-рах 26—30 °С) 13 Вт/(м·К), температурный коэф. линейного расширения $6{,}7\cdot10^{-6}$ град$^{-1}$. Уд. сопротивление α-Nd $64{,}3\times10^{-2}$ мкОм·м, температурный коэф. электрич. сопротивления $1{,}64\cdot10^{-3}$ град$^{-1}$. Н. парамагнитен, магн. восприимчивость $39{,}2\cdot10^{-9}$. Модуль норм. упругости 38 ГПа, модуль сдвига 14,5 ГПа, предел прочности 136 МПа, твёрдость по Бринеллю 314 МПа (для Nd чистотой 99%). В соединениях проявляет степень окисления +3, по хим. свойствам сходен с др. лантаноидами. Металлич. Н. применяют в металлургии как компонент мишметалла (сплава редкоземельных элементов). Оксид Nd_2O_3 вводят в оптич. стёкла. Н. служит активатором в лазерных материалах. В качестве радиоакт. индикатора обычно используют β-радиоактивный ^{147}Nd ($T_{1/2} = 10{,}98$ сут). *С. С. Бердоносов.*

НЕОДИ́МОВЫЙ ЛА́ЗЕР — *лазер*, генерирующий оптич. излучение за счёт квантовых переходов между энергетич. состояниями трёхвалентных ионов Nd^{3+}, помещённых в конденсиров. среду (матрицу), напр. диэлектрич. кристаллы и стёкла, полупроводники, металлоорганич. или неорганич. жидкости. Концентрация Nd^{3+}, вводимых в матрицу, ограничена эффектом концентрац. тушения люминесценции и обычно ~ 1—3×10^{20} см$^{-3}$. В нек-рых кристаллах и стёклах этот эффект ослаблен и концентрация $\sim10^{21}$ см$^{-3}$. Наиб. перспективны фосфатные и силикатные стёкла (см. *Лазерные стёкла*), кристаллы иттрий-алюминиевого граната (ИАГ) и гадолиний-скандий-галлиевого граната (ГСГГ). Ионы Nd^{3+} — наиб. распространённые рабочие частицы твердотельных лазеров. Они легко активируют мн. матрицы. *Накачка* переводит ионы Nd^{3+} из осн. состояния $^4I_{9/2}$ в неск. относительно узких полос, играющих роль верх. уровня. Эти полосы образованы рядом перекрывающихся возбуждённых состояний, их положения и ширины несколько меняются от матрицы к матрице. Из полос накачки осуществляется быстрая передача энергии возбуждения на метастабильный уровень $^4F_{3/2}$ (рис. 1). Время жизни этого уровня составляет 0,2 мс в ИАГ и 0,7 мс в стекле. Наиб. вероятностью обладает лазерный переход $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ($\lambda = 1{,}06$ мкм). Энергетическая щель между состояниями $^4I_{11/2}$ и $^4I_{9/2}$, равная 2000 см$^{-1}$, обеспечивает четырёхуровневый характер генерации Н. л. Чем ближе к уровню $^4F_{3/2}$ расположены полосы поглощения, тем выше кпд генерации.

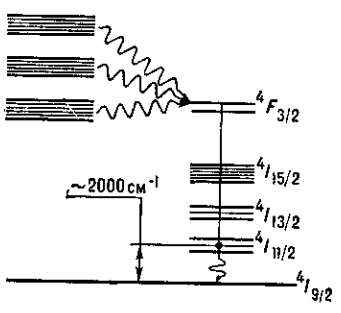


Рис. 1. Уровни энергии иона неодима.

В стёклах из-за неоднородности локальных электростатич. полей линия люминесценции 1,06 мкм сильно уширена (до $\Delta\lambda \approx 30$ нм; неоднородное уширение). В кристаллах ИАГ однородное уширение составляет примерно 0,7 нм. Сильное неоднородное уширение приводит к тому, что неодимовое стекло имеет меньшее усиление, а соответствующие лазеры —более богатую модовую структуру, чем гранат, активированный неодимом. Вместе с тем стекло допускает большее (до 6%) введение активных центров. В литий-лантан-фосфатных стёклах допустимо почти полное замещение лития неодимом, приводящее к концентрации ионов Nd^{3+}, превышающей $(2$—$3)\cdot10^{21}$ см$^{-3}$. Кристаллы ИАГ активируются до концентрации 1,5% в стехиометрич. замещении иона Y^{3+} на Nd^{3+}.

Обычно области применения Н. л. на гранате и стекле существенно различны. В силу большей теплопроводности и однородности гранатовые лазеры легко работают в непрерывном и импульсно-периодич. режимах. Достигнуты ср. мощности $\sim10^2$ Вт. Неодимовое стекло в силу больших объёмов и более высокой концентрации активатора хорошо накапливает энергию. Поэтому именно стекло служит активной средой импульсных лазеров высокой энергии. Достигнуты значения импульсной энергии в десятки кДж.

В случаях, когда существенно высокое качество излучения, используется схема задающий генератор — усилитель мощности. В этой схеме задающим генератором является часто гранатовый лазер, а усилителем мощности (или конечным каскадом усиления мощности) — лазер на неодимовом стекле.

Н. л. работают в широком диапазоне режимов генерации, от непрерывного до существенно импульсного с длительностью, достигающей 0,5 пс. Последняя достигается методом синхронизации мод в широкой линии усиления, характерной для лазерных стёкол.

При создании Н. л. реализованы все характерные методы управления параметрами лазерного излучения, разработанные квантовой электроникой. В дополнение к т. н. свободной генерации, продолжающейся в течение практически всего времени существования импульса накачки, широкое распространение получили режимы включаемой (модулированной) добротности и синхронизации (самосинхронизации) мод.

В режиме свободной генерации длительность импульсов излучения составляет 0,1—10 мс, энергия излучения в схемах усиления мощности достигает многих кДж. Характерная длительность импульсов включаемой добротности составляет ок. 10 нс при использовании для модуляции добротности эл.-оптич. устройств. На рис. 2 приведена схема Н. л. с модулиров. добротностью. Характерная энергия лазерного генератора такого типа составляет ~1—2 Дж.

Дальнейшее укорочение импульсов генерации достигается применением просветляющихся фильтров как

для модуляции добротности (0,1—10 нс), так и для синхронизации мод (1—10 пс). Схема лазера с самосинхронизацией мод для генерации импульсов пикосекундной длительности с помощью насыщающегося фильтра приведена на рис. 3. Для того чтобы резонатор лазера обладал только одним чётко выраженным периодом межмодовых биений, грани оптич. элементов этой схемы слегка отклонены от нормали к оптич. оси резонатора, а входной и выходной торцы активного элемента расположены под углом Брюстера к этой оси. Длины волн излучения Н. л. $\lambda = 1{,}8$; 1,3; 1,06; 0,9 мкм. Области применения Н. л.: технология, медицина, метеорология, дальнометрия, лазерный термоядерный синтез, физ. исследования.

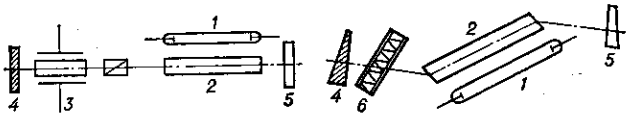


Рис. 2. Схема лазера с модулированной добротностью: *1* — лампа накачки; *2* — активный стержень; *3* — модулятор (призма Глана и ячейка Поккельса); *4* — глухое зеркало; *5* — частично прозрачное выходное зеркало.

Рис. 3. Схема лазера с самосинхронизацией мод (обозначения те же, что и на рис. 2). Насыщающийся фильтр *6* расположен около глухого зеркала *4*.

Лит. см. при ст. *Твердотельный лазер.* *Н. В. Карлов*

НЕО́Н (Neon), Ne,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 10, ат. масса 20,179, относится к *инертным газам*. Природный Н. состоит из трёх стабильных изотопов: ^{20}Ne (90,51%), ^{21}Ne (0,27%) и ^{22}Ne (9,22%). Атомный радиус 0,160 нм. Электронная конфигурация внещ. оболочки $2s^2p^6$. Энергии последоват. ионизации равны 21,564; 41,08; 63; 97; 126,3 эВ.

Н.— газ без цвета и запаха, состоит из одноатомных молекул. При нормальных условиях плотность 899,94 г/м³, $t_{пл} = -248{,}52$ °С, $t_{кип} = -245{,}93$ °С. Плотность жидкого Н. (при $t_{кип}$) 1,207 кг/дм³, твёрдого Н.— 1,4394—1,5073 кг/дм³. Критич. параметры: темп-ра 44,6 К, давление 2,654 МПа, плотность 484 г/дм³. Тройная точка: $t = 27{,}8$ К, $p = 31{,}86$ МПа. Твёрдый Н. имеет кубич. гранецентриров. кристаллич. структуру с параметром $a = 0{,}44620$ нм (10 К). Темп-ра Дебая 74,6 К. Теплота плавления 335,4 Дж/моль, теплота испарения (при $t_{кип}$) 1,733 кДж/моль, теплота сублимации 1,875 кДж/моль (0 К). Теплопроводность $46{,}8 \times 10^{-3}$ Вт/(м·К) (0 °С), теплоёмкость 20,8 Дж/(моль·К), вязкость 31,38 мкПа·с (при нормальном давлении и 20 °С). При 25 °С в 1 л воды растворяется 11,6 см³ Ne.

В хим. реакции Н. не вступает. Его применяют в газоразрядных трубах, газосветильных индикаторах и сигнальных лампах (красное свечение). Жидкий Н. применяют как хладагент в криогенной технике. Нуклид ^{22}Ne использовали при осуществлении ядерных реакций с целью получения сверхтяжёлых элементов (№ 102, 104 и др.). *С. С. Бердоносов.*

НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЕЙ СООТНОШЕ́НИЯ — фундаментальные соотношения квантовой механики, устанавливающие предел точности одноврем. определения канонически-сопряжённых динамических переменных, характеризующих квантовую систему: координата — импульс, действие — угол и т. д. Математически Н. с. имеет вид неравенства, напр.

$$\Delta x \Delta p_x \geqslant \frac{\hbar}{2}, \qquad (1)$$

где Δx и Δp_x — неопределённости значений координаты x и сопряжённой ей компоненты p_x импульса $\boldsymbol{p}$ (аналогичные соотношения справедливы и для пар др. компонент координаты и импульса: y, p_y; z, p_z).

Н. с. были установлены В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) в 1927 при анализе мысленного эксперимента по измерению координаты квантового объекта с помощью «гамма-микроскопа» [1]. В 1929 Х. П. Робертсон (H. P. Robertson) показал, что Н. с.

$$\Delta x^2 \cdot \Delta p_x^2 \geqslant \left| \frac{\hat{x}\hat{p}_x - \hat{p}_x\hat{x}}{2} \right|^2 = \frac{\hbar^2}{4} \qquad (2)$$

являются следствием коммутац. соотношений (см. *Перестановочные соотношения*) $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$ между операторами $\hat{x}$ и $\hat{p}_x$ соответствующих физ. величин, причём Δx и Δp_x в (1) определяются как среднеквадратичные отклонения:

$$\Delta x^2 = \overline{(\hat{x} - \bar{x})^2}, \quad \Delta p_x^2 = \overline{(\hat{p}_x - \bar{p}_x)^2}, \qquad (3)$$

где чертой обозначены средние от операторов, определяемые ф-лой

$$\bar{A} = \int \psi^* \hat{A} \psi dV \qquad (4)$$

(ψ — *волновая функция* состояния, интегрирование производится по всему объёму, где $\psi \neq 0$; звёздочкой помечено комплексное сопряжение). Он же доказал, что равенство в Н. с. достигается только для квантовых состояний, к-рые описываются т. н. гауссовыми *волновыми пакетами* (см. *Когерентное состояние*). Э. Шрёдингер (E. Schrödinger) предложил более общую ф-лу в случае т. н. коррелиров. состояний [2], для к-рых

$$\Delta x^2 \Delta p_x^2 \geqslant \left| \frac{\hat{x}\hat{p}_x - \hat{p}_x\hat{x}}{2} \right|^2 + \left| \overline{\frac{\hat{x}\hat{p}_x + \hat{p}_x\hat{x}}{2}} - \bar{x}\bar{p}_x \right|^2. \qquad (5)$$

Если ввести коэф. корреляции r^2, равный отношению второго члена правой части к произведению $\Delta x^2 \cdot \Delta p^2{}_x$, то Н. с. (5) примет вид

$$\Delta x^2 \cdot \Delta p_x^2 \geqslant \frac{\hbar^2}{4(1 - r^2)}, \qquad (6)$$

т. е. для сильно коррелированных состояний ($r \sim 1$) «эфф. постоянная Планка» $\hbar/\sqrt{1 - r^2}$ может существенно превышать величину $\hbar$.

Соотношения типа (1) имеют место для любых физ. величин (f, g), к-рым соответствуют некоммутирующие эрмитовы операторы. Если коммутатор $[\hat{f}, \hat{g}] = i\hat{c}$ (где $\hat{c}$ — эрмитов оператор), то Н. с. приобретают вид

$$\Delta f^2 \cdot \Delta g^2 \geqslant \frac{\hbar^2}{4} \left| \bar{\hat{c}} \right|^2 \qquad (7)$$

[к-рый для коррелиров. состояний модифицируется аналогично (6)]. В частности, для проекций угл. момента $[\hat{L}_x, \hat{L}_y] = i\hbar L_z$, и поэтому $\Delta L_x^2 \cdot \Delta L_y^2 = (\hbar^2/4)(\hat{L}_z)^2$.

Среди физ. толкований Н. с. можно выделить по крайней мере три уровня, к-рым в англоязычной литературе соответствуют три разл. термина: uncertainty, indeterminateness, indeterminancy. Наиб. часто, особенно в упрощённых изложениях принципов квантовой механики, Н. с. (uncertainty relations) трактуют как ограничение на экспериментально достижимую точность измерения характеристик квантовых объектов, обусловленное неадекватностью классич. приборов целям квантовых измерений.

Др. толкование (indeterminateness) исходит из предпосылки, что Н. с. есть следствие свойства квантовых объектов, внутренне присущих им, независимо от несовершенства конкретных реализаций эксперим. установок, предназначенных для измерения этих свойств. Таким внутр. свойством является *корпускулярно-волновой дуализм* квантовых объектов, т. е. неразделимое сочетание волновых и корпускулярных свойств, равно необходимых для их полного описания. С этой точки зрения, аналоги Н. с. были хорошо известны, напр. в акустике и оптике, задолго до создания квантовой механики. Так, для цуга излучения протяжённостью Δx, представляющего собой волновой пакет с волновыми

числами, лежащими в интервале Δk, справедливы соотношения

$$\Delta x \cdot \Delta k \sim 1, \qquad (8)$$

к-рые с учётом квантового соотношения де Бройля $p = \hbar k$ эквивалентны Н. с. (1).

Второе толкование Н. с. значительно шире и плодотворнее первого, поскольку оно представляет собой не частное утверждение о границах уточнения характеристик квантовых объектов, а гораздо более общий принцип неопределённости. Этот принцип по существу является предпосылкой статистич. интерпретации квантовой механики и важнейшим примером *дополнительности принципа* Бора (для этого расширит. толкования Н. с. часто используют термин indeterminancy). С точки зрения этого более общего принципа, Н. с. трактуются как способ сохранить классич. понятия для описания квантовых систем путём взаимного ограничения области их совместной применимости.

Н. с. для энергии $\mathscr{E}$ и времени t по форме совпадает с (1):

$$\Delta\mathscr{E}\Delta t \gtrsim \hbar, \qquad (9)$$

однако их толкование отличается от интерпретации соотношения (1). Обычно Н. с. (9) трактуются как невозможность точного определения энергии квантовой системы ($\Delta\mathscr{E} = 0$) за ограниченный интервал времени Δt. В качестве иллюстрации Н. с. для пары $\mathscr{E}$ и t Н. Бор (N. Bohr) обращал внимание на невозможность определить понятие монохроматич. волны в данный момент времени.

Другая трактовка Н. с. (9) тесно связана с понятием квазистационарного состояния. В этом случае $\Delta\mathscr{E}$ — неопределённость значения, к-рое приобретает энергия $\mathscr{E}$, рассматривающаяся как динамическая характеристика квантовой системы, изменяющаяся во времени, а Δt — интервал времени, характеризующий эволюцию $\mathscr{E}$ в интервале значений $\Delta\mathscr{E}$. Для возбуждённых квантовых систем (напр., атома или молекулы) неопределённость энергии состояния $\Delta\mathscr{E}$ (естеств. ширина уровня) непосредственно связана с его временем жизни с помощью Н. с. (9). (Это утверждение строго следует из теоремы Фока и Крылова [3].)

Благодаря существованию Н. с. (9) возможны виртуальные переходы, происходящие с нарушением 2-го постулата Бора, т. е. с энергиями $\mathscr{E} \neq \mathscr{E}_{ij} = \mathscr{E}_i - \mathscr{E}_j$, где $\mathscr{E}_i$ и $\mathscr{E}_j$ — энергии начального (i) и конечного (j) состояний квантовой системы. При этом время жизни квантовой системы Δt определяется из соотношения (9), в к-ром $\Delta\mathscr{E} = |\mathscr{E} - \mathscr{E}_{ij}|$. Виртуальные переходы могут происходить как с недостатком ($\Delta\mathscr{E} < 0$), так и с избытком ($\Delta\mathscr{E} > 0$) энергии $\mathscr{E}$ по сравнению с энергией идеального перехода $\mathscr{E}_{ij}$, причём это имеет место как при испускании, так и при поглощении энергии квантовой системой. В частности, эта энергия может поглощаться и испускаться в виде фотонов. В этом случае виртуальное поглощение или испускание фотонов лежит в основе *многофотонных процессов* (напр., *многофотонной ионизации*) в квантовых системах.

Н. с. являются не только важной составной частью понятийного базиса квантовой механики, но они дают также способ для простых оценок количественных характеристик квантовых систем. Напр., исходя из известных размеров атома водорода, $a = \hbar^2/me^2$, и соотношения (1), можно оценить характерную скорость атомного электрона в осн. состоянии: $v \geqslant \Delta p/m \sim \hbar/ma \sim e^2/\hbar$, т. е. $v/c \approx e^2/\hbar c \approx \alpha \approx 1/137$ (m и e — масса и заряд электрона).

Для ограниченных в объёме квантовых систем из Н. с. следует также существование энергии нулевых колебаний систем (см. *Нулевая энергия*, *Нулевые колебания*).

Лит.: 1) Джеммер М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985; 2) Додонов В. В., Манько В. И., Инварианты и эволюция нестационарных квантовых систем, «Труды ФИАН», 1987, т. 183; 3) Крылов Н. С., Фок В. А., О двух основных толкованиях соотношения неопределенности для энергии и времени, «ЖЭТФ», 1947, т. 17, с. 93; 4) Мандельштам Л. И., Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике, М., 1972. *Л. И. Пономарёв.*

НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ — совокупность приёмов и методов матем. статистики, основанных на непараметрич. представлении ф-ции распределения. Н. м. особенно эффективны в задачах анализа эксперим. данных на стадии разведочного анализа (см. *Анализ данных*), они имеют преимущество перед параметрич. методами, т. к. используют лишь непрерывность ф-ции распределения. В эксперим. физике Н. м. применяют для оценивания плотности вероятности и проверки *статистических гипотез*.

Оценивание плотности вероятности. Пусть имеется ряд наблюдений $\{x_i\}$, $i = 1, \ldots, N$, т. е. последовательность независимых, одинаково распределённых случайных величин с неизвестной ф-цией плотности вероятности $p(x)$, и требуется построить непараметрич. оценку $\hat{p}_N(x) = f_N(x_1,\ldots,x_N)$ для $p(x)$. Обычно применяемый метод непараметрич. оценивания — построение *гистограмм*. Числовую ось, на к-рой определены x_i, делят на ряд областей r_j, $j = 1, \ldots, K$, а $\hat{p}_N(x)$ задают константой $\hat{p}_j$ в каждой области r_j, причём

$$\hat{p}_j = k(N) \sum_{i=1}^{N} g_j(x_i),$$

где $k(N)$ — коэф. нормировки, $g_j(x)$ — индикаторная ф-ция каждой области r_j:

$$g_j(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x \in r_j, \\ 0, & \text{если } x \notin r_j. \end{cases}$$

Тогда оценка плотности вероятности определяется выражением

$$\hat{p}_N(x) = N^{-1} \sum_{j=1}^{K} \sum_{i=1}^{N} g_j(x_i) g_j(x).$$

Если на отрезке числовой оси, на к-ром определён ряд наблюдений $\{x_i\}$, $i = 1, \ldots, N$, задать набор ортогональных ф-ций $\{\psi_j(x)\}$, $j = 1, \ldots, M$,

$$\int dx \psi_j(x)\psi_l(x) = \delta_{jl},$$

δ_{jl} — символ Кронекера, то с помощью этого набора также можно определить непараметрич. оценку ф-ции плотности вероятности $p(x)$:

$$\hat{p}_N(x) = \sum_{j=1}^{M} C_j^N \psi_j(x),$$

где

$$C_i^N = N^{-1} \sum_{j=1}^{N} \psi_i(x_j).$$

Хотя эти методы довольно популярны и просты, результаты являются несостоятельными оценками, т. е. при $N \to \infty$ они не стремятся к $p(x)$.

Из состоятельных Н. м. оценивания ф-ции плотности вероятности следует отметить метод ближайших соседей. Пусть имеются случайные числа $x_1 \leqslant x_2 \leqslant \ldots \leqslant x_N$ и надо оценить их плотность вероятности в точке x. Задают целое число $R (1 < R < N)$ и находят такой отрезок с центром в точке x, чтобы он содержал R чисел x_i. Тогда оценкой плотности вероятности в точке x будет $\hat{p}(x) = R/Nh$, где h — длина найденного отрезка. В отличие от метода гистограмм, плотность вероятности здесь оценивают не по разному кол-ву случайных чисел, попавших в неперекрывающиеся отрезки фиксиров. длины, а по фиксиров. кол-ву случайных чисел, попавших в перекрывающиеся отрезки разной длины. Ошибка оценки в этом методе

равна $\delta \sim \hat{p}(x)/R$, т. е. относит. ошибка $\delta/p(x)$ постоянна и не зависит от x (если только x не слишком близко к x_1 или x_N), в отличие от оценки по гистограмме.

Проверка гипотез. При параметрич. проверке гипотез предполагают, что плотность распределения $p(x)$ является членом параметризов. семейства $p(x|a)$. Задача состоит в том, чтобы принять или отвергнуть гипотезу, что a имеет заранее известное значение, или выбрать значение из нескольких возможных значений.

При непараметрич. проверке гипотез ф-ции распределения этих гипотез не принадлежат параметрич. семейству. Для них предполагают выполненными лишь качественные свойства типа непрерывности и т. п., поэтому усложняется выбор критериев проверки гипотез.

Обычно непараметрич. проверку гипотез используют в след. задачах: 1) имеется набор независимых случайных величин $\{x_n\}$, $n = 1, \ldots, N$ с неизвестной ф-цией распределения $F(x)$, нужно проверить гипотезу $H_0 : F(x) = F_0(x)$, где $F_0(x)$ — нек-рая заданная ф-ция распределения (задача сравнения результатов эксперимента с теоретич. моделью); 2) имеются два набора независимых случайных величин $\{x_n\}$, $n = 1, \ldots, N$ и $\{y_m\}$, $m = 1, \ldots, M$ с ф-циями распределения $F(x)$ и $G(x)$, нужно проверить гипотезу $H_0 : F(x) = G(x)$.

При гистограммном способе представления данных обычно используют следующие *статистические критерии* проверки гипотез. Пусть N случайных величин x_n сгруппированы в гистограмму с K ячейками и в ячейку с номером i попало n_i величин x_n. Согласно гипотезе H_0, можно вычислить вероятность p_i попадания величины x в ячейку с номером i. В качестве проверочных статистик используют отношения правдоподобия

$$\lambda = N^N \prod_{i=1}^{K} (p_i/n_i)^{n_i}$$

и статистику Пирсона

$$X^2 = \sum_{i,j=1}^{K-1} (n_i - Np_i)\, D_{ij}^{-1} (n_j - Np_j),$$

где D_{ij} — *ковариационная матрица* для n_i. Независимо от вида F_0 оказывается, что $-2\ln\lambda$ и X^2 при $N \to \infty$ распределены согласно χ^2-распределению с числом степеней свободы $K - 1$. Поэтому можно вычислить критич. значения $-2\ln\lambda$ и X^2 по заданной вероятности α того, что при справедливости гипотезы H_0 эти критич. значения могут быть превышены. Следовательно, если реализовавшиеся значения превышают критические, можно отвергнуть гипотезу H_0.

Более эффективными являются критерии, использующие в качестве проверочных статистик разл. «расстояния» между эксперим. (выборочной) ф-цией распределения $F_N(x)$ и ф-цией $F_0(x)$. Выборочную ф-цию распределения определяют след. образом:

$$F_N(x) = \begin{cases} 0, & x < x_1, \\ n/N, & x_n \leqslant x < x_{n+1}, \\ 1, & x > x_N. \end{cases}$$

Критерий Смирнова основан на проверочной статистике

$$NW^2 = N \int dx f(x) [F_N(x) - F_0(x)]^2,$$

где $f(x)$ — плотность ф-ции распределения $F_0(x)$, а критерий Колмогорова — на статистике

$$\sqrt{N}\, D_N = \sqrt{N} \max |F_N(x) - F_0(x)|.$$

Используют и др. критерии.

Лит.: Большев Л. Н., Смирнов Н. В., Таблицы математической статистики, 3 изд., М., 1983; Кендалл М., Стьюарт А., Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; Тюрин Ю. Н., Непараметрические методы статистики, М., 1978. *В. П. Жигунов, С. В. Клименко.*

НЕПЕР (Нп, Np) — единица логарифмич. относит. величины (натурального логарифма отношения двух одноимённых физ. величин). Названа в честь Дж. Непера (J. Napier). $1\text{Нп} = \ln|F_2/F_1|$ при $F_2/F_1 = e \approx 2{,}718$, где F_1 и F_2 — значения электрич. напряжения, силы тока, давления и др. силовых величин. Для энергетич. величин $1\text{ Нп} = 0{,}5 \ln|P_2/P_1|$ при $P_2/P_1 = e^2$, где P_1, P_2 — электрич. мощность, плотность энергии и т. п. Н. применяется в осн. для измерения ослабления (затухания) электрич. сигналов в линиях связи. Ослабление силы тока на 1 Нп соответствует его уменьшению в e раз, а ослабление электрич. мощности на 1 Нп соответствует её уменьшению в e^2 (7,39) раз. 1 Нп = 0,8686 *бел* = 8,686 *децибел*.

НЕПЕРЕНОРМИРУЕМЫЕ КВАНТОВЫЕ ТЕОРИИ ПОЛЯ — теории, в к-рых при обычных методах *перенормировки* (в рамках теории возмущений) количество контрчленов, вводимых для компенсации расходимостей, возрастает с каждым новым порядком теории возмущений. Такие теории содержат бесконечное число неопределённых параметров, не устранимых с помощью переопределения конечного числа наблюдаемых физ. величин (таких, как заряд и масса частиц). В Н. к. т. п. существует бесконечное число разл. типов примитивно расходящихся («скелетных») фейнмановских диаграмм, тогда как в *квантовой электродинамике*, являющейся перенормируемой теорией, таких диаграмм только три: однопетлевые графики, отвечающие собств. энергии фотона и электрона, и однопетлевая поправка к трёхточечной вершинной ф-ции (см. *Фейнмана диаграммы*). В неперенормируемой квантовой гравитации каждая n-точечная гравитац. вершина в однопетлевом приближении содержит свою примитивно расходующуюся диаграмму.

Условимся называть неперенормируемыми такие классы взаимодействий, к-рые при квантовании в рамках теории возмущений приводят к Н. к. т. п. Часто указанием на неперенормируемость соответствующего взаимодействия является отрицательная (в единицах массы) размерность *константы взаимодействия* (константы связи): в системе единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$, неперенормируемы взаимодействия, содержащие константу связи $\lambda \sim [M^a]$, где $a < 0$, M — величина размерности массы. Возможны исключения из этого правила, если теория содержит неск. взаимодействий и возникает сокращение расходящихся вкладов от каждого из них. Такая ситуация реализуется в нек-рых суперсимметричных теориях (см. *Суперсимметрия*). В соответствии с указанным критерием, вообще говоря, неперенормируемы (в четырёхмерном пространстве-времени) взаимодействия скалярных полей φ типа $\lambda\varphi^N$ при $N \geqslant 5$, четырёхфермионные взаимодействия типа $\lambda\bar{\psi}\psi\bar{\psi}\psi$, трилинейные бозон-фермионные взаимодействия с производными типа $\lambda\bar{\psi}\gamma_\nu\gamma_5\psi\partial_\nu\Phi$ (где ψ, Φ — фермионное и бозонное поля, черта над ψ означает дираковское сопряжение; $\partial_\nu \equiv \partial/\partial x^\nu$, $\nu = 0, 1, 2, 3$; γ_ν, γ_5 — *Дирака матрицы*) и т. д. Такой вывод следует, если учесть, что в четырёхмерном пространстве-времени бозонные поля имеют (в единицах массы) размерность, равную 1, фермионные поля — размерность $^3/_2$, а сами взаимодействия (фактически во всех случаях речь идёт о плотности лагранжиана взаимодействия полей) должны иметь размерность 4. Это означает, что в рассмотренных примерах константа взаимодействия λ в единицах массы должна иметь отрицат. размерность.

Существует также широкий класс неперенормируемых взаимодействий с безразмерной константой связи. Так, вообще говоря, неперенормируемо взаимодействие массивного заряженного векторного поля с фермионами. Пропагатор такого векторного поля не убывает с ростом 4-импульса, поэтому область больших импульсов в фейнмановских диаграммах не обрезается доста-

точно сильно; отсутствуют к тому же сокращения между разл. диаграммами (такие сокращения происходят в случае взаимодействия с нейтральным векторным бозоном), и теория оказывается неперенормируемой. По аналогичной причине (неубывание пропагатора при больших импульсах), вообще говоря, неперенормируемы взаимодействия для частиц со спином $S = {}^3/_2$ и 2. В рамках суперсимметрии перенормируемость таких взаимодействий возможна. Но даже в суперсимметричных обобщениях не видно способа добиться перенормируемости для теорий, содержащих частицы со спином $S > 2$.

Т. о., именно неперенормируемость является наиб. общей ситуацией, а класс перенормируемых взаимодействий сравнительно узок. Поэтому требование перенормируемости является чрезвычайно сильным ограничением на структуру теории.

Существуют надежды, что нек-рые варианты Н. к. т. п. благодаря высокой симметрии, содержащейся в исходном, классич. лагранжиане, могут иметь смысл вне рамок теории возмущений. Но обычно, практически во всех случаях, неперенормируемость является чрезвычайно серьёзным пороком теории, и распространена точка зрения, что Н. к. т. п. вообще не существуют как последовательные квантовые теории.

Тем не менее законно использование неперенормируемых взаимодействий (с размерной константой связи) в феноменологич. эфф. лагранжианах (см. *Лагранжиан эффективный*). К классу таких взаимодействий относится гравитация при импульсах $p \ll M_P \sim 10^{19}$ ГэВ, слабое взаимодействие при импульсах $p \ll M_W \sim$ $\sim$ 300 ГэВ, киральное взаимодействие псевдоскалярных мезонов (см. *Киральная симметрия*) при $p \ll M_\rho \sim$ $\sim$ 1 ГэВ (здесь M_P — т. н. *планковская масса*, M_W, M_ρ — массы W-бозона и ρ-мезона). Неперенормируемый эфф. лагранжиан непоследовательно итерировать при построении ряда теории возмущений, как это происходит с обычным лагранжианом в квантовой теории поля: при больших импульсах (масштаб всегда определяется величиной обратной константы связи) эфф. лагранжиан существенно модифицируется, если теория имеет смысл; становится существенным учёт новых взаимодействий или составного характера полей в исходном неперенормируемом лагранжиане. Так, неперенормируемое четырёхфермионное взаимодействие при $p \sim M_W$ переходит в перенормируемое *электрослабое взаимодействие* с участием векторных бозонов и *Хиггса полей*. При $p \sim M_\rho$ в неперенормируемых киральных лагранжианах становится существенной составная, кварковая структура псевдоскалярных мезонов. Не известно, как модифицируется гравитац. взаимодействие при $p \sim M_P$, но в любом варианте эта модификация не играет никакой роли в классич. приложениях эйнштейновской теории *тяготения*, для к-рой характерный масштаб импульсов $p \sim 1/10^5$ км $\sim$ $\sim 10^{-24}$ ГэВ.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981, гл. 3; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 5; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990. *М. К. Волков, М. В. Терентьев.*

НЕПОЛИНОМИАЛЬНЫЕ КВАНТОВЫЕ ТЕОРИИ ПОЛЯ — *нелинейные квантовые теории поля*, в к-рых лагранжиан взаимодействия имеет неполиномиальную по полям форму.

В традиц. квантовой теории поля (КТП) обычно используются полиномиальные лагранжианы (т. е. представляемые в виде многочлена от ф-ций поля и их первых производных), описывающие взаимодействия полей простейшим способом с мин. числом производных. Такие лагранжианы могут приводить к перенормируемым теориям взаимодействия элементарных частиц (см. *Перенормируемость*). Наиб. типичный пример таких теорий — *квантовая электродинамика*.

К 1970-м гг. было установлено, что т. н. динамические симметрии — киральная, калибровочная (см. *Киральная симметрия*, *Калибровочная инвариантность*) — играют важную роль в физике элементарных частиц и существенно ограничивают возможные формы их взаимодействий. Выяснилось, в частности, что простейшие полиномиальные лагранжианы не всегда удовлетворяют требованию необходимой динамической симметрии и их следует заменять на более сложные неполиномиальные выражения, если ограничиваться мин. числом интересующих нас полей [напр., если в кирально-симметричном случае сильного взаимодействия рассматривать только нуклонные и пионные поля без введения дополнит. полей (т. н. скалярных сигма-полей)]. Н. к. т. п. тем самым встали в один ряд с полиномиальными теориями. Они успешно описывают сильное взаимодействие адронов при низких энергиях. Неполиномиальная форма взаимодействия встречается и в гравитации.

Провести строгую с физ. точки зрения границу между полиномиальными и неполиномиальными теориями иногда очень трудно. Одни и те же виды взаимодействия элементарных частиц, удовлетворяющие одной и той же динамической симметрии, могут описываться как полиномиальными, так и неполиномиальными КТП (т. н. линейные и нелинейные реализации динамической симметрии). В неполиномиальных моделях возникают трудности с устранением бесконечностей. Обычный метод перенормировок квантовополевой теории возмущений здесь неприменим, но в нек-рых вариантах Н. к. т. п. удаётся использовать спец. способы для получения однозначных результатов.

Это обстоятельство привело к тому, что в настоящее время неполиномиальные теории поля используются чаще всего лишь для построения феноменологических (или эффективных) лагранжианов (см. *Лагранжиан эффективный*). Такие лагранжианы обычно рассматриваются только в древесном (не содержащем замкнутых петель) приближении, в к-ром бесконечностей нет. Особенно широко известны феноменологич. неполиномиальные киральные лагранжианы, описывающие сильное взаимодействие адронов и на достаточно простом языке воспроизводящие результаты т. н. *алгебры токов*.

В 60—70-х гг. появилось направление, связанное с поисками классич. решений нелинейных и неполиномиальных ур-ний. Вместо обычного пути, т. е. квантования ур-ний линейного приближения и последующего учёта нелинейных членов по теории возмущений, здесь пытаются учесть нелинейные эффекты ещё до квантования. Интересные результаты получены для нек-рых неполиномиальных *двумерных моделей* КТП — киральных, а также модели синус-Гордона, описываемой двумерным ур-нием типа *Клейна — Гордона уравнения*, в к-ром линейный по полевой ф-ции $\varphi(x)$ член $m^2c^2\varphi(x)$ заменён на $m^2c^2\sin\varphi(x)$ (m — масса частицы, x — точка пространства-времени). Оказалось, что среди решений подобных нелинейных ур-ний важную роль играют решения, локализованные в небольшой области пространства,— т. н. солитоны. Эти решения напоминают волновые пакеты, отвечающие протяжённым частицам, и поэтому наз. частицеподобными. Т. о., нелинейные ур-ния, в отличие от линейных, в принципе могут описывать физ. частицеподобные объекты до проведения квантования. В этом направлении получены первые физ. результаты в теории поля, а именно: с помощью солитонных решений — «скирмионов», извлечённых из неполиномиальных мезонных лагранжианов кирального типа, описаны разл. физ. свойства барионов (нуклонов и Δ-резонансов). (См. *Солитон* в квантовой теории поля.)

Лит.: Токи в физике адронов, пер. с англ., М., 1976, гл. 5; Волков М. К., Первушин В. Н., Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов, М., 1978. *М. К. Волков.*

НЕПРЕРЫВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД — см. в ст. *Оптические разряды*.

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР — то же, что *сплошной спектр*.

НЕПРОЗРА́ЧНОСТЬ звёздного вещества — рассчитанный на единицу массы и усреднённый по частотам коэффициент поглощения излучения. В звёздах энергия переносится либо *конвекцией* (в *конвективных зонах*), либо излучением (в зонах *лучистого равновесия*). Лишь в сверхплотном веществе *нейтронных звёзд* и *белых карликов* перенос энергии обязан *теплопроводности* вырожденного электронного газа. Внутри звёзд интенсивность излучения почти изотропна, т. е. почти не зависит от направления его распространения. В результате плотность потока энергии излучения $\boldsymbol{H}_\nu$ на частоте ν подчиняется закону *диффузии*:

$$\boldsymbol{H}_\nu = -\frac{1}{3} l_\nu c \operatorname{grad} u_\nu , \qquad (1)$$

где u_ν — спектральная плотность лучистой энергии, l_ν — эфф. длина свободного пробега фотонов с частотой ν. Значение l_ν для звёздного вещества ничтожно мало по сравнению с радиусом звезды R, и поэтому характерное время диффузии излучения в звёздах t_D очень велико по сравнению с временем $t_C = R/c$ прохождения светом расстояния, равного R: время t_C измеряется секундами и минутами, а t_D — миллионами и десятками миллионов лет.

В недрах звёзд, от центра и практически до фотосферы, справедливо приближение лучистой теплопроводности, в соответствии с к-рым для u_ν в (1) используется термодинамически равновесное, определяемое законом Планка, значение $u_\nu = (4\pi/c)B_\nu(T)$, где $B_\nu(T)$ — равновесная интенсивность излучения (см. *Планка закон излучения*). В результате

$$\boldsymbol{H}_\nu = -\frac{4\pi}{3} l_\nu \frac{dB_\nu(T)}{dT} \operatorname{grad} T. \qquad (2)$$

Рассчитанный на единицу массы коэф. поглощения $\varkappa_\nu$, наз. также Н. на частоте ν, связан с l_ν и плотностью вещества ρ простым соотношением

$$l_\nu = (\varkappa_\nu \rho)^{-1}. \qquad (3)$$

Интегрируя (2) по частоте, получаем выражение для полного потока лучистой энергии $\boldsymbol{H}$:

$$\boldsymbol{H} = \int_0^\infty \boldsymbol{H}_\nu \, d\nu = -\frac{c}{3\varkappa\rho} \operatorname{grad}(aT^4). \qquad (4)$$

Здесь $aT^4 = \int_0^\infty u_\nu d\nu$ — полная равновесная плотность энергии излучения, $a = 4\sigma/c$ — постоянная плотности излучения (σ — *Стефана — Больцмана постоянная*). В (4) введён средний коэф. поглощения $\varkappa$, называемый Н. и определяемый в соответствии с (2)—(4) из соотношения:

$$\frac{1}{\varkappa} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\varkappa_\nu}\frac{dB_\nu}{dT}\,d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT}\,d\nu} = \frac{15}{4\pi^4}\int_0^\infty \frac{1}{\varkappa_\nu}\frac{x^4 e^x}{(e^x-1)^2}\,dx, \qquad (5)$$

где $x = h\nu/kT$. Соответствующая ср. длина свободного пробега фотонов $l = 1/(\varkappa\rho)$. Такой способ усреднения $\varkappa_\nu$ был указан норвежским астрономом С. Росселандом (Росселанн, S. Rosseland, 1924), и поэтому определяемое ф-лой (5) значение $\varkappa$ наз. р о с с е л а н д о в ы м с р е д н и м.

Величина $\varkappa_\nu$ определяется разл. элементарными процессами взаимодействия излучения с веществом и может быть представлена в виде:

$$\varkappa_\nu = \frac{1}{\rho}\left\{n_e\sigma_{ts} + \sum_i n_i\sigma_{ai}\left[1 - \exp(-h\nu/kT)\right]\right\}. \qquad (6)$$

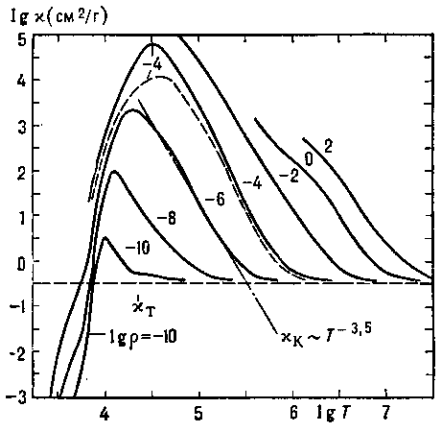
Здесь σ_{ai} — зависящие от частоты полные сечения истинного поглощения излучения атомами или ионами типа i, n_i — плотности чисел этих атомов или ионов, σ_{ts} —т. н. т р а н с п о р т н о е с е ч е н и е р а с с е я н и я (см. ниже), n_e — плотность числа свободных электронов. Множитель $[1 - \exp(-h\nu/kT)]$, одинаковый для всех процессов поглощения, учитывает в условиях *локального термодинамического равновесия* эффект индуцированного испускания.

К осн. типам элементарных процессов, определяющих Н. звёздного вещества, относятся следующие.

а) Фотопоглощение (связанно-свободные переходы) — пороговый процесс, в к-ром участвуют только фотоны с энергией, достаточной для перехода связанного электрона в одно из свободных (несвязанных) состояний.

б) Тормозное поглощение (свободно-свободные переходы) — беспороговый процесс поглощения фотона с переходом свободного электрона в более высокое энергетич. состояние в кулоновском поле иона.

в) Поглощение в спектральных линиях (связанно-связанные переходы) — резонансный процесс поглощения фотона при переходе атома из основного или возбуждённого состояния в др. возбуждённое состояние с более высокой энергией. Сечение поглощения в центре спектральной линии обычно очень велико, но на Н. влияет не интенсивность линии, а её ширина. Если бы линии были очень узкими, то их вклад в Н. был бы незначителен, поскольку усредняется не $\varkappa_\nu$, а его обратная величина. Присутствие интенсивных, но узких линий поглощения привело бы к «вырезанию» в интеграле (5) узких участков спектра, что практически не повлияло бы на величину интеграла. Однако в далёких «крыльях» многочисл. спектральных линий (уширенных столкновениями и эффектом Штарка), принадлежащих ионам



Зависимость непрозрачности от температуры при различных значениях плотности — от 10^{-10} г/см³ ($\lg\rho = -10$) до 10^2 г/см³ ($\lg\rho = 2$) по расчётам А. Н. Кокса (A. N. Cox) и Дж. Н. Стюарта (J. N. Stewart) для вещества с химическим составом, близким к солнечному.

тяжёлых элементов в звёздном веществе, сечение поглощения оказывается не пренебрежимо малым по сравнению с сечением фотоэффекта и тормозного поглощения. Расчёты показывают, что в области темп-р $10^4\text{К} \lesssim T \lesssim 2\cdot10^6\text{К}$ суммарное поглощение во всех линиях может (в зависимости от величины плотности) вносить преобладающий вклад в Н. (рис.). При этом для каждой конкретной пары значений T и ρ приходится учитывать до неск. тысяч разл. линий поглощения.

Процессы *а*, *б*, *в* наз. процессами истинного поглощения. Каждое σ_{ai} в (6) включает все эти три вида процессов с участием атомов или ионов типа i.

г) Рассеяние излучения. Вклад процессов рассеяния в Н. учитывается первым слагаемым в (6), к-рое выписано для случая рассеяния излучения свободными электронами. Рассеяние молекулами и атомами может иг-

рать нек-рую роль лишь в самых наружных слоях звёзд с очень холодными атмосферами (*красные гиганты и сверхгиганты, красные карлики*). Величина σ_{ts} в (6) связана с обычным полным сечением рассеяния σ_s соотношением

$$\sigma_{ts} = \sigma_s(1 - \langle\cos\theta\rangle), \qquad (7)$$

где $\langle\cos\theta\rangle$ — усреднённый по индикатрисе рассеяния косинус угла отклонения рассеянного фотона — определяет степень анизотропии рассеяния. При энергиях фотонов, значительно меньших энергии покоя электрона ($h\nu \ll m_e c^2$), т. е. при достаточно низкой темп-ре звёздного вещества, имеет место томсоновское рассеяние без изменения энергии фотона. В этом случае поправочный множитель на индуцир. рассеяние отсутствует, поскольку эффекты индуцир. рассеяния при отклонении рассеянных фотонов от направления их движения (выход из пучка) и при повторном их рассеянии в первонач. направлении (вход в пучок) взаимно компенсируются. Кроме того, индикатриса томсоновского рассеяния симметрична относительно направлений вперёд-назад, и поэтому $\langle\cos\theta\rangle = 0$. Т. о., для учёта вклада в Н. томсоновского рассеяния нужно заменить σ_{ts} в (6) на полное томсоновское сечение σ_T, к-рое не зависит от частоты. Это справедливо для всех звёзд, принадлежащих главной последовательности на *Герцшпрунга — Рессела диаграмме*, в недрах к-рых осуществляется синтез гелия из водорода.

Однако в горячих и плотных центр. ядрах звёзд, заканчивающих свою эволюцию, и особенно при вспышках *сверхновых звёзд*, темп-ра оказывается столь высокой, что нельзя пренебречь изменением энергии фотонов при рассеянии и асимметрией индикатрисы рассеяния, к-рая уже при $h\nu \approx 0{,}1\ m_e c^2$ показывает заметную вытянутость вперёд, и поэтому $\langle\cos\theta\rangle > 0$. В таких условиях сечение рассеяния описывается общей *Клейна — Нишины формулой*, а сам процесс наз. комптоновским рассеянием. Если плотность звёздного вещества не очень велика и электронный газ невырожден, то при темп-ре $(1-2)\cdot 10^9$К появляется значит. число электронно-позитронных пар, и под n_e в (6) нужно понимать суммарное число электронов и позитронов в единице объёма. Кроме того, помимо рассеяния становится существенным процесс рождения электронно-позитронных пар при взаимодействии фотонов в основном с эл.-магн. (кулоновским) полем атомных ядер.

В совр. расчётах Н. звёздного вещества учитываются все перечисл. процессы. Эти расчёты очень сложны: они включают не только вычисления сечений отд. процессов, но и определение населённостей многочисл. возбуждённых уровней атомов и ионов с учётом разл. поправок на отклонение от идеальности звёздной плазмы. В самых наружных слоях холодных звёзд существенный вклад в Н. может носить также тормозное поглощение и фотопоглощение отрицательными ионами (H^-, C^- и др.), поглощение в спектральных полосах разл. молекул и поглощение частицами пыли.

На рис. показана зависимость Н. от темп-ры T и плотности ρ для смеси с хим. составом, близким к солнечному: $X = 0{,}7$, $Y = 0{,}28$, $Z = 0{,}02$ (X, Y, Z — массовые концентрации водорода гелия и тяжёлых элементов, причём осн. вклад в Z вносят кислород, неон, углерод и азот). В большом интервале изменений T и ρ осн. источником Н. оказываются тормозное поглощение и фотопоглощение. При достаточно больших частотах сечения обоих этих процессов $\sigma_a \sim 1/\nu^3$ и соответствующая им Н. может быть аппроксимирована простым выражением (приближение Крамерса):

$$\varkappa = \varkappa_K = C\rho/T^{3,5}, \qquad (8)$$

где параметр C зависит от хим. состава вещества, а слабой зависимостью C от T и ρ в первом приближении пренебрегают.

В случае преобладания томсоновского рассеяния (напр., в горячих массивных звёздах верхнего конца гл. последовательности):

$$\varkappa = \varkappa_T = 0{,}2(1 + X). \qquad (9)$$

Ф-лы (8) и (9) сыграли (и продолжают играть) большую роль в исследовании внутр. строения звёзд. В совр. наиболее точных расчётах звёздных моделей используются подробные таблицы Н. как ф-ции T ρ и хим. состава.

Для каждого фиксир. ρ при достаточно больших T Н. приближается к $\varkappa_T$ (горизонтальная штриховая линия, см. рис.), а при промежуточных значениях T и ρ хорошим приближением может служить ф-ла (8) (штрихпунктирная линия). Вклад в Н. линий поглощения продемонстрирован на рис. для плотности $\rho = 10^{-4}$ г/см^3 (штриховая кривая — расчёт без учёта этого эффекта). Резкое падение непрозрачности с уменьшением T при $T < 10^4$К связано с массовой рекомбинацией звёздной плазмы.

Осн. вклад в росселандово среднее вносят фотоны с энергией $h\nu_m$, в неск. раз превышающей энергию теплового движения частиц звёздного вещества: $h\nu_m \approx 4kT$ в случае томсоновского рассеяния и $h\nu_m \approx 7kT$ в случае тормозного и фотопоглощения.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звёзд, М., 1959; Sampson D. H., The opacity at high temperatures due to Compton scattering, «Astrophys. J.», 1959, v. 129, p. 734; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных явлений, 2 изд., М., 1966; Кокс А. Н., Стюарт Дж., Лучистое поглощение и коэффициент проводимости 23 звёздных смесей, «Научные информации Астросовета АН СССР», 1969, в. 15, с. 1; Кокс А. Н., Коэффициенты поглощения и непрозрачность звёздного вещества, в кн.: Внутреннее строение звёзд, пер. с англ., М., 1970; Alexander D. R., Johnson H. R., Rypma R. L., Effect of molecules and grains on Rosseland mean opacities, «Astrophys. J.», 1983, v. 272, p. 773; Schweizer M. A., Opacities for comptonization plus emission and absorption, «Astrophys. J.», 1984, v. 280, p. 809; Имшенник В. С. и др., Минимальная оценка среднего росселандова пробега фотонов, «ЖЭТФ», 1986, т. 90, с. 1669.

Д. К. Надёжин.

НЕПТУН — восьмая по расстоянию от Солнца планета Солнечной системы, относящаяся к группе планет-гигантов. Н. был открыт в 1846 И. Г. Галле (J. G. Galle) по теоретич. предсказаниям её положения, блеска и собств. движения, сделанным У. Ж. Леверье (U. J. Le Verrier) и Дж. К. Адамсом (J. C. Adams) на основе законов небесной механики.

Н. обращается вокруг Солнца по орбите, находящейся на ср. гелиоцентрич. расстоянии 30,058 а. е. (4497 млн. км), имеющей эксцентриситет 0,086 и наклон к плоскости эклиптики 1°46,4′. Ср. скорость движения по орбите 5,4 км/с, один полный оборот (сидерич. период обращения, или нептунианский год) составляет 164,788 земного года, Экваториальный радиус Н. 24800 км (3,88 $R_\oplus$), сжатие 1:50 (0,020), объём $V = 6{,}38\cdot 10^{13}$ км^3 (58 $V_\oplus$), масса $M = 1{,}0243\cdot 10^{26}$ кг (17,2 $M_\oplus$). Ср. плотность 1,64 г/см^3, ускорение силы тяжести на экваторе 11,238 м/с^2, вторая космич. скорость 23,585 км/с. Ось вращения Н. отклонена на 29° от нормали к плоскости орбиты. Период осевого вращения, оценённый по данным спектроскопич. измерений и подтверждённый данными космич. аппарата «Вояджер-2», равен 16,1± ± 0,08 ч. Направление вращения прямое. Количество солнечной энергии (на ед. поверхности), поступающей к Н., составляет 1,5 Вт/м^2 (для Земли 1370 Вт/м^2), интегральное сферич. альбедо 0,31. Эффективная темп-ра, определяемая излучаемой планетой тепловой энергией, составляет 59 К, что значительно больше равновесной (38 К), вычисленной из условия баланса с поступающей солнечной энергией. Это объясняется наличием теплового источника в недрах Нептуна, благодаря чему тепловой поток из недр втрое превышает поглощаемую планетой солнечную радиацию.

Макс. угл. диаметр Н. при его наблюдениях с Земли достигает всего 2,4″, и детали на диске разрешаются

плохо. На телевизионных изображениях, переданных «Вояджером-2», выявлена сложная структура облачного покрова и наличие неоднородностей, обусловленных мощными динамич. процессами в атмосфере. Наиболее характерным вихревым образованием циклонич. типа является Большое тёмное пятно в южном полушарии, по своим размерам и конфигурации напоминающее Большое красное пятно Юпитера. Наблюдается также ряд вихрей меньших размеров, дрейфующих в атмосфере с разными скоростями вдоль широты в направлении, совпадающем с направлением вращения Н.

Атмосфера Н. в целом близка по своим свойствам и хим. составу к атмосфере Урана, но гораздо более динамична. Она в основном состоит из водорода и гелия с относит. содержанием, близким к солнечному. Важной составляющей является метан, относительное содержание к-рого значительно выше, чем на Юпитере и Сатурне. Метаном обусловлен зеленоватый цвет Н., поскольку метан интенсивно поглощает солнечное излучение в красной части спектра, и в отражённом свете преобладают сине-зелёные лучи. Наблюдаемые протяжённые облака Н. в основном состоят из метана. Под ними предполагаются водно-ледяные облака, а в надоблачной атмосфере присутствуют др., более сложные углеводороды.

Низкая ср. плотность Н. свидетельствует о том, что водорода и гелия много и в составе слагающего Н. вещества. Однако содержание водорода на Н. (как и на Уране) в несвязанном состоянии значительно меньше, чем на Юпитере и Сатурне. Водород на Н. в основном входит в состав т. н. ледяной компоненты, к к-рой относят соединения водорода в виде метана, аммиака, воды. Большое содержание метана свидетельствует о существенном (в неск. раз) превышении отношения углерода к водороду по сравнению с их ср. космич. распространённостью. Это можно естественным образом объяснить накоплением углерода в холодных периферийных областях протопланетной туманности, из материала к-рой сформировался Н. Согласно моделям внутр. строения планет-гигантов (см. в ст. *Планеты и спутники*), на Н. протяжённый слой твёрдого вещества состоит из смеси льдов с тяжёлой (скальной) компонентой, причём скальной компоненты несколько больше, чем ледяной. По существу это массивное ядро, к-рое окружено мантией, состоящей из смеси газов (в основном водорода и гелия) и льдов, а выше неё находится протяжённый слой водяных облаков. Здесь начинается атмосфера. Т. о., твёрдой поверхности в привычном смысле Н. не имеет (как и др. планеты-гиганты). Согласно представляющейся наиб. реальной адиабатич. модели недр Н. (при допущении, что исходный состав элементов соответствует их ср. космич. распространённости, а относит. содержание водорода и гелия в несвязанной форме составляет прибл. 5—8% по массе), темп-ра в центре Н. $(12—14)\cdot10^3$К, а давление 7—8 Мбар. Граница протяжённой ледяной оболочки (ниже газожидкого слоя) начинается при давлении ок. 0,1 Мбар.

Недра Н., вероятно, находятся в состоянии интенсивного конвективного перемешивания. С конвекцией связан продолжающийся в современную эпоху вынос тепла из глубины и поток ИК-излучения. Его источник, видимо, сохраняется с аккреционной стадии эволюции планеты и, возможно, порождён мощными ударными процессами на её завершающем этапе. Отражением конвективного переноса являются наблюдаемые вихревые движения в атмосфере Н., в чём усматривается аналогия с Юпитером.

Н. имеет восемь спутников: к известным до полёта «Вояджера-2» Тритону и Нереиде добавилось ещё шесть. Наибольший интерес представляет Тритон, к-рый принадлежит к числу самых крупных спутников планет: его радиус 1200 км (≈2/3 лунного). Тритон обращается по орбите, составляющей с плоскостью экватора Н. угол 2,8°, на расстоянии 15,85 радиуса планеты с периодом 5,84 земных суток, причём в обратном направлении (по часовой стрелке, если смотреть с северного полюса мира). Морфология поверхности Тритона, как показали изображения «Вояджера-2», имеет сложный характер, несущий на себе следы вулкано-тектонич. процессов. Не исключено, что эти процессы продолжаются в современную эпоху, свидетелями чего служат сравнительно свежие отложения извергаемого на поверхность из глубины материала. Наиболее вероятно, что таким материалом является азот. Азотные и метановые льды образуют полярные шапки, испытывающие сезонные изменения с периодом в несколько сотен лет, что обусловлено спецификой пространственного расположения Тритона относительно Солнца при совокупном орбитальном движении Тритона и Н.

Нереида — небольшой спутник, его радиус немногим более 100 км. Радиус орбиты Нереиды составляет 249,5 радиуса планеты, плоскость орбиты отклонена от плоскости экватора всего на 0,5°, движение происходит с периодом 358,4 земных суток в прямом направлении. Из вновь открытых «Вояджером-2» спутников наибольший — Протей — имеет размер 400 км, остальные — размером в десятки километров. Все они располагаются внутри орбиты Тритона. Спутники Н., по-видимому, состоят из смеси водяного, метанового и аммиачного льдов и/или соответствующих клатратгидратов. У Н. есть 3 кольца. Их особенностью является неоднородное распределение плотности (вдоль кольца) составляющего их очень тёмного материала.

Лит.: Гребеников Е. А., Рябов Ю. А., Поиски и открытия планет, 2 изд., М., 1984; Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983; Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Тейфель В. Г., Уран и Нептун — далекие планеты-гиганты, М., 1982.

М. Я. Маров.

НЕПТУ́НИЙ (Neptunium), Np,— искусственно полученный радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 93, относится к *актиноидам*, первый трансурановый элемент. Известны изотопы Н. с массовыми числами 227—241, наиб. устойчив α-радиоактивный ^{237}Np ($T_{1/2}$ = 2,14·10^6 лет). При облучении ^{238}U нейтронами по (n,γ) реакции образуется β$^-$-радиоактивный ^{239}Np ($T_{1/2}$ = 2,117 сут). Электронная конфигурация внешних оболочек $5s^25p^65d^{10}5f^46s^26d^17s^2$. Энергии последоват. ионизаций 5,9; 11,7 и 22,0 эВ. Металлич. радиус 0,150 нм, радиусы ионов Np^{3+} и Np^{4+} 0,102 и 0,088 нм соответственно. Значение электроотрицательности 1,1—1,2.

В свободном виде — серебристо-белый сравнительно мягкий металл. Известны три модификации Н.: α-Np (ромбич. решётка с постоянными решётки a = 0,473 нм, b = 0,490 нм и c = 0,367 нм), β-Np (тетрагональная решётка с постоянными a = 0,490 нм и c = 0,339 нм) и γ-Np (объёмно-центрир. кубич. решётка с постоянной a = 0,353 нм); темп-ры переходов α → β 280°С и β → γ 577°С. Плотность α-Np 20,48 кг/дм^3 (при 20°С); $t_{пл}$ = = 640°С, $t_{кип}$ = 3900—4100°С; теплота плавления 5,61 кДж/моль, теплопроводность 7,7 Вт/м·К (при 300 К). Коэф. линейного теплового расширения α-Np $4{,}1\cdot10^{-6}$К$^{-1}$ (при 273 К).

В хим. соединениях проявляет степени окисления от +3 до +7, в водных растворах наиб. устойчива степень окисления +5. При комнатной темп-ре на воздухе металлич. Н. слабо реагирует с O_2 и N_2, мелкодисперсный Н. способен самовозгораться. Образует сплавы с U, Pu и др. металлами. ^{237}Np используют для получения ^{238}Pu.

С. С. Бердоносов.

НЕРАВНОВЕ́СНАЯ ПЛА́ЗМА — *плазма*, состояние к-рой не является состоянием полного термодинамич. равновесия. Примерами Н. п. могут быть: 1) т. н. неизотермич. плазма, в к-рой темп-ра электронов отличается от темп-ры ионов; 2) плазма, пространственно неоднородная, в частности удерживаемая магн. полем; 3) плазма, содержащая отд. направленные потоки — пучки электронов и ионов. Как правило, неравновесность плазмы приводит к её неустойчивости, проявляющейся в самовозбуждении волн разл. типов. См. *Неидеальная плазма*.

Б. А. Трубников.

НЕРАВНОВЕ́СНОЕ СОСТОЯ́НИЕ — в термодинамике состояние системы, выведенной из состояния *равновесия термодинамического*, в статистич. физике — из состояния *равновесия статистического;* одно из основных понятий *термодинамики неравновесных процессов* и статистич. теории неравновесных процессов (*кинетики физической*).

В системе, находящейся в Н. с., происходят *необратимые процессы* переноса (*теплопроводность*, *диффузия* и т. д.), к-рые стремятся вернуть систему в состояние термодинамич. (или статистич.) равновесия, если нет препятствующих этому факторов: отвода (или подвода) энергии и вещества из системы. В противном случае возможно стремление системы не к равновесному состоянию, а к стационарному Н. с., когда *производство энтропии* в системе компенсируется её отводом из системы. Н. с., время существования к-рых очень велико, наз. *метастабильными состояниями*.

В термодинамике Н. с. определяется зависящими от времени и пространств. координат термодинамич. параметрами [темп-рой $T(x,t)$, хим. потенциалами $\mu_i(x,t)$ компонент, гидродинамич. скоростью $v(x,t)$], соответствующими состоянию квазиравновесия в малых объёмах системы. Для этих величин термодинамика неравновесных процессов позволяет получить ур-ния, определяющие перенос вещества, энергии, импульса, т. е. ур-ния диффузии, теплопроводности и ур-ния Навье — Стокса для вязкого течения жидкости.

В статистич. теории в общем случае сред, состоящих из взаимодействующих частиц, Н. с. определяется зависящей от времени ф-цией распределения всех частиц по координатам и импульсам или соответствующим статистич. оператором. Однако такое определение Н. с. имеет слишком общий характер, обычно достаточно описывать Н. с. менее детально, на основе огрублённого или т. н. сокращённого описания. Напр., для газа малой плотности достаточно знать одночастичную ф-цию распределения по координатам и импульсам любой из частиц, удовлетворяющую *кинетическому уравнению Больцмана* и полностью определяющую ср. значения плотностей энергий, импульса и числа частиц и их потоки. Для состояний, близких к равновесному, можно получить решение кинетич. ур-ния, зависящее от $T(x,t)$, $\mu_i(x,t)$, $v(x,t)$ и их градиентов и позволяющее вывести ур-ния переноса для газа. Однако ф-ция распределения по энергиям для частиц газа в стационарном Н. с. может сильно отличаться от равновесного распределения Максвелла. Напр., для электронов в полупроводниках в сильном электрич. поле, сообщающем электронам большую энергию, теряет смысл даже понятие темп-ры электронов, а ф-ция распределения отличается от максвелловской и сильно зависит от приложенного поля.

В общем случае для состояний, близких к равновесному, можно найти реакцию системы на возмущение, вызванное внеш. приложенным полем (механич. возмущение), к-рая определяется запаздывающими *Грина функциями* в статистической физике. Если Н. с. обусловлено внутр. неоднородностями в системе, напр. неоднородностями темп-ры, хим. потенциала, гидродинамич. скорости (термич. возмущения), то можно найти поправки к равновесной ф-ции распределения, зависящие от времени лишь через $T(x,t)$, $\mu_i(x,t)$, $v(x,t)$ и их градиенты. Это позволяет получить систему ур-ний переноса с кинетич. коэф., определяемыми *Грина — Кубо формулами* через временны́е корреляц. ф-ции потоков.

Д. Н. Зубарев.

НЕРАВНОВЕ́СНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ — течение гомогенной или гетерогенной смеси, в к-рой происходят неравновесные физ.-хим. процессы. К числу наиб. часто встречающихся неравновесных процессов относятся неравновесное возбуждение внутр. степеней свободы молекул, неравновесное протекание реакций диссоциации, рекомбинации и ионизации, неравновесная конденсация или испарение, неравновесное движение и теплообмен жидких или твёрдых частиц в газе и т. д. Н. т. имеет место, когда время физ.-хим. процесса сравнимо с характерным газодинамич. временем.

Н. т. наблюдается при обтекании тел, течении в струях и соплах, особенно при околозвуковых и сверхзвуковых скоростях. Напр., хим. реакции в соплах реактивных двигателей протекают неравновесно, поскольку характерное время реакций сравнимо с временем прохождения объёма газа через сопло.

Предельными случаями Н. т. являются равновесное и замороженное. В равновесном течении характерное время физ.-хим. процесса много меньше характерного газодинамич. времени, т. е. принимается, что физ.-хим. процессы происходят мгновенно. В замороженном течении, наоборот, время протекания физ.-хим. процесса много больше характерного газодинамич. времени, т. е. за характерное время перемещения объёма среды химической реакции или физического превращения не успевают совершиться.

При равновесном течении термодинамич. и газодинамич. параметры определяются с привлечением соотношений *термодинамики* равновесных процессов. Так, концентрации реагирующих компонент в таких течениях определяются из закона действующих масс, энергия колебат. степеней свободы вычисляется по ф-ле Эйнштейна, парциальные давления конденсирующихся компонент — по *Клапейрона — Клаузиуса уравнению*, а скорости и темп-ра частиц, присутствующих в газе, принимаются равными скорости и темп-ре газа.

В замороженном течении сохраняются неизменными молярные доли хим. компонент, энергия колебат. степеней свободы, скорости и темп-ры частиц, а процессы конденсации и кристаллизации не происходят.

Н. т. является неизоэнтропическим, в отличие от изоэнтропических равновесного и замороженного течений. Отмеченные выше неравновесные процессы проявляются при высокоскоростных и высокотемпературных течениях газа в соплах реактивных двигателей и аэродинамич. труб, соплах газодинамич. и хим. лазеров, соплах МГД-генераторов, в двигателях внутр. сгорания. Газодинамич. и термодинамич. параметры при Н. т., как правило, являются промежуточными между параметрами равновесного и замороженного течения. Характерный пример Н. т. — течение в соплах при неравновесном протекании хим. реакций. В этом случае из-за того, что хим. энергия в Н. т. выделяется не полностью и частично не передаётся в активные степени свободы и энергию поступат. движения молекул, темп-ра, скорость, давление и поток импульса в Н. т. меньше, чем в равновесном (но больше, чем в замороженном). Наиб. отличие наблюдается в темп-ре и давлении (иногда на десятки процентов), значительно меньше в скорости и потоке импульса. Плотность смеси слабо зависит от характера протекания процесса. Аналогичное поведение параметров наблюдается и при протекании др. неравновесных процессов в соплах.

Для матем. описания Н. т. используется система дифференц. ур-ний газовой динамики, к-рая дополняется т. н. релаксационными (кинетическими) ур-ниями, описывающими исследуемый неравновесный процесс. Так, для описания течений с неравновесными хим. реакциями используются ур-ния хим. кинетики с соответствующей системой реакций и констант скоростей реакций; для течений с колебат. релаксацией — ур-ния для нахождения энергии разл. возбуждённых колебат. мод с соответствующими временами релаксации; для течений с неравновесной конденсацией — ур-ния нуклеации и ур-ния роста зародышей (ф-лы Максвелла или Кнудсена); для двухфазных течений с жидкими или твёрдыми частицами — ур-ния движения и теплообмена частиц с соответствующими коэф. сопротивления и теплообмена.

Лит.: Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Справочник, т. 1—10, М., 1971; Пирумов У. Г., Росляков Г. С., Течения газа в соплах, М., 1978.

У. Г. Пирумов.

НЕРАВНОВЕ́СНЫЕ ФА́ЗОВЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ — переходы многочастичных систем, находящихся вдали от

термодинамич. равновесия, в стационарные состояния с пространств. или временно́й когерентностью. Н. ф. п. связаны с потерей устойчивости исходного бесструктурного состояния, являющегося экстраполяцией равновесного состояния в неравновесные условия, и происходят в результате *бифуркаций*, приводящих к возникновению новых стационарных состояний. Подобные явления имеют место в *открытых системах* и обусловлены флуктуациями, индуцируемыми внеш. воздействием.

Пример Н. ф. п. — возникновение лазерной генерации. С термодинамич. точки зрения *лазер* представляет собой неравновесную систему, т. к. она включает в себя атомы и поле, к-рые связаны с резервуарами, имеющими разл. темп-ры. При слабой накачке активные атомы излучают независимо друг от друга. С увеличением накачки лазер переходит в когерентное состояние, в к-ром все атомы излучают в фазе. При этом обнаруживается аналогия с *фазовыми переходами* 2-го рода. Подобная аналогия имеет место при Н. ф. п. и в др. системах: физических (образование конвективных ячеек Бенара; возникновение осцилляций напряжённости электрич. поля в диоде Ганна), химических (появление *автоколебаний* и *автоволн* при хим. реакциях), биологических (переход в режим ритмич. активности нейтронных ансамблей; образование неоднородных структур при морфогенезе) и т. д. Рассмотрение этих явлений в рамках единого подхода, использующего *Ландау теорию* фазовых переходов и теорию нелинейных колебаний и волн, составляет основу *синергетики*.

При описании Н. ф. п. выделяют самые неустойчивые (критич.) степени свободы. При развитии этих мод и последующей их стабилизации в процессе взаимодействия между собой образуется пространственная или временна́я структура. Нелинейные ур-ния для амплитуд этих возмущений (*параметров порядка*) получаются после исключения из динамич. ур-ний всех остальных мод. В простейшем случае одномодового лазера для зависящей от времени комплексной амплитуды поля излучения φ получим:

$$\partial\varphi/\partial t = a\varphi - 2b\,|\,\varphi\,|^2\,\varphi + F(t), \qquad (1)$$

где a и b — параметры, характеризующие излучение, $F(t)$ — случайная сила, обусловленная флуктуациями. При $a < 0$ можно пренебречь обусловленной диссипацией нелинейностью. В этом случае значение амплитуды φ полностью определяется шумом $F(t)$. Изменение знака линейного по φ слагаемого в (1) приводит к потере устойчивости нулевого (в отсутствие флуктуаций) решения и к появлению нетривиальных устойчивых решений с $|\varphi|^2 = a/2b$, т. е. к возникновению когерентного лазерного излучения, к-рое лишь в незначит. степени нарушается флуктуациями. Т. о., в поведении лазерного излучения при переходе через порог генерации, как и в обычных фазовых переходах 2-го рода, имеет место неустойчивость, приводящая к *спонтанному нарушению симметрии*. Вид стационарного распределения вероятности может зависеть от интенсивности флуктуаций. Напр., в случае т. н. мультипликативного шума, приводящего к появлению в ур-нии (1) слагаемого $g(\varphi)F(t)$, где $g(\varphi)$ — нек-рая ф-ция амплитуды φ, стационарное распределение имеет вид:

$$W(\varphi) \sim g^{-1}(\varphi)\exp\{\Gamma^{-1}\textstyle\int d\varphi'\varphi'(a - 2b\,|\,\varphi'\,|^2)g^{-2}(\varphi')\}.$$

При этом возможна ситуация, когда при малых Γ вероятность имеет один максимум, а при нек-рой критич. интенсивности шума Γ_c появляются два максимума. Поэтому при $\Gamma > \Gamma_c$ система с наиб. вероятностью находится в стационарном состоянии, соответствующем одному из двух максимумов распределения $W(\varphi)$. Расщепление максимума возникает в результате конкуренции между диссипацией, удерживающей систему в стационарном состоянии, не зависящем от шума, и диффузией, к-рая выводит систему из этого состояния. Если считать интенсивность внеш. флуктуаций управляющим параметром, а возникающее расщепление параметром порядка, то подобное явление представляет собой стимулированный шумом Н. ф. п.

Из-за флуктуаций можно говорить лишь о вероятности разл. значений φ. Стационарное распределение является решением *Фоккера — Планка уравнения* [к к-рому можно свести ур-ние (1)] и записывается в виде

$$W \sim \exp(-E\{\varphi\}/\Gamma).$$

Здесь 2Γ — ср. интенсивность случайной силы, а эфф. функционал энергии равен

$$E\{\varphi\} = \frac{1}{2}(-a\,|\,\varphi\,|^2 + b\,|\,\varphi\,|^4). \qquad (2)$$

Это разложение по φ соответствует функционалу Гинзбурга — Ландау для равновесных фазовых переходов 2-го рода.

Рассмотренную модель можно обобщить на бесконечное число мод с непрерывно распределёнными в пространстве параметрами. При этом зависимость корреляц. радиуса флуктуаций поля от степени близости параметров к пороговому значению соответствует температурной зависимости радиуса корреляции при обычных фазовых переходах 2-го рода. Распределение вероятности φ имеет тот же вид, а эфф. энергия совпадает по форме с функционалом Гинзбурга — Ландау для комплексного параметра порядка в феноменологич. теории сверхпроводимости.

В случае конвекции Бенара диссипативная нелинейность функционала энергии обусловлена температурной зависимостью вязкости, к-рая приводит к резонансной связи между тремя гидродинамич. модами с одинаковыми по модулю и развёрнутыми на 60° волновыми векторами. Стационарная конвекция характеризуется одинаковыми амплитудами этих мод, что приводит к образованию конвективной пространств. структуры из гексагональных призматич. ячеек.

В отличие от обычных фазовых переходов, где стабилизация параметра порядка обусловлена увеличением энергии из-за взаимодействия флуктуаций (недиссипативной нелинейностью), в Н. ф. п. стабилизирующее действие оказывает нелинейная диссипация. Поэтому для поддержания стационарного состояния система должна быть открытой, т. к. необходим постоянный приток энергии от внеш. источника.

Известны вещества, где велики одновременно как диссипативные, так и недиссипативные нелинейности. Это сегнетоэлектрич. или жидкие кристаллы с примесями из оптически активных атомов, ионов или молекул, в к-рых существенно взаимное влияние равновесных и неравновесных фазовых переходов. Так, когерентное излучение способно индуцировать обычное упорядочение, и наоборот, обычный фазовый переход приводит к понижению порога генерации и уменьшению длины волны излучения.

Интересны обычные фазовые переходы в случаях, когда упорядочивающая система связана с неравновесной подсистемой, возбуждаемой извне. Напр., в полупроводниках с магн. или сегнетоэлектрич. свойствами фотовозбуждение электронной подсистемы способно не только изменить темп-ру и род фазового перехода, но и перевести его в качественно новый автоколебательный или автоволновой режим.

Примером Н. ф. п. 1-го рода является образование электронно-дырочной жидкости в полупроводниках. Она образуется в виде капель, окружённых газом свободных носителей, когда концентрация носителей, возбуждаемых внеш. воздействием, превышает нек-рое критич. значение.

Н. ф. п. возможны также в нелинейных системах, для к-рых характерна, напр., *оптическая бистабильность*. Переключение между двумя неравновесными состояниями также аналогично равновесному фазовому переходу 1-го рода.

Лит.: Хакен Г., Синергетика, пер. с англ., М., 1980; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория электромагнитных процессов, М., 1980. *Г. Б. Тейтельбаум.*

НЕРАВНОВЕ́СНЫЙ ПРОЦЕ́СС в *термодинамике* и *статистической физике* — физ. процесс, включающий *неравновесные состояния*. Пример: процесс установления равновесия (термодинамич. или статистич.) в изолир. системе, находящейся в неравновесном состоянии. Если в такой системе существуют неоднородное поле темп-р, градиенты концентраций и скоростей упорядоченного движения частиц, то вызванные ими Н. п. *теплопроводности*, *диффузии*, вязкого течения способствуют устранению различия свойств в разных частях системы и установлению равновесия. В неизолир. системах Н. п. могут протекать стационарно (без изменений физ. состояния системы, пример — теплопередача за счёт теплопроводности при пост. разности темп-р). Н. п. является *необратимым процессом*, связанным с производством энтропии. *Д. Н. Зубарев.*

НЕРАЗРЫВНОСТИ УРАВНЕ́НИЕ в гидромеханике — выражает закон сохранения массы для движущейся жидкости (газа). В переменных Эйлера (см. *Эйлера уравнения* гидромеханики) Н. у. имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \boldsymbol{v}) \equiv \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0,$$

и в случае несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$)

$$\operatorname{div} \boldsymbol{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,$$

где t — время, x, y, z — координаты жидкой частицы; v_x, v_y, v_z — проекции её скорости $\boldsymbol{v}$; ρ — плотность. Для одномерного течения вдоль оси (течение в струе, канале, трубе, сопле и т. п. с площадью поперечного сечения S) Н. у. принимает вид

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho S v)}{\partial x} = 0.$$

При установившемся течении это ур-ние даёт $\rho S v = \text{const}$, т. е. закон постоянства расхода.

Н. у. в переменных Лагранжа см. *Лагранжа уравнения* гидромеханики.

НЕ́РВНЫЙ И́МПУЛЬС — волна возбуждения, к-рая распространяется по нервному волокну и служит для передачи информации от периферич. рецепторных (чувствительных) окончаний к нервным центрам, внутри центр. нервной системы и от неё к исполнительным аппаратам — мышцам и железам. Прохождение Н. и. сопровождается переходными электрич. процессами, к-рые можно зарегистрировать как внеклеточными, так и внутриклеточными электродами.

Генерацию, передачу и переработку Н. и. осуществляет нервная система. Осн. структурным элементом нервной системы высших организмов является нервная клетка, или нейрон, состоящий из тела клетки и многочисл. отростков — дендритов (рис. 1). Один из отростков у периферич. нейронов имеет большую длину — это нервное волокно, или аксон, протяжённость к-рого ~ 1 м, а толщина от 0,5 до 30 мкм. Различают два класса нервных волокон: мякотные (миелинизированные) и безмякотные. У мякотных волокон имеется миелиновая оболочка, образованная спец. мембраной, к-рая подобно изоляции накручивается на аксон. Протяжённость участков сплошной миелиновой оболочки составляет от 200 мкм до 1 мм, они прерываются т. н. перехватами Ранвье шириной 1мкм. Миелиновая оболочка играет роль изоляции; нервное волокно на этих участках пассивно, электрически активна только мембрана в перехватах Раньве. Безмякотные волокна не имеют изолир. участков; их структура однородна по всей длине, а мембрана обладает электрич. активностью по всей поверхности.

Нервные волокна заканчиваются на телах или дендритах др. нервных клеток, но отделены от них промежутком шириной ~ 10 нм. Эта область контакта двух клеток наз. синапсом. Входящая в синапс мембрана аксона наз. пресинаптической, а соответствующая мембрана дендритов или мышцы — постсинаптической (см. *Клеточные структуры*).

В нормальных условиях по нервному волокну постоянно бегут серии Н. и., возникающих на дендритах или теле клетки и распространяющихся по аксону в направлении от тела клетки (аксон может проводить Н. и. в обоих направлениях). Частота этих периодич. разрядов несёт информацию о силе вызвавшего их раздражения; напр., при умеренной активности частота ~ 50—100 импульсов/с. Существуют клетки, к-рые разряжаются с частотой ~ 1500 импульсов/с.

Скорость распространения Н. и. v зависит от типа нервного волокна и его диаметра d, $v \sim d^{1/2}$. В тонких волокнах нервной системы человека $v \sim 1$ м/с, а в толстых волокнах $v \sim$ ~ 100—120 м/с.

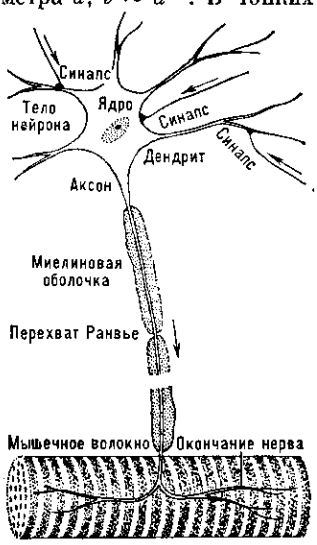


Рис. 1. Схема строения нервной клетки.

Каждый Н. и. возникает в результате раздражения тела нервной клетки или нервного волокна. Н. и. всегда имеет одни и те же характеристики (форму и скорость) независимо от силы раздражения, т. е. при подпороговом раздражении Н. и. не возникает совсем, а при надпороговым — имеет полную амплитуду.

После возбуждения наступает рефрактерный период, в течение к-рого возбудимость нервного волокна снижена. Различают абс. рефрактерный период, когда волокно нельзя возбудить никакими раздражителями, и относит. рефрактерный период, когда возбуждение возможно, но его порог оказывается выше нормы. Абс. рефрактерный период ограничивает сверху частоту передачи Н. и. Нервное волокно обладает свойством аккомодации, т. е. привыкает к постоянно действующему раздражению, что выражается в постепенном повышении порога возбудимости. Это приводит к снижению частоты Н. и. и даже к их полному исчезновению. Если сила раздражения нарастает медленно, то возбуждения может не произойти даже после достижения порога.

Вдоль нервного волокна Н. и. распространяется в виде волны электрич. потенциала. В синапсе происходит смена механизма распространения. Когда Н. и. достигает пресинаптич. окончания, в синаптич. щель выделяется активное хим. вещество — медиатор. Медиатор диффундирует через синаптич. щель и меняет проницаемость постсинаптич. мембраны, в результате чего на ней возникает потенциал, вновь генерирующий распространяющийся импульс. Так действует хим. синапс. Встречается также электрич. синапс, когда след. нейрон возбуждается электрически.

Возбуждение Н. и. Физ. представления о появлении электрич. потенциалов в клетках основаны на т. н. мембранной теории. Клеточные мембраны разделяют растворы электролита разной концентрации и обладают избират. проницаемостью для нек-рых ионов. Так, мембрана аксона представляет собой тонкий слой липидов и белков толщиной ~ 7 нм. Её электрич. сопротивление в состоянии покоя ~ 0,1 Ом·м², а ёмкость ~ 10 мФ/м². Внутри аксона высока концентрация ионов K^+ и мала концентрация ионов Na^+ и Cl^-, а в окружающей среде — наоборот.

В состоянии покоя мембрана аксона проницаема для ионов K^+. Из-за разницы концентраций $C^0_к$ во внеш. и $C^i_к$ во внутр. растворах на мембране устанавливается калиевый мембранный потенциал

$$\varphi_к = (kT/e)\ln\left(C^0_к/C^i_к\right),$$

где T — абс. темп-ра, e — заряд электрона. На мембране аксона действительно наблюдается потенциал покоя ~ -60 мВ, соответствующий указанной ф-ле.

Ионы Na^+ и Cl^- проникают через мембрану. Для поддержания необходимого неравновесного распределения ионов клетка использует систему активного транспорта, на работу к-рой расходуется клеточная энергия. Поэтому состояние покоя нервного волокна не является термодинамически равновесным. Оно стационарно благодаря действию ионных насосов, причём мембранный потенциал в условиях разомкнутой цепи определяется из равенства нулю полного электрич. тока.

Процесс нервного возбуждения развивается следующим образом (см. также *Биофизика*). Если пропустить через аксон слабый импульс тока, приводящий к деполяризации

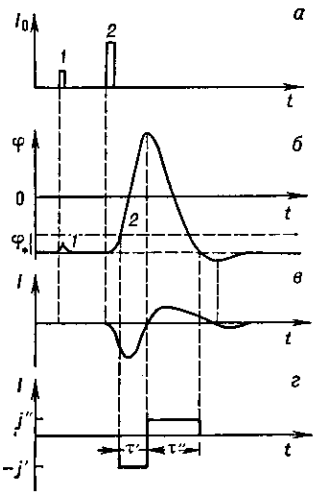


Рис. 2. Развитие потенциала действия в нервном волокне: *а* — подпороговое (*1*) и надпороговое (*2*) раздражения; *б* — мембранный отклик; при надпороговом раздражении проявляется полный потенциал действия; *в* — ионный ток, протекающий через мембрану при возбуждении; *г* — аппроксимация ионного тока в простой аналитической модели.

мембраны, то после снятия внеш. воздействия потенциал монотонно возвращается к исходному уровню. В этих условиях аксон ведёт себя как пассивная электрич. цепь, состоящая из конденсатора и пост. сопротивления.

Если импульс тока превышает нек-рую пороговую величину, потенциал продолжает изменяться и после выключения возмущения; потенциал становится положительным и только потом возвращается к уровню покоя, причём вначале даже несколько проскакивает его (область гиперполяризации, рис. 2). Отклик мембраны при этом не зависит от возмущения; этот импульс наз. **потенциалом действия**. Одновременно через мембрану течёт ионный ток, направленный сначала внутрь, а потом наружу (рис. 2, *в*).

Феноменологич. истолкование механизма возникновения Н. и. было дано А. Л. Ходжкином (A. L. Hodgkin) и А. Ф. Хаксли (A. F. Huxley) в 1952. Полный ионный ток слагается из трёх составляющих: калиевого, натриевого и тока утечки. Когда потенциал мембраны сдвигается на пороговую величину φ_* ($\sim$ 20мВ), мембрана становится проницаемой для ионов Na^+. Ионы Na^+ устремляются внутрь волокна, сдвигая мембранный потенциал, пока он не достигнет величины равновесного натриевого потенциала:

$$\varphi_{Na} = (kT/e)\ln\left(C^0_{Na}/C^i_{Na}\right),$$

составляющего $\sim$ 60 мВ. Поэтому полная амплитуда потенциала действия достигает $\sim$ 120 мВ. К моменту достижения макс. потенциала в мембране начинает развиваться калиевая (и одновременно уменьшаться натриевая) проводимость. В результате натриевый ток сменяется на калиевый, направленный наружу. Этот ток соответствует уменьшению потенциала действия.

Установлены эмпирич. ур-ния для описания натриевого и калиевого токов. Поведение мембранного потенциала при пространственно однородном возбуждении волокна определяется ур-нием:

$$C d\varphi/dt = -I, \qquad (1)$$

где C — ёмкость мембраны, I — ионный ток, слагающийся из калиевого, натриевого и тока утечки. Эти токи определяются пост. эдс $\varphi_к$, φ_{Na} и φ_l и проводимостями $g_к$, g_{Na} и g_l:

$$I = g_{Na}(\varphi - \varphi_{Na}) + g_к(\varphi - \varphi_к) + g_l(\varphi - \varphi_l). \qquad (2)$$

Величину g_l считают постоянной, проводимости g_{Na} и $g_к$ описывают с помощью параметров m, h и n:

$$g_{Na} = \overline{g_{Na}} m^3 h, \quad g_к = \overline{g_к} n^4, \qquad (3)$$

g_{Na}, $g_к$ — постоянные; параметры m, h и n удовлетворяют линейным ур-ниям

$$\begin{aligned} dm/dt &= \alpha_m(1-m) - \beta_m m, \\ dh/dt &= \alpha_h(1-h) - \beta_h h, \\ dn/dt &= \alpha_n(1-n) - \beta_n n. \end{aligned} \qquad (4)$$

Зависимость коэф. α и β от мембранного потенциала φ (рис. 3) выбирают из условия наилучшего совпадения

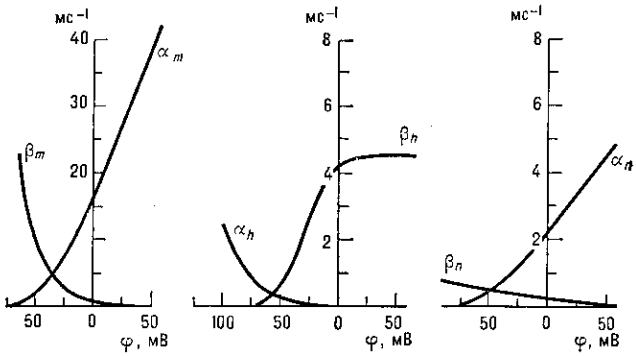


Рис. 3. Зависимость коэффициентов α и β от мембранного потенциала.

расчётных и измеряемых кривых $I(t)$. Этими же соображениями вызван выбор параметров. Зависимость стационарных значений m, h и n от мембранного потенциала приведена на рис. 4. Существуют модели с бо́льшим числом параметров. Т. о., мембрана нервного волокна представляет собой нелинейный ионный проводник, свойства к-рого существенно зависят от электрич. поля. Механизм генерации возбуждения изучен плохо. Ур-ния Ходжкина — Хаксли дают лишь удачное эмпирич. описание явления, за к-рым нет конкретной физ. модели. Поэтому важной задачей является изучение механизмов протекания электрич. тока через мембраны, в частности через управляемые электрич. полем ионные каналы.

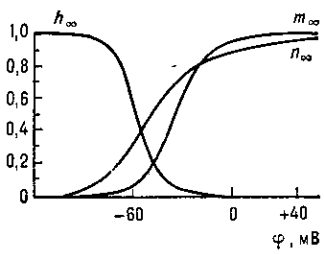


Рис. 4. Зависимость стационарных значений m, h и n от мембранного потенциала.

Распространение Н. и. Н. и. может распространяться вдоль волокна без затухания и с пост. скоростью. Это связано с тем, что необходимая для передачи сигнала энергия не поступает из единого центра, а черпается на месте, в каждой точке волокна. В соответствии с двумя типами волокон существуют два способа передачи Н. и.: непрерывный и сальтаторный (скачкообразный), когда импульс движется от одного перехвата Ранвье к

другому, перепрыгивая через области миелиновой изоляции.

В случае немиелинизир. волокна распределение мембранного потенциала $\varphi(x, t)$ определяется ур-нием:

$$C d\varphi/dt = R^{-1}\partial^2\varphi/\partial x^2 - I, \qquad (5)$$

где C — ёмкость мембраны, приходящаяся на единицу длины волокна, R — сумма продольных (внутриклеточного и внеклеточного) сопротивлений на единицу длины волокна, I — ионный ток, протекающий через мембрану волокна единичной длины. Электрич. ток I является функционалом от потенциала φ, к-рый зависит от времени t и координаты x. Эта зависимость определяется ур-ниями (2)—(4).

Вид функционала I специфичен для биологически возбудимой среды. Однако ур-ние (5), если отвлечься от вида I, имеет более общий характер и описывает многие физ. явления, напр. процесс горения. Поэтому передачу Н. и. уподобляют горению порохового шнура. Если в бегущем пламени процесс поджигания осуществляется за счёт теплопроводности, то в Н. и. возбуждение происходит при помощи т. н. локальных токов (рис. 5).

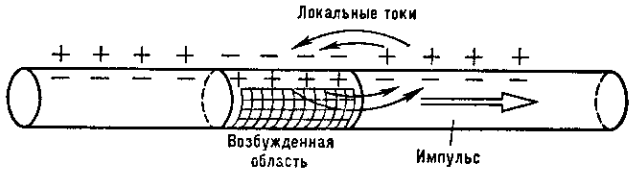


Рис. 5. Локальные токи, обеспечивающие распространение нервного импульса.

Ур-ния Ходжкина — Хаксли для распространения Н. и. решались численно. Полученные решения вместе с накопленными эксперим. данными показали, что распространение Н. и. не зависит от деталей процесса возбуждения. Качеств. картину распространения Н. и. можно получить при помощи простых моделей, отражающих лишь общие свойства возбуждения. Такой подход позволил рассчитывать скорость и форму Н. и. в однородном волокне, их изменение при наличии неоднородностей и даже сложные режимы распространения возбуждения в активных средах, напр. в сердечной мышце. Существует неск. матем. моделей подобного рода. Простейшая из них такова. Ионный ток, протекающий через мембрану при прохождении Н. и., является знакопеременным: вначале он течёт внутрь волокна, а потом наружу. Поэтому его можно аппроксимировать кусочно-постоянной ф-цией (рис. 2, *г*). Возбуждение происходит, когда мембранный потенциал сдвигается на пороговую величину φ_*. В этот момент возникает ток, направленный внутрь волокна и равный по модулю j'. Спустя время τ' ток меняется на противоположный, равный j''. Эта фаза продолжается в течение времени $\sim \tau''$. Автомодельное решение ур-ния (5) можно найти как ф-цию переменной $t = x/v$, где v — скорость распространения Н. и. (рис. 2, *б*).

В реальных волокнах время τ' достаточно велико, поэтому только оно определяет скорость v, для к-рой справедлива ф-ла: $v = (j'/\varphi_* RC^2)^{1/3}$. Учитывая, что $j' \sim d$, $R \sim d^2$ и $C \sim d$, где d — диаметр волокна, находим в согласии с экспериментом, что $v \sim d^{1/2}$. С помощью кусочно-постоянной аппроксимации находят форму потенциала действия.

Ур-ние (5) для распространяющегося Н. и. в действительности допускает два решения. Второе решение оказывается неустойчивым; оно даёт Н. и. со значительно меньшей скоростью и амплитудой потенциала. Наличие второго, неустойчивого, решения имеет аналогию в теории горения. При распространении пламени с боковым теплоотводом также возможно возникновение неустойчивого режима. Простую аналитич. модель Н. и. можно усовершенствовать, учитывая дополнит. детали.

При изменении сечения и при ветвлении нервных волокон прохождение Н. и. может быть затруднено или даже полностью блокировано. В расширяющемся волокне (рис. 6) скорость импульса по мере приближения к расширению убывает, а после расширения начинает расти, пока не выйдет на новое стационарное значение. Замедление Н. и. тем сильнее, чем больше разница в сечениях. При достаточно большом расширении Н. и. останавливается. Существует критич. расширение волокна, к-рое задерживает Н. и.

При обратном движении Н. и. (из широкого волокна в узкое) блокирования не происходит, но изменение скорости носит противоположный характер. При подходе к сужению скорость Н. и. увеличивается, а затем начинает спадать до нового стационарного значения. На графике скорости (рис., 6*а*) получается своего рода петля гистерезиса.

Другой тип неоднородности — ветвление волокон. В узле ветвления возможны разл. варианты прохождения и блокирования импульсов. При несинхронном под-

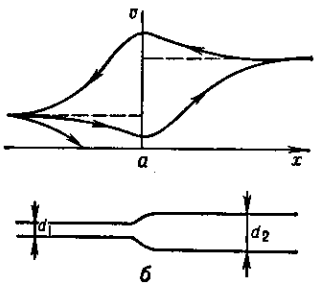


Рис. 6. Прохождение нервных импульсов по расширяющемуся волокну: *а* — изменение скорости импульса в зависимости от его направления; *б* — схематическое изображение расширяющегося волокна.

ходе Н. и. условие блокирования зависит от временно́го сдвига. Если временной сдвиг между импульсами мал, то они помогают друг другу проникнуть в широкое третье волокно. Если сдвиг достаточно велик, то Н. и. мешают друг другу. Связано это с тем, что Н. и., подошедший первым, но не сумевший возбудить третье волокно, частично переводит узел в рефрактерное состояние. Кроме того, возникает эффект синхронизации: по мере приближения Н. и. к узлу их запаздывание друг относительно друга уменьшается.

Взаимодействие Н. и. Нервные волокна в организме объединены в пучки или нервные стволы, образующие подобие многожильного кабеля. Все волокна в пучке представляют собой самостоят. линии связи, но имеют один общий «провод» — межклеточную жидкость. Когда по любому из волокон бежит Н. и., он создаёт в межклеточной жидкости электрич. поле, к-рое влияет на мембранный потенциал соседних волокон. Обычно такое влияние пренебрежимо мало и линии связи работают без взаимных помех, но оно проявляется в патологич. и искусств. условиях. Обрабатывая нервные стволы спец. хим. веществами, удаётся наблюдать не только взаимные помехи, но и передачу возбуждения в соседние волокна.

Известны эксперименты по взаимодействию двух нервных волокон, помещённых в ограниченный объём внеш. раствора. Если по одному из волокон бежит Н. и., то одновременно изменяется возбудимость второго волокна. Изменение проходит три стадии. Вначале возбудимость второго волокна падает (повышается порог возбуждения). Это уменьшение возбудимости опережает потенциал действия, бегущий по первому волокну, и длится примерно до тех пор, пока потенциал в первом волокне не достигнет максимума. Затем возбудимость растёт, эта стадия совпадает по времени с процессом уменьшения потенциала в первом волокне. Возбудимость ещё раз уменьшается, когда в первом волокне происходит небольшая гиперполяризация мембраны.

При одноврем. прохождении Н. и. по двум волокнам иногда удавалось достигнуть их синхронизации. Несмотря на то что собств. скорости Н. и. в разных волок-

нах различны, при их одноврем. возбуждении мог возникнуть коллективный Н. и. Если собств. скорости были одинаковы, то коллективный импульс имел меньшую скорость. При заметном отличии собств. скоростей коллективная скорость имела промежуточное значение. Синхронизоваться могли лишь Н. и., скорости к-рых отличались не слишком сильно.

Матем. описание этого явления даётся системой ур-ний для мембранных потенциалов двух параллельных волокон φ_1 и φ_2:

$$C_1\frac{\partial\varphi_1}{\partial t}=\frac{R_2+R_3}{\gamma}\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial x^2}-\frac{R_3}{\gamma}\frac{\partial^2\varphi_2}{\partial x^2}-I_1,$$
$$C_2\frac{\partial\varphi_2}{\partial t}=-\frac{R_3}{\gamma}\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial x^2}+\frac{R_1+R_3}{\gamma}\frac{\partial^2\varphi_2}{\partial x^2}-I_2, \quad (6)$$

где R_1 и R_2 — продольные сопротивления первого и второго волокон, R_3 — продольное сопротивление внешней среды, $\gamma=R_1R_2+R_1R_3+R_2R_3$. Ионные токи I_1 и I_2 можно описать той или иной моделью нервного возбуждения.

При использовании простой аналитич. модели решение приводит к след. картине. Когда возбуждается одно волокно, в соседнем наводится знакопеременный мембранный потенциал: вначале волокно гиперполяризуется, затем деполяризуется и, наконец, ещё раз гиперполяризуется. Эти три фазы соответствуют понижению, повышению и новому понижению возбудимости волокна. При нормальных значениях параметров сдвиг мембранного потенциала во второй фазе в сторону деполяризации не достигает порога, поэтому передачи возбуждения в соседнее волокно не происходит. При одноврем. возбуждении двух волокон система (6) допускает совместное автомодельное решение, к-рое соответствует двум Н. и., движущимся с одинаковой скоростью на пост. расстоянии друг от друга. Если впереди находится медленный Н. и., то он притормаживает быстрый импульс, не выпуская его вперёд; оба движутся с относительно малой скоростью. Если же впереди находится быстрый Н. и., то он подтягивает за собой медленный импульс. Коллективная скорость оказывается близкой к собств. скорости быстрого импульса. В сложных нейронных структурах возможно появление *автоволн*.

Возбудимые среды. Нервные клетки в организме объединены в нейронные сети, к-рые в зависимости от частоты ветвления волокон разделяют на редкие и густые. В редкой сети отд. элементы возбуждаются независимо друг от друга и взаимодействуют только в узлах ветвления, как описано выше.

В густой сети возбуждение охватывает сразу много элементов, так что их детальная структура и способ соединения между собой оказываются несущественными. Сеть ведёт себя как непрерывная возбудимая среда, параметры к-рой определяют возникновение и распространение возбуждения.

Возбудимая среда может быть трёхмерной, хотя чаще её рассматривают как двумерную поверхность. Возбуждение, возникшее в к.-л. точке поверхности, распространяется во все стороны в виде кольцевой волны. Волна возбуждения может огибать препятствия, но не может от них отражаться, не отражается она и от границы среды. При столкновении волн между собой происходит их взаимное уничтожение; пройти друг сквозь друга эти волны не могут из-за наличия позади фронта возбуждения рефракторной области.

Примером возбудимой среды является сердечный нервно-мышечный синцитий — объединение нервных и мышечных волокон в единую проводящую систему, способную передавать возбуждение в любом направлении. Нервно-мышечные синцитии сокращаются синхронно, подчиняясь волне возбуждения, к-рую посылает единый управляющий центр — водитель ритма. Единый ритм иногда нарушается, возникают аритмии. Один из таких режимов наз. трепетанием предсердий: это автономные сокращения, вызванные циркуляцией возбуждения вокруг препятствия, напр. верхней или нижней вены. Для возникновения подобного режима периметр препятствия должен превышать длину волны возбуждения, равную в предсердии человека ~ 5 см. При трепетании происходит периодич. сокращение предсердий с частотой 3—5 Гц. Более сложный режим возбуждения представляет собой фибрилляция желудочков сердца, когда отд. элементы сердечной мышцы начинают сокращаться без внеш. команды и без связи с соседними элементами с частотой ~ 10 Гц. Фибрилляция приводит к прекращению циркуляции крови.

Возникновение и поддержание спонтанной активности возбудимой среды неразрывно связаны с возникновением источников волн. Простейший источник волн (группа спонтанно возбуждающихся клеток) может обеспечить периодич. пульсацию активности, так устроен водитель ритма сердца.

Источники возбуждения могут возникать и за счёт сложной пространств. организации режима возбуждения, напр. ревербератор типа вращающейся спиральной волны, появляющийся в простейшей возбудимой среде. Другой вид ревербератора возникает в среде, состоящей из элементов двух типов с разными порогами возбуждения; ревербератор периодически возбуждает то одни, то другие элементы, меняя при этом направление своего движения и порождая плоские волны.

Третий вид источника — ведущий центр (источник эха), к-рый появляется в среде, неоднородной по рефрактерности или порогу возбуждения. В этом случае на неоднородности возникает отражённая волна (эхо). Наличие подобных источников волн приводит к появлению сложных режимов возбуждения, исследуемых в теории автоволн.

Лит.: Ходжкин А., Нервный импульс, пер. с англ., М., 1965; Катц Б., Нерв, мышца и синапс, пер. с англ., М., 1968; Ходоров Б. И., Проблема возбудимости, Л., 1969; Тасаки И., Нервное возбуждение, пер. с англ., М., 1971; Маркин В. С., Пастушенко В. Ф., Чизмаджев Ю. А., Теория возбудимых сред, М., 1981. *В. С. Маркин.*

НЕ́РНСТА ТЕОРЕ́МА — то же, что *Третье начало термодинамики*.

НЕ́РНСТА ЭФФЕ́КТ (продольный гальванотермомагнитный эффект) — появление в проводнике, по к-рому течёт ток $\boldsymbol{j}$, находящемся в магн. поле $\boldsymbol{H}\perp\boldsymbol{j}$, градиента темп-ры ∇T, направленного вдоль тока $\boldsymbol{j}$; градиент темп-ры не меняет знак при изменении направления поля $\boldsymbol{H}$ на обратное (чётный эффект). Открыт В. Г. Нернстом (W. H. Nernst) в 1886. Н. э. возникает в результате того, что перенос тока (поток носителей заряда) сопровождается потоком тепла. Фактически Н. э. представляет собой *Пельтье эффект* в условиях, когда возникающая на концах образца разность темп-р приводит к компенсации потока тепла, связанного с током $\boldsymbol{j}$, потоком тепла за счёт теплопроводности. Н. э. наблюдается также и в отсутствие магн. поля.

НЕ́РНСТА—ЭТТИНГСХАУЗЕНА ЭФФЕ́КТ — появление электрич. поля $E_{\text{нэ}}$ в проводнике, в к-ром есть градиент темп-ры ∇T, в направлении, перпендикулярном магн. полю $\boldsymbol{H}$. Различают поперечный и продольный эффекты.

Поперечный Н.—Э. э. состоит в появлении электрич. поля $E_{\text{нэ}}^{\perp}$ (разности потенциалов $V_{\text{нэ}}^{\perp}$) в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$ и ∇T. В отсутствие магн. поля термоэлектрич. поле компенсирует поток носителей заряда, создаваемый градиентом темп-ры, причём компенсация имеет место лишь для полного тока: электроны с энергией, большей средней (горячие), движутся от горячего конца образца к холодному, электроны с энергией, меньшей средней (холодные),— в противоположном направлении. Сила Лоренца, отклоняет эти группы носителей в направлении, перпендикулярном ∇T и магн. полю, в разные стороны; угол отклонения (угол Холла) определяется временем релаксации τ данной группы носителей, т. е. различается для горячих и холодных носителей, если τ зависит от энергии. При этом токи холодных и горячих носителей в поперечном направле-

нии ($\perp\nabla T$ и $\perp H$) не могут компенсировать друг друга. Это приводит к появлению поля $E^{\perp}_{\text{нэ}}$, величина к-рого определяется из условия равенства 0 суммарного тока $j = 0$.

Величина поля $E^{\perp}_{\text{нэ}}$ зависит от ∇T, H и свойств вещества, характеризующихся коэф. Нернста—Эттингсхаузена $N_{\perp}$:

$$E^{\perp}_{\text{нэ}} = N_{\perp}\nabla T H.$$

В *полупроводниках* под действием ∇T носители заряда разных знаков движутся в одну сторону, а в магн. поле отклоняются в противоположные стороны. В результате направление поля Нернста — Эттингсхаузена, создаваемого зарядами разного знака, не зависит от знака носителей. Это существенно отличает поперечный Н.—Э. э. от *Холла эффекта*, где направление поля Холла различно для зарядов разного знака.

Т. к. коэф. $N_{\perp}$ определяется зависимостью времени τ релаксации носителей от их энергии $\mathscr{E}$, то Н.—Э. э. чувствителен к механизму *рассеяния носителей заряда*. Рассеяние носителей заряда уменьшает влияние магн. поля. Если $\tau \sim \mathscr{E}^r$, то при $r > 0$ горячие носители рассеиваются реже холодных и направление поля $E^{\perp}_{\text{нэ}}$ определяется направлением отклонения в магн. поле горячих носителей. При $r < 0$ направление $E^{\perp}_{\text{нэ}}$ противоположно и определяется холодными носителями.

В *металлах*, где ток переносится электронами с энергией в интервале $\sim kT$ вблизи *Ферми поверхности*, величина $N_{\perp}$ задаётся производной $\partial\tau/\partial\mathscr{E}$ на Ферми-поверхности $\mathscr{E}_F = \text{const}$ (обычно у металлов $N_{\perp} > 0$, но, напр., у меди $N_{\perp} < 0$).

Измерения Н.—Э. э. в полупроводниках позволяют определить r, т. е. восстановить ф-цию $\tau(\mathscr{E})$. Обычно при высоких темп-рах в области собств. проводимости полупроводника $N_{\perp} < 0$ из-за рассеяния носителей на оптич. фононах. При понижении темп-ры возникает область с $N_{\perp} > 0$, соответствующая примесной проводимости и рассеянием носителей гл. обр. на фононах ($r < 0$). При ещё более низких T доминирует рассеяние на ионизов. примесях с $N_{\perp} < 0$ ($r > 0$).

В слабых магн. полях ($\omega_c\tau \ll 1$, где ω_c — *циклотронная частота* носителей) $N_{\perp}$ не зависит от H. В сильных полях ($\omega_c\tau \gg 1$) коэф. $N_{\perp}$ пропорц. $1/H^2$. В анизотропных проводниках коэф. $N_{\perp}$ — тензор. На величину $N_{\perp}$ влияют увлечение электронов фотонами (увеличивает $N_{\perp}$), анизотропия Ферми-поверхности и др.

Продольный Н.—Э. э. состоит в возникновении электрич. поля $E^{\parallel}_{\text{нэ}}$ (разности потенциалов $V^{\parallel}_{\text{нэ}}$) вдоль ∇T при наличии $H \perp \nabla T$. Т. к. вдоль ∇T существует термоэлектрич. поле $E^{\alpha} = \alpha\nabla T$, где α — коэф. термоэлектрич. поля, то возникновение дополнит. поля вдоль ∇T равносильно изменению поля E^{α} при наложении магн. поля:

$$E^{\parallel}_{\text{нэ}} = E^{\alpha}(H) - E^{\alpha}(0) = N_{\parallel}\,\alpha H^2\nabla T,$$

$$N_{\parallel} = \frac{\alpha(H) - \alpha(0)}{\alpha(0)H^2} = \frac{1}{H^2}\frac{\Delta\alpha}{\alpha(0)}.$$

Магн. поле, искривляя траектории электронов (см. выше), уменьшает их длину свободного пробега l в направлении ∇T. Т. к. время свободного пробега (время релаксации τ) зависит от энергии электронов $\mathscr{E}$, то уменьшение l неодинаково для горячих и холодных носителей: оно меньше для той группы, для к-рой τ меньше. Т. о., магн. поле меняет роль быстрых и медленных носителей в переносе энергии, и термоэлектрич. поле, обеспечивающее отсутствие переноса заряда при переносе энергии, должно измениться. При этом коэф. $N_{\parallel}$ также зависит от механизма рассеяния носителей. Термоэлектрич. ток растёт, если τ падает с ростом энергии носителей $\mathscr{E}$ (при рассеянии носителей на акустич. фононах), или уменьшается, если τ увеличивается с увеличением $\mathscr{E}$ (при рассеянии на примесях). Если электроны с разными энергиями имеют одинаковое τ, эффект исчезает ($N_{\parallel} = 0$). Поэтому в металлах, где диапазон энергий электронов, участвующих в процессах переноса, мал ($\sim kT$), $N_{\parallel}$ мало: $N_{\parallel} \sim kT/\mathscr{E}_F \ll 1$. В полупроводнике с двумя сортами носителей $N_{\parallel} \sim \mathscr{E}_g/kT$. При низких темп-рах $N_{\parallel}$ может также возрастать из-за влияния увлечения электронов фононами. В сильных магн. полях полное термоэлектрич. поле в магн. поле «насыщается» и не зависит от механизма рассеяния носителей. В ферромагн. металлах Н.—Э. э. имеет особенности, связанные с наличием спонтанной намагниченности.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Цидильковский И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1960; Кондорский Е. И., К теории явления Нернста — Эттингсхаузена у ферромагнитных металлов, «ЖЭТФ», 1963, т. 45, с. 510; Киреев П. С., Физика полупроводников, 2 изд., М., 1975.

М. С. Бреслер.

НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД — электрич. ток в газах, существующий при заданной разности потенциалов лишь при наличии внеш. ионизатора (см. *Электрические разряды в газах*).

НЕСОРАЗМЁРНАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУ́РА (несоизмеримая структура; др. названия: винтовая, спиральная, геликоидальная, длиннопериодическая, модулированная) — тип магн. упорядочения в кристаллах, при к-ром периоды магн. упорядочения хотя бы в одном направлении несоизмеримы с периодами кристаллич. решётки. Существование Н. м. с. связано с тем, что значения магн. периодов зависят от внеш. условий (темп-ры, давления и др.) и пробегают при изменении этих условий нек-рый непрерывный интервал значений как несоизмеримых, так и соизмеримых с периодами кристаллич. решётки (описание магн. структур, в т. ч. и Н. м. с., на языке *волновых векторов* $\mathbf{k}$ дано в ст. *Магнитная атомная структура*).

Причины возникновения Н. м. с. разл. типов состоят в конкуренции взаимодействий, стремящихся установить разл. соизмеримые магн. структуры (напр., ферромагнитные и антиферромагнитные). В частности, в металлич. магнетиках это находит своё выражение в спиральных структурах, обусловленных осциллирующим *РККИ-обменным взаимодействием*; в магнетиках с локализованными магн. моментами спиральная магн. структура часто реализуется в результате конкуренции обменных взаимодействий разных знаков между ближайшими и вторыми соседями (т. н. обменная спираль); встречаются и более сложные случаи обменно-релятивистских спиралей.

Типичное эксперим. проявление Н. м. с.— наличие на магн. нейтронограмме пары (или неск. пар) равноотстоящих слабых пиков-сателлитов, обрамляющих структурный брэгговский пик (см. *Магнитная нейтронография*). Расстояние же до сателлитов на нейтронограмме непосредственно связано с величиной магн. периода. В общем случае волновой вектор Н. м. с. можно представить в виде $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \delta\mathbf{k}$, где $|\mathbf{k}_0| = 2\pi/na$ (n — целое число, a — постоянная решётки). Величина $\mathbf{k}_0$ определяет центр группы сателлитов, а $\delta\mathbf{k}$ зависит от темп-ры и является мерой удалённости сателлитов от центра.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Изюмов Ю. А., Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, М., 1987.

В. Е. Найш.

НЕСОРАЗМЁРНАЯ СТРУКТУ́РА — суперпозиция неск. периодич. структур, в к-рой хотя бы одно из отношений периодов разл. составляющих λ непрерывно зависит от внеш. условий, напр. темп-ры T. При непрерывном изменении T эта величина может «пробегать» иррациональные значения. Н. с. широко распространены в природе. Это нек-рые *сегнетоэлектрики*, *пироэлектрики*, *интеркалированные соединения* графита, адсорбир. монослои, *несоразмерные магнитные структуры* и др.

Н. с. можно описывать как пространств. модуляцию («замороженную волну») нек-рого параметра, напр.

магн. момента (синусоидальные и геликоидальные магнитные структуры); плотности спинов (см. *Спиновой плотности волны*); плотности электрич. заряда (см. *Волны зарядовой плотности*); степени упорядочения в сплавах (периодич. структуры антифазных доменов); смещений ионов относительно их положений в исходной фазе; угла наклона молекул в слое смектич. *жидкого кристалла* (киральные смектики) и т. п.

При иррациональном отношении периода «замороженной волны» к периоду осн. структуры термодинамич. потенциал системы не меняется при сдвиге «замороженной волны» как целого (изменением её фазы). Это означает, что Н. с. относится к вырожденным системам, энергия к-рых не меняется при однородном по объёму изменении нек-рой фазы.

Одно из проявлений вырожденности Н. с.— наличие в ней наряду с обычными акустич. фононными ветвями (см. *Колебания кристаллической решётки*) дополнит. акустич. ветвей (от 1 до 3) с частотой ω, обращающейся в 0 при стремлении к 0 волнового вектора $\mathbf{k}$. Такие возбуждения наз. *фазонами*. В отличие от акустич. фонона частота длинноволнового фазона меньше коэф. затухания и возбуждение носит не колебательный, а релаксац. характер. Это объясняется тем, что даже при сдвиге «замороженной волны», переводящем кристалл в энергетически эквивалентное состояние, происходят смещения атомов в Н. с. друг относительно друга и, следовательно, при конечной скорости этого сдвига имеет место диссипация энергии. Наличие фазона проявляется при неупругом рассеянии излучений, а также в особенностях спин-решёточной релаксации.

Др. важным следствием вырожденности Н. с. является влияние на их свойства дефектов кристалла. Если энергия дефекта зависит от параметра, модуляция к-рого описывает Н. с., дефект фиксирует фазу «замороженной волны» в точке своей локализации. В результате при конечной концентрации случайно расположенных дефектов Н. с. искажается. При этом дальний порядок в Н. с. отсутствует, т. е. дифракц. максимумы, отвечающие «замороженной волне», должны иметь конечную ширину даже в бесконечном кристалле. Это — результат того, что возмущения, вносимые в Н. с. дефектом, медленно спадают по мере удаления от дефекта ($\sim r^{-1}$).

Рассмотрим изолированный неподвижный дефект в Н. с. Смещение «замороженной волны» как целого связано для такой системы с проигрышем в энергии, т. е. «волна» не находится больше в безразличном равновесии. Возникает захват «волны». Др. словами, фазон перестаёт быть возбуждением с частотой $\omega \to 0$ при $\mathbf{k} \to 0$, т. е. в спектре фазона возникает энергетич. щель. Сказанное справедливо для $T = 0$К. Т. к. фаза «волны» определена неоднозначно, изменение её локального значения на $2\pi n$ (n — целое число) не изменяет энергии дефекта. Т. о., дефект закрепляет «волну» не вполне жёстко: допускаются скачкообразные её перемещения относительно дефекта с переходом через энергетич. барьер. При $T > 0$ К такие перемещения возможны в результате термоактивац. процесса при сколь угодно слабой силе, стремящейся сместить волну, т. е. щель для фазона, строго говоря, отсутствует. В системе с конечной концентрацией дефектов Н. с. имеет множество метастабильных состояний. Поэтому приближение к равновесию в Н. с. с дефектами обладает особенностями, характерными для *стёкол*, в частности, имеет место долговрем. релаксация, не описываемая простыми экспоненциальными зависимостями от времени.

Долговрем. релаксация проявляется в гистерезисе, напр. для температурной зависимости периода волны λ (в единицах постоянной решётки осн. структуры). Наблюдаются две разл. зависимости $\lambda(T)$ для нагревания и охлаждения. Это означает, что в обоих случаях наблюдаются неравновесные структуры. Если фиксировать T в течение долгого времени (иногда сотни ч), то λ приближается к равновесному значению, промежуточному между значениями, соответствующими нагреванию и охлаждению. Релаксация λ отличается от экспоненциальной. Если после нек-рого охлаждения кристалла начать нагревание, то λ остаётся постоянным до тех пор, пока не будет достигнута кривая нагревания, и затем λ изменяется в соответствии с этой кривой (аналогично при переходе от нагревания к охлаждению). Это означает, что заметное изменение периода Н. с. λ происходит только при конечной величине перегрева или переохлаждения. При переходе от охлаждения кристалла к нагреву λ начинает изменяться лишь с нек-рой величины перегрева.

Возможны также др. эффекты в Н. с., связанные с диффузией дефектов. При длит. выдержке кристалла при данном T дефекты перераспределяются, собираясь в наиб. энергетически выгодных участках «волны». «Замороженная волна» дефектов может затем долгое время сохраняться в кристалле, и момент прохождения той темп-ры, при к-рой происходило формирование этой «волны», отмечается по особенностям в температурной зависимости разл. величин.

Кроме взаимодействия «волны» с дефектами кристалла структура Н. с. в большой мере определяется взаимодействием «волны» с осн. структурой. В трёхмерных системах благодаря этому взаимодействию Н. с. в строгом смысле слова не существуют даже в идеальном кристалле. Можно показать, что при иррациональном отношении λ периода «замороженной волны» к периоду осн. структуры система обладает бо́льшим термодинамич. потенциалом, чем при любом рациональном значении λ, бесконечно близком к данному иррациональному. Поэтому при данной T существует бесконечное кол-во устойчивых фаз с разл. (рациональными) значениями λ. При изменении T равновесная система должна испытать бесконечное число фазовых переходов между этими соразмерными (С) структурами. В большинстве случаев, однако, скачки разл. величин, напр. теплоёмкости, при таких переходах оказываются столь малыми, что свойства системы неотличимы от свойств Н. с. В двумерных системах влияние осн. структуры ослаблено из-за тепловых флуктуаций (роль к-рых возрастает при переходе к системам меньшей размерности). При конечной T устойчивыми оказываются только соразмерные фазы с не очень большим отношением периодов. На фазовой диаграмме с ними граничат особые Н. с. с «квазиидальным порядком», когда соответствующие корреляц. функции обнаруживают не простое осцилляц. поведение (как для периодич. структуры), а с амплитудой осцилляций, убывающей с расстоянием по степенно́му закону.

В бо́льшинстве случаев Н. с. наблюдаются как промежуточная фаза, расположенная на фазовой диаграмме между двумя соразмерными фазами, причём группы симметрии этих фаз связаны соотношением группа—подгруппа. Более симметричную фазу наз. обычно нормальной (Н), менее симметричную — соразмерной (С). Характер Н. с. претерпевает заметную эволюцию при изменении внеш. параметров. Наиб. типичным является случай, когда вблизи темп-ры перехода из Н-фазы ($T = T_i$) распределение соответствующего параметра в «замороженной волне» имеет синусоидальный характер. При удалении от T_i увеличиваются вклад высших гармоник в пространств. распределение этого параметра и Н. с. становится похожей на периодич. структуру домéнов С-фазы (говорят также о периодич. решётке *солитонов*, обозначая термином «солитон» границу доменов). При приближении к переходу в С-фазу ($T = T_c$) расстояние между солитонами увеличивается. Если оно стремится к бесконечности, происходит непрерывный переход в С-фазу. В большинстве случаев, однако, переход в С-фазу носит скачкообразный характер.

Для описания свойств Н. с. вблизи T_c полезна след. картина её образования. Рассмотрим домéнную границу в С-фазе. При определённых условиях её энергия может изменить знак, став отрицательной. В системе начнётся размножение домéнных границ, их равновесная

концентрация будет определяться конкуренцией между собств. энергией границ и энергией их взаимодействия. Если это взаимодействие носит характер отталкивания для всех расстояний между границами, то при переходе в область, где энергия границ отрицательна, их концентрация изменяется непрерывно, возрастая от нулевого значения. Если же имеет место притяжение между границами, то концентрация границ скачкообразно увеличивается до конечной величины.

Частным случаем Н. с. является решётка вихрей в сверхпроводнике второго рода. Пространственно неоднородные структуры, характер к-рых определяется граничными условиями (напр., доменная структура в пластине сегнетоэлектрика или ферромагнетика), обычно не относят к Н. с., подчёркивая тем самым, что период и др. характеристики последних определяются параметрами вещества, а не его геометрией.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, § 52; Струков Б. А., Леванюк А. П., Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М., 1983; Брус А., Каули Р., Структурные фазовые переходы, пер. с англ., М., 1984; Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984; Incommensurate phases in dielectrics, v. 1 — Fundamentals, v. 2 — Materials, Amst., 1986.

А. П. Леванюк.

НЕСОХРАНЕ́НИЕ ЧЁТНОСТИ В ЯДРАХ — отсутствие определённой чётности ядерных волновых ф-ций по отношению к пространств. отражению (*P*-инверсии), т. е. по отношению к одноврем. изменению направлений всех координатных осей на противоположные (см. *Чётность*). Причиной Н. ч. в я. является *слабое взаимодействие* между составляющими ядро нуклонами (нейтронами и протонами). Ядерные силы с учётом слабого взаимодействия представляются в виде суммы доминирующего *P*-чётного вклада *сильного взаимодействия* и малой *P*-нечётной добавки слабого взаимодействия. Относит. величина (F) слабых межнуклонных сил в ядре определяется константой слабого взаимодействия $G = 10^{-5}/m^2$ (m — масса нуклона) и безразмерной массой *пиона* μ, характеризующей межнуклонные расстояния $1/\mu$ в ядре:

$$F = 10^{-5}(\mu/m)^2 \approx 2\cdot 10^{-7}.$$

В результате модули волновой ф-ции ядра до и после *P*-инверсии отличаются друг от друга, вообще говоря, на относит. величину $\sim 10^{-7}$. Малость эффекта затрудняет его эксперим. исследование.

Несохранение чётности на уровне порядка 10^{-7} было зарегистрировано непосредственно в нуклон-нуклонном взаимодействии (1980) при рассеянии поляризов. протонов на поляризов. протонной мишени [1]. Однако открытие Н. ч. в я. было сделано раньше (1964). Оно стало возможным благодаря тому, что в ряде случаев есть усиление эффектов Н. ч. в я., предсказанное теоретически [2,3]. Известны три источника такого усиления — динамич., кинематич. и структурное.

Динамическое усиление. Если пренебречь слабым взаимодействием, то ядерному состоянию a с определённой чётностью отвечает волновая ф-ция ψ_a. При его учёте волновая ф-ция имеет вид суперпозиции, содержащей помимо ψ_a небольшую примесь состояний с чётностью, противоположной чётности ψ_a, причём наиб. вклад в примесь даёт волновая ф-ция ψ_b ближайшего по энергии состояния b ядра:

$$\psi = \psi_a + \alpha\psi_b. \qquad (1)$$

Здесь $\alpha = \langle b|H_w|\,a\rangle/(\mathscr{E}_a - \mathscr{E}_b)$, $\langle b\,|H_k|\,a\rangle$ — матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия между нуклонами, $\mathscr{E}_a$, $\mathscr{E}_b$ — энергии состояний a и b. При отсутствии усиления $\alpha = F \sim 10^{-7}$. Если энергии $\mathscr{E}_a$ и $\mathscr{E}_b$ близки, то $\mathscr{E}_a - \mathscr{E}_b$ мало, что может усиливать примесь состояний с противоположной чётностью в 10^2 — 10^3 раз, т. е. до величины $\sim 10^{-4}$. Благоприятные условия для динамич. усиления возникают в тяжёлых ядрах, где плотность энергетич. уровней велика, а расстояния между уровнями малы.

Кинематическое усиление. Амплитуда M ядерной реакции (см. *Амплитуда процесса*) или γ-перехода между ядерными состояниями с образованием или распадом состояния с неопределённой чётностью может быть представлена в виде суммы:

$$M = M_a + \alpha M_b, \qquad (2)$$

здесь M_a и M_b — амплитуды процесса (в пренебрежении слабым взаимодействием), соответствующие образованию или распаду состояний a и b, обладающих противоположными чётностями. Относит. величина не сохраняющего чётность вклада αM_b усилена, если «основная» амплитуда M_a подавлена по к.-л. кинематич. причине. Пусть M_a и M_b — амплитуды поглощения ядром медленных продольно *поляризованных нейтронов* с орбитальными моментами $L = 1$ или 0. При поглощении могут образовываться резонансные состояния ядра (p- и s-резонансы) с одним и тем же моментом, но с противоположными чётностями [чётность $\pi = (-1)^L$]. Эти состояния смешиваются слабым взаимодействием, в результате амплитуда приобретает вид (2), т. е. возникает интерференция амплитуд противоположной чётности. Т. к. проекция спина нейтрона при *P*-инверсии не меняет знака, а импульс меняет, то проекция спина на импульс меняет знак при *P*-инверсии. Поэтому при сохранении чётности сечение поглощения не может зависеть от знака продольной поляризации нейтрона и должно оставаться неизменным при изменении поляризации на противоположную. Несохранение чётности проявляется в неодинаковости отвечающих амплитуде (2) сечений поглощения нейтронов, поляризованных по импульсу и против импульса. В p-резонансе отношение M_a/M_b пропорц. $\sqrt{\Gamma_p/\Gamma_s} \sim kR$, где Γ_p и Γ_s — ширины p- и s-резонансов, k — импульс нейтрона, R — радиус ядра. Для нейтронов с энергией порядка 1эВ фактор кинематич. усиления $1/kR$ достигает 10^3.

Если ядерные состояния не обладают определённой *P*-чётностью, то становится возможным испускание в одном и том же переходе маги. и электрич. γ-квантов одинаковой мультипольности, т. е. с одинаковыми полными моментами, но противоположными чётностями. При равной мультипольности магн. переходы происходят с меньшей вероятностью, чем электрические. Если «основной» переход (с сохранением *P*-чётности) — магнитный, то «примесный» электрич. переход будет происходить с большей вероятностью (см. *Гамма-излучение*). Пусть M_a и M_b — амплитуды испускания магн. и электрич. квантов, тогда M_a подавлена по сравнению с M_b в v/c раз (v — ср. скорость нуклона в ядре), а эффект усилен в $c/v \approx 10$ раз.

Структурное усиление имеет место в случае, когда в ф-ле (2) «основная» амплитуда M_a подавлена по сравнению с M_b вследствие структурных особенностей состояний ядра, участвующих в переходе. Напр., «основной» M1 переход $(^5/_2)^+ \to (^7/_2)^+$ с испусканием γ-кванта с энергией 482 кэВ в ядре ^{181}Ta подавлен, т. к. сопряжён с изменением орбитального момента нуклона на 2, а примесный $E1$ переход $(^5/_2)^\pm \to (^7/_2)^\pm$ не подавлен. Структурное усиление может достигать величины $\sim 10^2$—10^3.

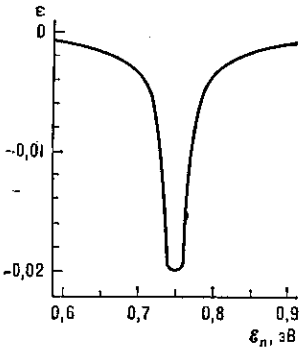
Впервые Н. ч. в я. наблюдалось в угл. распределении γ-квантов, испускаемых при захвате поляризов. тепловых нейтронов ядром ^{113}Cd: ^{113}Cd(n,γ)^{114}Cd[4]. При сохранении чётности угл. распределение γ-квантов $W(\theta)$ (θ — угол между импульсом γ-кванта и направлением поляризации нейтронов) не должно зависеть от знака проекции спина нейтрона на импульс γ-кванта и, следовательно, должно быть симметричным относительно направления поляризации нейтронов. На опыте была обнаружена асимметрия, описываемая ф-лой:

$$W(\theta) = 1 + a\cos\theta;$$

причём $a = -(3{,}7 \pm 0{,}9)\cdot 10^{-4}$ (в отсутствие усиления можно было бы ожидать значение $a \sim 10^{-7}$). Впоследст-

вии аналогичная асимметрия была обнаружена в опытах с др. ядрами. При захвате неполяризованных нейтронов ядрами несохранение чётности приводит к появлению циркулярной поляризации у испускаемых γ-квантов. Это явление также наблюдалось в реакции ^{113}Cd (n, γ)^{114}Cd.

Макс. Н. ч. в я. было обнаружено при исследовании поглощения ядрами ^{139}La продольно поляризов. нейтронов с энергией 0,75 эВ, отвечающей p-резонансу [5, 6, 7, 8]. Наблюдалось изменение прозрачности ядерной мишени для нейтронов при изменении знака их продольной поляризации (рис.). Возникающая за счёт Н. ч. в я. разность сечений поглощения в резонансе достигает 10%. Увеличение эффекта в 10^6 раз происходит за счёт его динамич. и кинематич. усилений. Несколько меньший эффект наблюдался и для др. ядер. Н. ч. в я. приводит также к по-



Зависимость от энергии нейтронов $\mathcal{E}_n$ отношения ε прозрачности мишени из La для нейтронов с поляризациями, направленными по импульсу и против импульса, к сумме этих прозрачностей.

явлению продольной поляризации у первоначально неполяризов. пучка нейтронов после его прохождения через ядерную мишень.

При прохождении поперечно поляризов. нейтронов через вещество несохранение чётности приводит к вращению спина нейтрона вокруг направления его движения [8].

Н. ч. в я. обнаружено также при исследовании *деления ядер* U и Pu под действием поляризов. нейтронов [9].

Лит.: 1) Копелиович В. Б., Новые результаты по нарушению P-четности в протон-протонном и нуклон-ядерном взаимодействии, «УФН», 1981, т. 134, с. 731; 2) Шапиро И. С., Ядерные силы, не сохраняющие четность, «УФН», 1968, т. 95, с. 647; 3) Блин-Стойл Р., Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро, пер. с англ., М., 1976; 4) Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А., Нарушение пространственной четности в ядерных взаимодействиях, «УФН», 1976, т. 118, с. 141; 5) Алфименков В. П., Нарушение пространственной четности в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами, «УФН», 1984, т. 144, с. 361; 6) Франк И. М., Модель составного ядра Н. Бора и нарушение четности, «УФН», 1986, т. 149, с. 689; 7) Карманов В. А., Лобов Г. А., В зеркальном микромире, «Наука в СССР», 1988, № 6, с. 3; 8) Сушков О. П., Фламбаум В. В., Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами, «УФН», 1982, т. 136, с. 3; 9) Данилян Г. В., Несохранение пространственной четности при делении ядер, «УФН», 1980, т. 131, с. 329.

В. А. Карманов.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ДВИЖЕНИЕ жидкости или газа — движение жидкости или газа, к-рое характеризуется переменностью во времени полей скорости и давления (наз. также неустановившимся движением). Н. д. возникает при ускоренном или замедленном движении тела сквозь покоящуюся жидкость, при распространении волн, при движении поршня в трубе, заполненной газом, в области отрывных, донных и струйных течений и др.

Н. д. газа или жидкости можно разделить на движение с большими изменениями скорости и давления в зависимости от времени t и движение, когда эти изменения невелики. Течения первого типа обычно встречаются при переходных процессах, напр. при движении тела из состояния покоя до нек-рой конечной скорости, при выходе потока из сопел двигателей и аэродинамич. труб на режим с пост. скоростью течения и др. В течениях второго типа скорости и давления меняются во времени периодически или случайным образом, как, напр., при распространении акустич. волн. Наряду с пульсациями давления акустич. типа в жидкости или газе возникают пульсации давления гидродинамич. типа (псевдозвук), напр. пульсации давления в турбулентном пограничном слое, при натекании дозвукового участка турбулентной струи на плоскую преграду, пульсации давления в зонах отрыва турбулентного пограничного слоя.

Наиб. простые Н. д. жидкости или газа могут быть определены с помощью расчётно-теоретич. методов. Если ввести прямоугольную систему координат x, y, z и обозначить компоненты скорости газа $\boldsymbol{v}$ через v_x, v_y, v_z, то простейший случай одномерного Н. д. газа, возникающего при распространении в нём плоских, цилиндрич. или сферич. волн, определяется системой ур-ний:

$$\frac{\partial |v|}{\partial t} + |v|\frac{\partial |v|}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + |v|\frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho\left(\frac{\partial |v|}{\partial r} + \frac{\nu - 1}{r}|v|\right) = 0, \qquad (*)$$
$$\frac{\partial p}{\partial t} + |v|\frac{\partial p}{\partial r} + \varkappa p\left(\frac{\partial |v|}{\partial r} + \frac{\nu - 1}{r}|v|\right) = 0,$$

где p, ρ — давление и плотность, r — расстояние от плоского, линейного или точечного источника волн. Для плоских волн число $\nu = 1$, $r = x$, $|v| = |v_x|$, для цилиндрических — число $\nu = 2$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ и для сферических $\nu = 3$, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$.

В случае изоэнтропич. движения с плоскими волнами в политропном газе решение имеет вид

$$v = 0{,}5(m + l), \quad c = (\varkappa - 1)(m - l)/4,$$

где c — скорость звука, $m = v + \int_0^\rho (c/\rho)d\rho$, $l = v - \int_0^\rho (c/\rho)d\rho$, $\varkappa = c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при постоянных давлении и объёме.

При автомодельном Н. д. сплошной среды все безразмерные характеристики течения зависят от переменных x/t^α, y/t^α, z/t^α (α — нек-рая постоянная) и, в отличие от системы (*), могут быть найдены из решения системы обыкновенных дифференц. ур-ний.

При безвихревом (потенциальном) Н. д., безграничной или ограниченной свободной поверхностью несжимаемой идеальной жидкости, обтекающей твёрдое тело, потенциалы скорости (см. *Потенциальное течение*) удовлетворяют *Лапласа уравнению* при заданных условиях на поверхности тела и в бесконечности, определяя зависящий от времени потенциал скорости Н. д. При этом гл. вектор сил давления потока на симметричное тело не равен нулю в отличие от случая стационарного обтекания (см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*).

Сила давления на крыловой профиль при плоском нестационарном потоке определяется обобщённой ф-лой Жуковского, содержащей помимо члена $\rho v\Gamma$ члены, зависящие от *присоединённых масс* и от переменности во времени *циркуляции скорости* Γ. Для профиля, имеющего форму эллипса с полуосями a и b, составляющие суммарной силы, действующей на профиль, равны

$$X = -\pi\rho b^2\frac{\partial v_x}{\partial t} + \pi\rho a^2\omega v_y - \rho\Gamma v_y,$$
$$Y = -\pi\rho a^2\frac{\partial v_y}{\partial t} - \pi\rho b^2\omega v_x + \rho\Gamma v_x,$$

где ω — угл. скорость, оси координат направлены по полуосям эллипса.

Примером Н. д. вязкой жидкости является нестационарное слоистое течение у плоской стенки, к-рая внезапно начинает двигаться с пост. скоростью u_0 (задача Стокса). Такие слоистые течения развиваются при малых *Рейнольдса числах* $Re = \rho u_0 x_0/\mu \leqslant 2300$, где x_0 — характерный размер, μ — коэф. динамич. вязкости. При возрастании числа Re в *пограничном слое* на теле происходит переход ламинарного течения в турбулентное. При этом скорость и давление в фиксир. точке по-

граничного слоя не остаются постоянными во времени. Эти изменения скорости и давления, наз. турбулентными пульсациями, являются наиб. характерным признаком турбулентности.

Турбулентные Н. д. изучаются гл. обр. эксперим. методами. Осн. предметом моделирования при эксперим. исследованиях Н. д. является *Струхаля число* $Sh = v_0 t/L$, где v_0 — характерная скорость, а L — характерный линейный размер рассматриваемого течения. Наиб. высокие уровни пульсаций давления наблюдаются в области *отрывных течений*. Так, в случае Н. д., образующегося на установленной перед торцом цилиндра, обтекаемого в продольном направлении сверхзвуковым потоком, игле длиной 0,3—1 диаметра цилиндра при *Маха числах* потока M от 1,5 до 10 периодически образуется и разрушается отрывная зона (среднеквадратичная величина пульсаций давления на торце $\sigma_x = 0{,}8q_\infty$, где q_∞ — скоростной напор набегающего потока). В выемках поверхностей, обтекаемых потоком, возникают резонансные колебания давления из-за срыва крупномасштабных вихрей с передней кромки выемки; в турбине возникают пульсации давления на передней кромке ротора в результате периодич. пересечения турбулентного следа за статором лопатками колёс.

Н. д. часто встречается в технике. Важнейшими примерами являются автоколебания в воздухозаборниках и компрессорах (помпаж), колебания несжимаемой жидкости в трубопроводах и топливных магистралях, тонкостенных элементов конструкции, явления, возникающие при взлёте, посадке и изменении скорости полёта летат. аппаратов, флаттер, процессы в ударных трубах, переходные процессы при запуске и остановке двигателей и др.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Зауэр Р., Нестационарные задачи газодинамики, пер. с нем., М., 1969; Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1969; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1—2, М., 1983—84; Овсянников Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981.

А. Н. Антонов.

НЕСТАЦИОНА́РНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ жидкости или газа — течение, к-рое характеризуется переменностью во времени полей скорости и давления. Н. т. возникает при движении тела сквозь покоящуюся на бесконечности жидкость, при распространении волн (см. *Волны на поверхности жидкости*, *Ударная волна*), при ударе тела о поверхность жидкости, при движении поршня в трубе, заполненной газом. Подробнее см. *Неравновесное течение*.

НЕСТАЦИОНА́РНЫЕ НЕЛИНЕ́ЙНЫЕ ОПТИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ — нелинейные оптич. явления, наблюдаемые в импульсных и в модулированных во времени полях эл.-магн. волн. Большинство Н. н. о. я. обусловлено инерционностью среды, как инерционностью локального нелинейного отклика, так и инерционностью отклика среды в целом. Инерционность среды проявляется в том, что её линейная и (или) нелинейная поляризация в заданной точке в данный момент времени зависит от значения исходных полей в более ранние моменты времени. Инерционность нелинейного отклика среды сказывается, если время отклика нелинейности больше длительности оптич. импульса или характерного времени модуляции волны. Инерционность линейного отклика проявляется как частотная (временна́я) дисперсия линейного показателя преломления среды. При нелинейном взаимодействии она чаще всего выступает в виде расстройки $\nu_{jn} = u_j^{-1} - u_n^{-1}$ групповых скоростей u_j и u_n взаимодействующих волн (см. *Групповой синхронизм*).

Аналитически Н. н. о. я. описываются одним нелинейным ур-нием или системой связанных ур-ний в частных производных и соответствуют самовоздействию или взаимодействию световых волн (см. *Нелинейная оптика*). К Н. н. о. я. относятся самомодуляция импульса (сжатие и расширение), *самофокусировка*, процессы преобразования оптич. частот при параметрич. взаимодействии и *вынужденном рассеянии света*. Напр., самомодуляция светового импульса описывается укороченным ур-нием вида

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i\frac{1}{2}g\frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + i\beta|A|^2 A = 0, \qquad (1)$$

где A — комплексная амплитуда волны, $\eta = t - z/u$, t — текущее время, u — групповая скорость, параметр $g = -u^{-2}du/d\omega$ характеризует дисперсию групповой скорости. Величина β пропорциональна нелинейному *преломления показателю* среды n_2, причём ур-ние (1) соответствует безынерционному нелинейному отклику среды. С $\beta \neq 0$ связано возникновение фазовой самомодуляции импульса, приводящей к уширению его спектра, ширина которого пропорциональна макс. интенсивности импульса, нелинейности показателя преломления n_2 и пройденному расстоянию. Вследствие дисперсии среды разные спектральные компоненты импульса распространяются с разл. скоростью. В фокусирующей среде ($\beta > 0$) эффект фазовой самомодуляции и аномальная дисперсия групповой скорости ($g < 0$) приводят к сжатию импульса. Это происходит из-за того, что низшие частоты, возникающие на хвосте импульса, догоняют высокие частоты, появляющиеся на его фронте. В нелинейной среде с нормальной дисперсией групповой скорости ($g > 0$) импульс, напротив, расплывается быстрее, чем в линейной среде. Эффекты сжатия и расплывания импульса проявляются, напр., при распространении мощных пико- и фемтосекундных лазерных импульсов в оптич. волокнах. Особый практич. интерес представляет режим самосжатия, в к-ром форма импульса в среде остаётся неизменной — образуется т. н. *солитон* оптический.

Процессы самосжатия и саморасширения импульсов во многом аналогичны процессам самофокусировки и самодефокусировки световых пучков в стационарном случае. Последние наблюдают, если время отклика нелинейности $\tau_{нл}$ меньше длительности импульса. При нестационарном самовоздействии световых импульсов нелинейная добавка δn к показателю преломления (нелинейный отклик) среды определяется соотношением

$$\delta n(t, z) = (n_2/2\tau_{нл}) \int_{-\infty}^{t} |A(t', z)|^2 \exp[-(t - t')/\tau_{нл}]dt'. \qquad (2)$$

В силу (2) нарастание $\delta n(t,z)$ во времени происходит быстрее, нежели спад; это приводит к асимметричному уширению спектра: смещение частоты импульса происходит в основном в область НЧ (рис. 1).

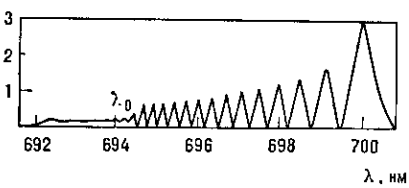


Рис. 1. Вид уширенного спектра гауссовского импульса длительностью 2,7 пс в среде с временем релаксации нелинейности 9 пс; λ_0 — длина волны исходного импульса.

В случае нестационарной самофокусировки сверхкоротких световых импульсов (рис. 2, *а*) на переднем фронте импульса нелинейный отклик среды ещё не успевает установиться, поэтому эта часть импульса распространяется как в линейной среде, испытывая лишь дифракцию (лучи *а* и *б* рис. 2, *б*). При возникновении значит. добавки δn на центр. и задней частях импульса световой пучок самофокусируется (лучи *в*, *г* и т. д. рис. 2, *б*). В результате световой пучок сверхкороткой длительности принимает форму рупора, как показано на рис. 2 (*б*). Для нелинейности, возникающей под действием электрич. поля, подобная картина самофокусировки наблюдается при длительностях импульсов $\sim 10^{-11}$—10^{-12}с.

При самовоздействии достаточно мощных световых импульсов искажение формы импульса возможно и в безы-

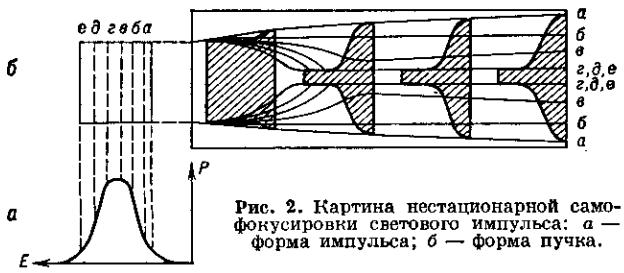


Рис. 2. Картина нестационарной самофокусировки светового импульса: *а* — форма импульса; *б* — форма пучка.

нерционной среде. Важную роль при этом играет зависимость групповой скорости от интенсивности I распространяющегося импульса $u \sim (n_0 + n_2 I)^{-1}$. Середина гауссовского импульса (рис. 3), имеющая бо́льшую интенсивность, чем передний фронт, имеет меньшую групповую скорость и отстаёт (при $n_2 > 0$), что приводит к укручению хвоста импульса. Накапливающиеся с расстоянием изменения формы импульса могут быть столь сильными, что возможно образование ударной волны огибающей (рис. 3). Это происходит на расстоянии $L_{уд} = 7c\tau_{имп}/\delta n_{макс}$, где $\delta n_{макс}$ — макс. изменение показателя преломления.

Широкий класс Н. н. о. я. связан с преобразованием оптич. частот и процессами вынужденного рассеяния света. При взаимодействии световых волн нестационарность явлений связана гл. обр. с расстройкой групповых скоростей. Первоначально синхронизов. импульсы разных частот распространяются в среде с разными групповыми скоростями, что приводит к их разбеганию и прекращению взаимодействия. Этот эффект начинает сказываться, когда время группового запаздывания им-

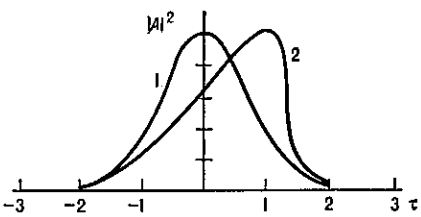


Рис. 3. Изменение формы гауссовского импульса (1) в безынерционной нелинейной среде (2) при $z = L_{уд}$, $\tau = t/\tau_{имп}$.

пульсов $\tau_{зап} = z/u_j - z/u_n$ становится сравнимым с их длительностью ($\tau_{имп} \lesssim \tau_{зап}$). При генерации оптич. гармоник групповая расстройка ограничивает спектральную ширину фазового синхронизма:

$$\Delta\lambda_1 = 1{,}39\lambda_1^2/\pi c l \left| u_2^{-1} - u_1^{-1} \right|, \qquad (3)$$

где λ_1 — длина волны осн. излучения, c — скорость света в вакууме, l — длина нелинейного взаимодействия, u_1 и u_2 — групповые скорости осн. волны и волны гармоники. Если ширина спектра осн. импульса превышает (3), то происходит удлинение импульса высшей гармоники и ограничение её макс. амплитуды. Иначе говоря, нестационарный процесс умножения оптич. частот оказывается менее эффективным, чем стационарный. В кристалле $LiNbO_3$ длиной 1 см нестационарность нелинейного процесса сказывается при длительности осн. импульса $\simeq 6$ пс. Для импульсов субпикосекундной длительности наряду с расстройкой групповых скоростей определённую роль в нелинейном процессе может играть дисперсионное расплывание взаимодействующих импульсов, связанное с дисперсией групповой скорости ($g \neq 0$).

Нестационарные режимы невырожденного трёхчастотного и четырёхчастотного взаимодействия световых волн отличаются большим разнообразием. Общим, однако, является то, что смещение импульсов друг относительно друга из-за различия групповых скоростей приводит к снижению эффективности взаимодействия, к наличию предельного сужения усиливаемых или генерируемых импульсов. Особо стоит сказать о возможности модового режима параметрич. усиления в диспергирующей нелинейной среде, когда групповая скорость волны накачки является промежуточной по отношению к групповым скоростям сигнальной и холостой волн (см. *Параметрическое рассеяние*). При этом форма усиливаемого импульса сохраняется, а его амплитуда экспоненциально нарастает с расстоянием.

Среди нестационарных процессов вынужденного рассеяния света особое место занимает комбинац. рассеяние (КР), к-рое широко используется для измерения спектроскопич. параметров среды. При КР падающее излучение частоты $\omega_н$ преобразуется в излучение стоксовой частоты $\omega_с$ за счёт возбуждения колебаний среды на частоте Ω: ($\omega_н = \omega_с + \Omega$). Нестационарное вынужденное КР может быть обусловлено как инерционностью, напр. молекулярных колебаний (конечными временами затухания колебат. энергии T_1 и дефазировки T_2, см. *Двухуровневая система*), так и расстройкой групповых скоростей волн накачки $u_н$ и стоксовой волны $u_с$. Эффекты, связанные с T_2 (в конденсир. средах $T_2 \approx 10^{-11} - 10^{-12}$ с), могут наблюдаться «в чистом виде», когда изменением населённости уровней под действием процесса можно пренебречь. В существенно нестационарном режиме рассеяния (длительность импульса накачки $\tau_н \ll T_2$) при $\nu_{нс} = 0$ возбуждаемый стоксов импульс может быть значительно задержан, а его длительность гораздо меньше $\tau_н$ (рис. 4). Картину вынужденного КР существенно изменяет и наличие групповой расстройки ($\nu_{нс} \neq 0$). В случае попутного взаимодействия волн накачки и стоксовой наиб. влияние на процесс

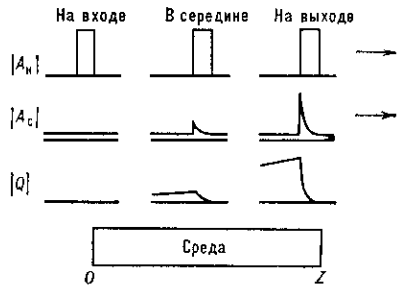


Рис. 4. Схема поведения стоксовой волны $|A_с|$ и молекулярных колебаний $|Q|$ в различных сечениях комбинационно-активной среды для прямоугольного импульса накачки $|A_н|$.

оказывает фазовая модуляция накачки. На расстояниях, превышающих длину группового запаздывания $L_{гр} = \pi/|\nu_{нс}|\Delta\omega_н$ ($\Delta\omega_н$ — ширина спектра накачки), происходит рассогласование фаз накачки и стоксовой волны, к-рое приводит к уменьшению эфф. длины взаимодействия и в нек-рых случаях к полному подавлению вынужденного КР. Волновая нестационарность особенно ярко проявляется при встречном взаимодействии волн накачки и стоксовой, где $\nu_{нс}^{+} = u_н^{-1} + u_с^{-1}$. В этом режиме передний фронт стоксова импульса всё время взаимодействует с неистощённой накачкой, вследствие чего интенсивность стоксовой волны может значительно превышать интенсивность накачки. При одноврем. проявлении волновой и связанной с T_2 локальной нестационарности возможно возникновение режима экспоненциального нарастания стоксовых импульсов в среде с нормальной дисперсией ($u_с > u_н$) при $z > \tau_н/|\nu_{нс}|$.

Нестационарные эффекты, проявляющиеся при вынужденном КР, могут встречаться также и в процессе вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна и др.

Определённый круг Н. н. о. я. связан с т. н. когерентным распространением световых импульсов в резонансных средах (см. *Самоиндуцированная прозрачность*, *Фотонное эхо*).

Лит.: Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде, «УФН», 1967, т. 93, с. 19; Ахманов С. А., Чиркин А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981;

Остон Д., Пикосекундная нелинейная оптика, в кн.: Сверхкороткие световые импульсы, пер. с англ., М., 1981; Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С., Самовоздействие волновых пакетов в нелинейной среде и генерация фемтосекундных лазерных импульсов, «УФН», 1986, т. 149, с. 449; их же, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988. *А. С. Чиркин.*

НЕСУ́ЩАЯ СПОСО́БНОСТЬ — понятие матем. *пластичности теории*. Н. с. характеризуется предельной нагрузкой, при к-рой начинается неограниченное возрастание пластич. деформации конструкции из идеально-пластич. материала (см. *Идеально-пластическое тело*). Поскольку потеря Н. с. конструкции связана с неограниченным пластич. течением, величина упругих деформаций оказывается часто несущественной, поэтому во многих случаях имеет смысл рассматривать Н. с. *жёсткопластических тел*. Использование Н. с. для установления допустимых нагрузок приводит к уменьшению металлоёмкости конструкций.

Лит.: Ерхов М. И., Теория идеально пластических тел и конструкций, М., 1978; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твердого тела, М., 1979.

НЕСУ́ЩАЯ ЧАСТОТА́ — частота гармонич. *несущего колебания*.

НЕСУ́ЩЕЕ КОЛЕБА́НИЕ — колебание, предназначенное для передачи модулирующего сигнала с заключённой в нём информацией. Само по себе Н. к. не содержит информации и, как правило, стационарно. Обычно Н. к. представляет собой гармонич. колебание (радиосвязь, локация и т. п.), частоту к-рого принято называть несущей частотой или периодич. последовательностью импульсов (многоканальная связь, информационно-измерит. системы). Информация вносится в Н. к. путём изменения (модуляции) к.-л. из его параметров, спектр модулирующего (информац.) сигнала перемещается при этом в более ВЧ-диапазон, пригодный для распространения на трассе приём—передача (см. также *Модулированные колебания*).

НЁТЕР ТЕОРЕ́МА — утверждает, что для всякой физ. системы, уравнения движения к-рой могут быть получены из вариац. принципа, каждому однопараметрич. непрерывному преобразованию, оставляющему вариац. функционал инвариантным, отвечает один дифференц. *сохранения закон*, и, главное, позволяет явно выписать сохраняющуюся величину. Установлена в работах учёных гёттингенской школы Д. Гильберта (D. Hilbert), Ф. Клейна (F. Klein) и Э. Нётер (E. Noether). Н. т.— самое универсальное средство, позволяющее находить законы сохранения в лагранжевой классич. механике, теории поля, квантовой теории и т. д.

В классич. механике для системы с *действием*

$$S = \int_{\tau} L[q_a(t),\ \dot{q}_a(t)]dt$$

(L — *Лагранжа функция*, зависящая от обобщённых координат q_a и скоростей $\dot{q}_a$) инвариантность S относительно образующих группу преобразований с параметром ε

$$t \to t' = t + \Lambda(q, t)\varepsilon,\quad q_a(t) \to q'_a(t') = q_a(t) + \Lambda_a(q, t)\varepsilon \quad (1)$$

[где задающие преобразование ф-ции $\Lambda(q, t)$, $\Lambda_a(q, t)$ зависят от совокупности координат $\{q_a\} \equiv q$ и времени] влечёт за собой, согласно Н. т., сохранение во времени величины

$$Q = \left[L - \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a}\dot{q}_a\right]\Lambda + \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a}\Lambda_a.$$

В частности, из инвариантности S относительно (1) с $\Lambda_a = 0$, $\Lambda = 1$, т. е. из однородности времени, следует закон сохранения энергии:

$$-\mathscr{E} = L - \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a}\dot{q}_a = \text{const}.$$

В этом случае L не зависит от времени явно. Подобным же образом из инвариантности S по отношению к пространств. сдвигам ($\Lambda = 0$, $\Lambda_a = 1$) следует закон сохранения импульса, а из изотропии пространства — закон сохранения трёхмерного момента.

В гамильтоновом описании, т. е. когда Q выражены через *канонические переменные* — обобщённые координаты и импульсы (для простоты считаем, что явные зависимости от времени отсутствуют): 1) *Пуассона скобка* Q с *гамильтонианом* H равна нулю, 2) изменение любой динамич. переменной F при преобразовании (1) определяется её скобкой Пуассона с Q. В этом контексте утверждение Н. т. становится как бы тривиальным, следующим из одной лишь антисимметрии скобок Пуассона:

$$0 = dH/d\varepsilon = (Q, H) \to 0 = (H, Q) = dQ/dt.$$

Если преобразования симметрии образуют не однопараметрич. группу, то между Q_A должны выполняться соотношения в скобках Пуассона, воспроизводящие *Ли алгебру* генераторов соответствующей группы. Так, напр., три компоненты момента должны удовлетворять соотношению в скобках Пуассона

$$(M_i M_k) = -e_{ikl}M_l,\quad i, k, l = 1, 2, 3$$

(где e_{ikl} — *Леви—Чивиты символ*), воспроизводящему алгебру Ли группы трёхмерных вращений $O(3)$.

Особо важное значение Н. т. приобретает в *квантовой теории поля* (КТП), где вытекающие из наличия группы симметрии законы сохранения часто оказываются единств. источником информации о свойствах системы. Для формального вывода Н. т. в (классич. или квантовой) теории поля рассматривают интеграл действия:

$$S = \int_R L\left[\varphi^a(x),\ \varphi^a_{,\nu}(x);\ x^\mu\right]d^4x;\quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3, \quad (2)$$

где $L[\varphi^a(x),\ \varphi^a_{,\nu}(x);\ x^\mu]$ — *лагранжиан*, зависящий от ф-ций поля $\varphi^a(x)$, их первых производных по всем четырём координатам $\varphi^a_{,\nu} \equiv \partial\varphi^a/\partial x^\nu$ и, возможно, от координат x^μ ($x = \{x^\mu\}$ — точка пространства-времени; индекс a нумерует компоненты поля; принята система отсчёта, в к-рой $\hbar = c = 1$). Тогда Н. т. утверждает, что из инвариантности действия (2) относительно преобразований с параметрами ε^A

$$x^\mu \to x'^\mu = x^\mu + \Lambda^\mu_A(x)\varepsilon^A,$$

$$\varphi^a(x) \to \varphi'^a(x') = \varphi^a(x) + \mathscr{L}^{ab}_A(x)\varphi_b(x)\varepsilon^A$$

для произвольной области интегрирования R вытекает дифференц. закон сохранения:

$$dJ^\mu_A/dx^\mu = 0, \quad (3)$$

где т. н. нётеров ток J^μ_A вычисляется из лагранжиана по правилу:

$$J^\mu_A = T^\mu_\nu \Lambda^\nu_A + \frac{\partial L(x)}{\partial \varphi^a_{,\mu}}\varphi^b\mathscr{L}^{ab}_A, \quad (4)$$

где

$$T^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu L(x) - \frac{\partial L}{\partial \varphi^a_{,\mu}}\varphi^a_{,\nu} \quad (5)$$

(δ^μ_ν — символ Кронекера; по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Интегрируя (3) по произвольному 4-объёму и используя *Гаусса теорему*, получаем, что полный 4-поток вектора J^μ_A через ограничивающую этот объём гиперповерхность равен нулю. Выбирая гиперповерхность в виде цилиндра с пространственноподобными основаниями, такого, что потоком через боковые стенки можно пренебречь, приходим к утверждению, что направленные в будущее потоки век-

тора J^{μ}_{A} через нижнее и верхнее основания равны. Отсюда следует, что нётеровы заряды

$$Q_A(t) = \int\limits_{x^0=t} J^{0}_{A}(x)d^3x, \qquad (6)$$

во-первых, сохраняются во времени (интегральная форма Н. т.), во-вторых, преобразуются при *Лоренца преобразованиях* контравариантно соответствующим параметрам ε^A.

Из физ. представлений об однородности и изотропии пространства-времени следует, что для любой замкнутой системы действие должно быть инвариантно относительно преобразований *Пуанкаре группы*, что в силу Н. т. приводит к существованию 10 фундаментальных сохраняющихся величин: энергии, трёх компонент импульса и 6 компонент 4-момента. Сохранение энергии и импульса следует из инвариантности относительно трансляций $\delta x^{\mu} = a^{\mu}$. При этом $A = \mu$, $\mathscr{L}^{ab}_{A} = 0$, нётеровы токи исчерпываются выражением (5) и образуют тензор энергии-импульса. Сохраняющиеся «заряды» суть компоненты 4-импульса:

$$P_{\mu} = \int\limits_{x^0=t} T^{0}_{\ \mu} d^3x.$$

Из инвариантности относительно трёх пространств. поворотов и трёх преобразований Лоренца

$$A = (\mu, \nu);\ \varepsilon^A = \omega^{\nu\mu} = -\omega^{\mu\nu};\ \Lambda^{\circ}_{A} = \delta^{\circ}_{\ \nu} g_{\mu\sigma} x^{\sigma}$$

(где $g_{\mu\sigma}$ — *метрический тензор*) вытекает дифференц. закон сохранения для тензора плотности момента

$$M^{\mu}_{\nu\rho} = -\frac{1}{2}T_{\nu}^{\ \mu}x_{\rho} + \frac{1}{2}T_{\rho}^{\ \mu}x_{\nu} + \frac{\partial L(x)}{\partial \varphi^{a}_{,\mu}}\mathscr{L}^{ab}_{\nu\rho}\varphi^{b};$$

$\mathscr{L}^{ab}_{\nu\rho}$ определяется спином полей. Соответствующий нётеров заряд есть 4-момент.

В гамильтоновом описании 10 фундам. величин являются генераторами соответствующих преобразований группы Пуанкаре и образуют относительно скобок Пуассона замкнутую алгебру Ли

$$(P_{\mu},\ P_{\nu}) = 0;$$

$$(M_{\mu\rho},\ P_{\nu}) = -(g_{\mu\nu}g_{\rho\sigma} - g_{\mu\sigma}g_{\rho\mu})P^{\sigma}; \qquad (7)$$

$$(M_{\mu\rho},\ M_{\nu\sigma}) = -g_{\mu\nu}M_{\rho\sigma} + g_{\rho\nu}M_{\mu\sigma} + g_{\mu\sigma}M_{\rho\nu} - g_{\rho\sigma}M_{\mu\nu},$$

изоморфную алгебре Ли группы Пуанкаре. Требование выполнения соотношений (7) в гамильтоновом формализме эквивалентно требованию инвариантности лагранжиана относительно группы Пуанкаре в *лагранжевом формализме*.

При наличии в системе симметрий, не связанных с пространством-временем (*внутренних симметрий*), Н. т. позволяет построить и другие сохраняющиеся величины. При этом в выражении (4) для нётерова тока остаётся только второй член. Напр., если в системе с комплексным полем φ^a действие инвариантно относительно глобального (с фазой α, не зависящей от x) калибровочного преобразования 1-го рода

$$\varphi^a \to \varphi^a \exp(i\alpha);\ \varphi^{*a} \to \varphi^{*a}\exp(-i\alpha),$$

то будут сохраняться ток

$$j^{\mu}(x) = i\left(\frac{\partial L(x)}{\partial \varphi^{a}_{,\mu}}\varphi^{a} - \varphi^{*a}\frac{\partial L(x)}{\partial \varphi^{*a}_{,\mu}}\right)$$

и соответствующий заряд. В построении совр. реалистич. квантовополевых моделей токи и заряды, сохраняющиеся в силу инвариантности относительно достаточно сложных калибровочных групп, играют ведущую роль.

Выражение (4) для пространственно-временно́й локализации нётерова тока (это выражение наз. каноническим) не однозначно, если исходить только из требования выполнения дифференц. закона сохранения(3) и получения правильной интегральной величины (6). Выполнение этих требований не нарушается при замене

$$J^{\mu}_{A} \to J^{\mu}_{A} + \frac{\partial f_A^{\mu\nu}(\varphi^a;\ \varphi^a{}_{,\nu})}{\partial x^{\nu}};\quad f_A^{\mu\nu} + f_A^{\nu\mu} = 0$$

с произвольной ф-цией f. Этим произволом пользуются, чтобы заменить канонич. тензор T^{μ}_{ν} (5) (не симметричный для отличного от нуля спина) на симметричный (тензор Белинфанте), выбирая

$$f^{\nu;\rho\mu} = \frac{1}{2}\left\{-\frac{\partial L}{\partial \varphi^{a}_{,\mu}}\mathscr{L}^{\nu\rho;ab}\varphi^{b} + \frac{\partial L}{\partial \varphi^{a}_{,\rho}}\mathscr{L}^{\mu\nu;ab}\varphi^{b} + \frac{\partial L}{\partial \varphi^{a}_{,\nu}}\mathscr{L}^{\rho\mu;ab}\varphi^{b}\right\}.$$

Для нулевого спина то же преобразование позволяет получить для безмассового поля T^{μ}_{ν} с нулевым следом.

Однозначные выражения для нётеровых токов получаются варьированием по полям, для к-рых эти токи служат источниками.

Для теорий, обладающих *суперсимметрией*, независимыми переменными при выводе Н. т. будут наряду с x и антикоммутирующие координаты θ_{α} (α — спинорный индекс). Это приводит к обобщению фундам. сохраняющихся величин, а также к появлению новых сохраняющихся величин: спин-векторных токов и соответствующих им суперзарядов, образующих представление супералгебры Пуанкаре.

Для классич. теорий поля выписанных формальных выражений вполне достаточно. В квантовой теории поля выражения (4), (6), как правило, нуждаются в регуляризации (см. *Регуляризация расходимостей*) и *перенормировке*. При этом может оказаться, что формально имеющаяся симметрия не может быть сохранена для регуляризов. выражений, и соответствующий закон сохранения перестаёт выполняться — говорят, что присутствует *аномалия*. Так, при рассмотрении взаимодействия безмассовых фермионов с эл.-магн. полем в классич. теории наряду с векторным сохраняется также и *аксиальный ток* $j^{\mu}_{5} = \bar{\psi}\gamma^{\mu}\gamma^{5}\psi$ (γ^{μ}, γ^{5} — *Дирака матрицы*). В квантовой теории во втором порядке по заряду e возникает аномалия, и вместо сохранения тока получаем

$$\frac{\partial \overset{\lambda}{j}{}^{\mu}_{5}}{\partial x^{\lambda}} \sim e^2 e^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\mu\nu}F_{\rho\sigma}.$$

Вторая теорема Нётер. Помимо обсуждавшейся выше Н. т., к-рую принято называть первой Н. т., существует вторая Н. т., к-рая касается тождеств, вытекающих из инвариантности действия относительно преобразований, зависящих от непрерывного параметра, т. е. от произвольной ф-ции. Наиб. значение она получает в применении к случаю «полей материи», взаимодействующих с *калибровочным полем* $A(x)$ — полем, физ. содержание к-рого не меняется при определённых, зависящих от произвольной ф-ции $\lambda(x)$ преобразованиях, называемых преобразованиями калибровки. Вычисляя вариацию действия для поля материи во внеш. калибровочном поле, вызванную бесконечно малым калибровочным преобразованием $\delta\lambda(x)$, $\delta\lambda(x) = 0$ на границах области интегрирования, следует учитывать только вызываемые изменением калибровки вариации калибровочного поля $\delta_{\lambda}A = \nabla\delta\lambda$ (здесь ∇ — ковариантная производная), поскольку при вариациях полей материи коэффициентами будут левые части ур-ний движения. Поэтому

$$\delta_{\lambda}S = \int d^4x \frac{\partial L}{\partial A}\nabla\delta\lambda = -\int d^4x \nabla\left(\frac{\partial L}{\partial A}\right)\delta\lambda,$$

откуда в силу произвольности $\delta\lambda(x)$ вытекает ковариантный закон сохранения

$$\nabla j = 0;\quad j = \frac{\partial L}{\partial A}. \qquad (8)$$

При обращении в ф-ле (8) внеш. калибровочного поля в нуль ковариантный закон сохранения превращается в обычный, получаемый по первой Н. т. Подчеркнём, что

вторая Н. т. приводит к ограничениям на поля материи, исходя из особенностей калибровочного поля. Т. о., она устанавливает соответствие между свойствами материальных систем и полей, с к-рыми они могут взаимодействовать. Поскольку в правых частях ур-ний движения самих калибровочных полей стоят как раз токи (8), то вторая Н. т. налагает тождеств. соотношения на левые части этих ур-ний. В совр. квантовой теории поля вторая Н. т. используется в электродинамике, теории *Янга — Миллса полей*, гравитации, *супергравитации* и т. д.

Лит.: Hilbert D., Die Grundlagen der Physik, «Gött. Nachr., Math. Phys. Klasse», 1915, S. 395; Klein F., Die Differentialgesetze für die Erhaltung von Impuls und Energie in der Einsteinsch. Gravitationstheorie, там же, 1918, S. 171; Nöther E., Invariante Variationsprobleme, там же, 1918, S. 235; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Гельфанд И. М., Фомин С. В., Вариационное исчисление, М., 1961; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977. *Б. В. Медведев, П. Б. Медведев.*

НЕУПОРЯДОЧЕННЫЕ СИСТЕМЫ — вещества в конденсир. состоянии, в к-рых отсутствует строгая упорядоченность расположения атомов, т. е. отсутствует дальний порядок (см. *Дальний и ближний порядок*). Н. с. являются жидкие и аморфные вещества, а также *твёрдые растворы*, поскольку атомы замещения располагаются в них неупорядоченно. Особый класс Н. с. составляют высокотемпературные фазы нек-рых соединений (напр., AgI), в к-рых анионы располагаются упорядоченно, а катионная подрешётка «расплавлена», благодаря чему эти фазы обладают аномально высокой ионной электропроводностью (см. *Ионные суперпроводники*). Легированные кристаллич. полупроводники с точки зрения их электронных свойств также представляют собой при низких темп-рах Н. с., поскольку хаотически расположенные заряж. примеси создают случайный потенциал, к-рый может сильно влиять на движение электронов и препятствовать переносу заряда.

Расположение атомов в жидкостях и аморфных веществах нельзя считать некоррелированным. Радиальная ф-ция распределения, описывающая ср. число соседей на заданном расстоянии от случайно выбранного атома, имеет в этих веществах неск. чётко выраженных максимумов, отражающих корреляцию в расположении соседей в пределах неск. координац. сфер. На больших расстояниях максимумы исчезают. Ближний порядок определяется взаимодействием соседних атомов и зависит от характера связи между ними. Напр., в ряде *аморфных металлов* ближний порядок хорошо описывается в рамках модели твёрдых шаров со случайной плотной упаковкой. Простейшую реализацию этой модели можно получить, если положить в банку большое кол-во одинаковых твёрдых шаров, потрясти их, а затем сдавить. Ср. число ближайших соседей в такой модели близко к 12. Для атомов с ковалентным типом связи (типичные полупроводники) характерна фиксация углов между связями. Так, в аморфных Ge и Si (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*) четыре ближайших соседа расположены в вершинах тетраэдра, в центре к-рого находится исходный атом, т. е. точно так же, как в соответствующих кристаллах. Однако, в отличие от ковалентных кристаллов, соседние тетраэдры повёрнуты друг относительно друга на случайные углы, так что дальний порядок отсутствует.

Аморфное состояние вещества не является термодинамически равновесным. Оно метастабильно, и время его жизни может быть очень большим. Вещества в аморфном состоянии получают из жидкой фазы путём быстрого охлаждения или из газообразной фазы напылением на холодную подложку. При этом ближний порядок выражен тем меньше, чем больше скорость охлаждения или ниже темп-ра T подложки.

Термодинамич. свойства многих аморфных диэлектриков при низких темп-рах определяются специфич. элементарными возбуждениями, свойственными атому или группе атомов, к-рые могут занимать две близкие по энергии, но разнесённые в пространстве позиции. Переход из одной позиции в другую происходит за счёт туннелирования. Эти образования наз. *двухуровневыми системами*. Энергия возбуждений может меняться в широких пределах, причём при малых энергиях соответствующая ф-ция распределения слабо зависит от энергии. Это обеспечивает почти линейную температурную зависимость электронной *теплоёмкости* при низких T в противоположность решёточной (фононной) теплоёмкости (свойственной кристаллич. диэлектрикам), к-рая пропорциональна T^3 (см. *Дебая закон теплоёмкости*). Двухуровневые системы приводят также к низкотемпературным аномалиям *теплопроводности*, т. к. вызывают резонансное рассеяние ДВ-фононов, осуществляющих перенос тепла.

Анализ электронных свойств Н. с. показывает, что благодаря существованию ближнего порядка возможно приближённое описание Н. с. в терминах разрешённых и запрещённых энергетич. зон (см. *Зонная теория*). Н. с. могут быть диэлектриками, полупроводниками и металлами. Свойственные Н. с. многочисл. нарушения кристаллич. решётки приводят в аморфных металлах к дополнит. механизму рассеяния электронов. В аморфных полупроводниках возникают электронные состояния в запрещённой зоне, так что плотность состояний не обращается в 0 на границе разрешённых зон, а монотонно убывает в глубь запрещённой зоны, как правило экспоненциально: $\exp[-(\mathscr{E}_c - \mathscr{E})/\mathscr{E}_0]$, где $\mathscr{E}$ — энергия, $\mathscr{E}_c$ — условная энергия границы разрешённой зоны, а $\mathscr{E}_0$ — характерная энергия, к-рая значительно меньше ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$. «Хвост» плотности состояний в запрещённой зоне проявляется в межзонном оптич. поглощении, к-рое не обрывается сразу после того, как энергия фотона $\hbar\omega$ становится $< \mathscr{E}_g$, а плавно спадает с уменьшением энергии, так что «оптич.» границы зон оказываются слегка размытыми. Однако в целом электронные зоны в аморфных и кристаллич. полупроводниках одного хим. состава различаются не очень сильно.

Нарушения кристаллич. структуры приводят в определённой части энергетич. спектра к локализации электронных и фононных состояний. В аморфных полупроводниках локализованными оказываются электронные состояния, лежащие в запрещённой зоне там, где плотность состояний относительно мала. Электроны, находящиеся в локализов. состояниях, могут переносить ток лишь путём «прыжков» из одного состояния в другое (см. *Прыжковая проводимость*). Т. к. состояния имеют разную энергию, прыжки осуществляются лишь с поглощением или испусканием фононов. При $T = 0$ К этот механизм не работает и локализов. состояния вообще не могут переносить электрич. ток. Энергетич. граница между локализов. и делокализов. состояниями наз. порогом подвижности. Хим. потенциал (уровень Ферми $\mathscr{E}_F$) в аморфных полупроводниках находится глубоко в запрещённой зоне, и при не очень низкой T электропроводность осуществляется с помощью теплового заброса электронов в состояния, лежащие выше порога подвижности. Т. о., порог подвижности играет роль «электрич.» границы разрешённой зоны. При самых низких темп-рах электропроводность становится прыжковой.

Концепция порога подвижности применима и к легированным кристаллич. полупроводникам. В этом случае положение уровня $\mathscr{E}_F$ может изменяться вследствие изменения концентрации электронов или примесей. Если уровень $\mathscr{E}_F$ проходит на энергетич. шкале через порог подвижности, происходит переход от активац. электропроводности к металлич. Экстраполированная к $T = 0$ К электропроводность σ на металлич. стороне обращается в 0 в точке перехода. По существующим теоретич. представлениям, обращение σ в 0 происходит не скачкообразно, а плавно, однако этот вывод нельзя считать окончательным, т. к. теория не учитывает флук-

туаций электропроводности вблизи точки перехода, а также электрон-электронное взаимодействие.

В твёрдых растворах неупорядоченность играет относительно малую роль, т. к. обычно потенциалы замещающих атомов не сильно отличаются от потенциалов замещаемых атомов. Поэтому в первом приближении можно считать твёрдый раствор идеальным кристаллом, параметры к-рого являются промежуточными между параметрами смешиваемых компонентов (приближение виртуального кристалла). Однако в ряде свойств проявляются пространств. флуктуации состава раствора. Они вызывают, напр., рассеяние носителей заряда, уширение экситонных линий. Наблюдается также вызванная флуктуациями состава локализация экситонов в твёрдых растворах.

В твёрдых растворах и сплавах, содержащих магн. атомы, возникает неупорядоченность в расположении их спинов. Энергия спин-спинового взаимодействия сильно зависит от расстояния и может менять знак при небольших вариациях межатомного расстояния. Системы, обладающие таким свойством, наз. *спиновыми стёклами*. Расположение спинов в осн. состоянии спиновых стёкол является неупорядоченным, но вполне определённым для заданного расположения атомов. Наиб. важное экспериментально наблюдаемое проявление спиновой неупорядоченности такого типа — долговрем. магн. релаксация, состоящая в том, что при низких темп-рах T намагниченность системы определяется не только внеш. магн. полем и T, но и предысторией образца.

Лит.: Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1979; Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А., Введение в теорию неупорядоченных систем, М., 1982; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Займан Дж., Модели беспорядка, пер. с англ., М., 1982. *А. Л. Эфрос.*

НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕ́ССЫ (неупругое рассеяние) — столкновение частиц, сопровождающееся изменением их внутр. состояния, превращением в др. частицы или дополнит. рождением новых частиц. Н. п. являются, напр., возбуждение или ионизация атомов при их столкновении, ядерные реакции, превращения элементарных частиц при соударениях или множеств. рождение частиц. Для каждого типа (канала) Н. п. существует своя наименьшая (пороговая) энергия столкновения, начиная с к-рой возможно протекание данного процесса. Полная вероятность рассеяния при столкновении частиц (характеризуемая полным эфф. сечением рассеяния) складывается из вероятностей упругого рассеяния и Н. п.; при этом между упругими и неупругими процессами существует связь, определяемая *оптической теоремой*. *С. С. Герштейн.*

НЕУПРУ́ГОЕ РАССЕ́ЯНИЕ НЕЙТРО́НОВ — метод исследования атомной динамики вещества (преим. в твёрдых телах и жидкостях). Изменение энергии нейтрона $\Delta\mathscr{E}$ при неупругом рассеянии и зависимость $\Delta\mathscr{E}$ от переданного импульса несёт информацию о спектре возбуждений вещества. Н. р. н. на ядрах (см. *Нейтронография*) применяется для изучения элементарных возбуждений (*квазичастиц*), связанных с трансляц., колебат. и вращат. степенями свободы атомов и молекул. Магн. Н. р. н. позволяет исследовать возбуждения, возникающие при изменении спиновых и (или) орбитальных состояний электронов. Когерентная составляющая Н. р. н. даёт информацию о коллективных возбуждениях частиц (фононах, магнонах и т. д.), а некогерентная — о возбуждениях индивидуальных частиц (спектральной плотности их колебаний, диффузии и т. д.).

Теоретическое описание. Рассеяние нейтронов в веществе принято описывать сечением рассеяния σ, отнесённым к элементу телесного угла $d\Omega$ и интервалу рассеянных энергий нейтронов $d\mathscr{E}$. Рассеяние нейтронов представляется в виде суммы когерентной и некогерентной составляющих, первая из к-рых имеет интерференц. природу, а вторая определяется суммой сечений рассеяний от отд. частиц.

Дифференц. сечение когерентного рассеяния на одну частицу для системы из частиц одного сорта может быть представлено в виде

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\mathscr{E}}\right)_{\text{к}} = \frac{p}{p_0} b_{\text{к}} S(\boldsymbol{Q}, \varphi), \qquad (1)$$

где p_0 и p — импульсы падающего и рассеянного нейтронов с энергиями $\mathscr{E}_0 = p_0^2/2m$ и $\mathscr{E} = p^2/2m$ (m — масса нейтрона); $\hbar\omega = \mathscr{E}_0 - \mathscr{E}$ и $\hbar\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{p}_0 - \boldsymbol{p}$ — изменение энергии и импульса нейтрона при рассеянии; $b_{\text{к}}$ — когерентная амплитуда рассеяния (значения $b_{\text{к}}$ табулированы). Когерентная ф-ция рассеяния $S(Q,\omega)$ определяется только свойствами системы:

$$S(\boldsymbol{Q}, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{i\boldsymbol{Q}\boldsymbol{r}} G(r, t). \qquad (2)$$

Здесь $G(r,t)$ — парная *корреляционная функция*, описывающая пространственно-временну́ю корреляцию в расположении частиц системы:

$$G(r, t) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(\boldsymbol{r}' - \boldsymbol{r}, t = 0) \rho(\boldsymbol{r}', t) \rangle, \qquad (3)$$

где $\rho(\boldsymbol{r}, t)$ — плотность частиц в точке r пространства в момент времени t, а среднее $\langle \ldots \rangle$ вычисляется по равновесному состоянию системы частиц. Усреднённое по времени значение парной корреляц. ф-ции

$$G_\infty(r) = G(r, t \to \infty) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(\boldsymbol{r}' - \boldsymbol{r}) \rangle \langle \rho(\boldsymbol{r}') \rangle$$

определяет в (2) упругое рассеяние, происходящее без изменения энергии нейтронов, $S_{\text{уп}}(\boldsymbol{Q},\omega) \sim \delta(\hbar\omega)$. Неупругое рассеяние в (2) определяется разностью $G'(\boldsymbol{r},t) = G(\boldsymbol{r},t) - G_\infty(\boldsymbol{r})$, зависящей лишь от флуктуаций плотности частиц, $\delta\rho(\boldsymbol{r},t) = \rho(\boldsymbol{r},t) - \langle\rho(\boldsymbol{r})\rangle$. Т. о., когерентное Н. р. н. определяется динамикой флуктуаций плотности частиц вещества и поэтому связано с коллективными возбуждениями системы.

Дифференц. сечение некогерентного рассеяния описывается ф-лой

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\mathscr{E}}\right)_{\text{нк}} = \frac{p}{p_0} \frac{\sigma_{\text{нк}}}{4\pi} \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{i\boldsymbol{Q}\boldsymbol{r}} G_s(r, t), \qquad (4)$$

где $\sigma_{\text{нк}}$ — сечение некогерентного рассеяния для частиц данного сорта ($\sigma_{\text{нк}}$ табулированы). Автокорреляц. ф-ция

$$G_s(r, t) = \frac{1}{N} \sum_i \langle \delta[\boldsymbol{R}_i(t) - \boldsymbol{R}_i(0) - \boldsymbol{r}] \rangle, \qquad (5)$$

где $\boldsymbol{R}_i(t)$ — координата i-й частицы в момент времени t. Ф-ция $G_s(\boldsymbol{r},t)$ описывает временну́ю корреляцию в положении одной и той же частицы и поэтому несёт информацию о динамике (колебаниях, диффузии и т. д.) отд. частиц.

Н. р. н. в кристаллах. Наиб. успешно метод Н. р. н. используется при исследовании *колебаний кристаллической решётки*. Он позволяет определить фононные дисперсионные кривые и плотность фононных состояний. Кристаллы обладают трансляц. симметрией, и поэтому малые колебания атомов в них характеризуются определёнными значениями волнового вектора $\boldsymbol{q}$, характеризующего пространств. когерентность смещений атомов решётки. В результате этого зависимость сечения когерентного (однофононного) рассеяния нейтронов от их энергии содержит резко выраженные пики, положение к-рых определяется законами сохранения энергии $\hbar\omega = \hbar\omega_\lambda(\boldsymbol{q})$ и импульса $\hbar\boldsymbol{Q} = \hbar(\boldsymbol{q} + \boldsymbol{H})$, где $\omega_\lambda(\boldsymbol{q})$ — частота колебаний ветви λ с волновым вектором $\boldsymbol{q}$, приведённым к первой зоне Бриллюэна с помощью выбора вектора *обратной решётки* $\boldsymbol{H}$.

Для моноатомной решётки ф-ция однофононного когерентного рассеяния

$$S(Q, \omega) = [1 + n(\omega)] \sum_\lambda |G_\lambda|^2 \frac{\hbar}{\pi} \frac{2\omega\Gamma_\lambda(q)}{\left(\omega^2 - \omega_\lambda^2\right)^2 + [2\omega\Gamma_\lambda(q)]^2}. \qquad (6)$$

Здесь $n(\omega) = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$; т. н. структурная амплитуда $G_\lambda(q,Q) = [Qe_\lambda(q)/\sqrt{M}]\exp(-W)$ определяет зависимость интенсивности рассеяния от величины передаваемого импульса Q и его ориентации относительно вектора поляризации $e_\lambda(q)$ исследуемого фонона (M — массы атомов, $W(Q)$ — тепловой *Дебая — Уоллера фактор*). Спектральная интенсивность когерентного Н. р. н. определяется вторым сомножителем в (6), где $\Gamma_\lambda(q)$ — затухание (величина, обратная времени жизни) фонона. Для слабозатухающих фононов [$\Gamma_\lambda(q) \ll \omega_\lambda(q)$] интенсивность рассеяния имеет два острых максимума при $\omega = \pm\omega_\lambda(q)$ с полушириной пиков $2\Gamma_\lambda(q)$. Температурная зависимость Н. р. н. с возбуждением фонона в кристалле [$\omega = \omega_\lambda(q) > 0$] или поглощением его [$\omega = -\omega_\lambda(q) < 0$] определяется множителями $1 + n\omega_\lambda(q)$ или $n[\omega_\lambda(q)]$.

В экспериментах обычно измеряется зависимость сечения рассеяния от ω при разл. значениях вектора Q. По положению её максимумов и по их ширине с помощью обратного преобразования Фурье находится зависимость частоты фононов ω_λ и их затухания Γ_λ от волнового вектора q для каждой ветви λ колебаний (рис. 1).

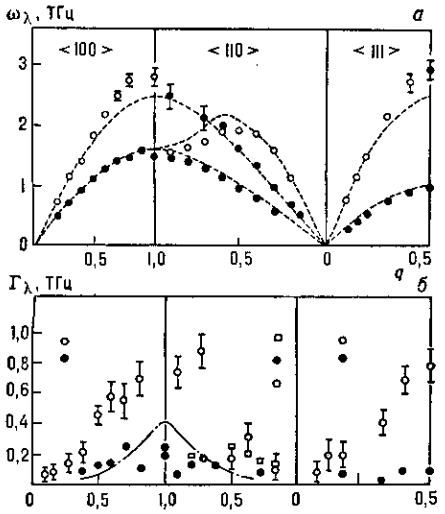


Рис. 1. *а* — фононные дисперсионные кривые $\omega_\lambda(q)$; *б* — затухание $\Gamma_\lambda(q)$ для продольных (○) и поперечных (●) акустических фононов в гранецентрированной кубической решётке ^{4}He при $T = 16$ К (молярный объём 11,72 см); пунктир — теоретические кривые.

Н. р. н. даёт информацию о структурных фазовых переходах 2-го рода в кристаллах, в т. ч. сегнетоэлектрических. В частности, удаётся исследовать поведение т. н. критической «мягкой» моды колебаний, частота к-рой $\omega_c \to 0$ при $T \to T_c$ (T_c — темп-ра фазового перехода), а вектор поляризации описывает статистич. волну смещений атомов с волновым вектором q_c, «замерзающую» при $T < T_c$. Сечение рассеяния в этом случае обычно имеет один квазиупругий пик при $\omega \approx 0$ и $q = q_c$, полная интенсивность к-рого растёт как $1/\omega^2_c \sim (T - T_c)^{-\gamma}$, а ширина $\Gamma_c \sim \omega_c^2$ уменьшается как $(T - T_c)^\gamma$, где $\gamma \gtrsim 1$ наз. критич. индексом (см. *Критические явления*). Н. р. н. при $T \to T_c$ отражает появление в кристалле упорядоченных областей новой фазы, время жизни к-рых $\tau_c = 1/\Gamma_c$, и размеры неограниченно возрастают при $T \to T_c$.

Некогерентное Н. р. н. происходит на отд. атомах независимо и поэтому волновой вектор Q не фиксируется. В результате этого сечение некогерентного рассеяния определяется лишь законом сохранения энергии $\omega = \pm\omega_\lambda$. Поэтому оно имеет вид плавной ф-ции частоты ω, характеризующей плотность фононных состояний $g(\omega)$.

Для моноатомной решётки сечение некогерентного Н. р. н. может быть представлено в виде:

$$\frac{1}{N}\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\mathscr{E}} = \frac{p}{p_0}\frac{\sigma_{\text{нк}}}{4\pi}[1 + n(\omega)]e^{-2W(Q)}\frac{\hbar Q^2}{2M\omega}\varphi(\varkappa, |\omega|), \quad (7)$$

где

$$\varkappa = Q/|Q|, \ \varphi(\varkappa,\omega) = (1/N)\sum_{q,\lambda}|\varkappa e_\lambda(q)|^2\delta[\omega - \omega_\lambda(q)].$$

Для кубич. решётки $|\varkappa e_\lambda(q)|^2 = 1/3$ и ф-ция $\varphi(\varkappa,\omega) = (1/3N)\sum_{q,\lambda}\delta(\omega - \omega_\lambda)$ определяют плотность фононных состояний.

Некогерентное Н. р. н. часто используется для исследования динамики решётки водородсодержащих кристаллов, т. к. в этом случае осн. вклад в сечение рассеяния дают протоны ($\sigma_{\text{нк}}$ велико, M протона мала). Напр., в зависимости плотности фононных состояний φ от энергии фононов $\hbar\omega$ для поликристаллич. $CsHSO_4$ пики *а*, *б*, *в* обусловлены рассеянием на протонах (рис. 2). При $T = 414$ К этот кристалл испытывает структурный фазовый переход в состояние с высокой ионной проводимостью (см. *Ионные суперпроводники*), к-рый сопровождается разупорядочением протонов в решётке. Рис. 2 показывает, что это приводит к изменению спектра фононных частот.

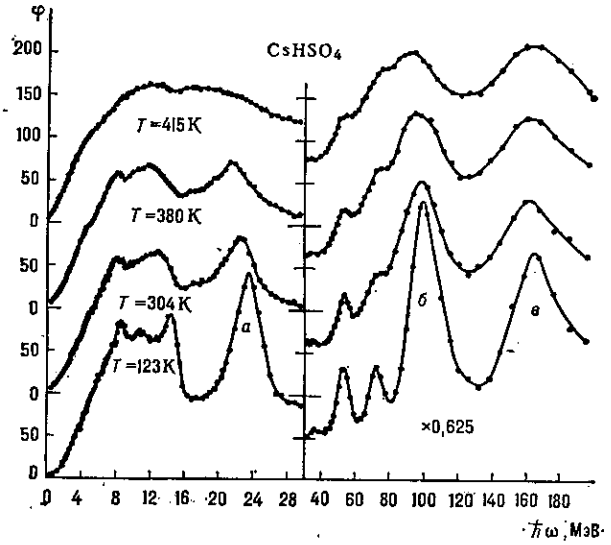


Рис. 2. Взвешенная плотность фононных состояний φ в зависимости от энергии фононов при различных температурах.

С помощью некогерентного рассеяния изучаются также молекулярные вращения, диффузия протонов в металлах и т. д. Применение т. н. метода изотопич. контраста, состоящего в замене протона на дейтрон, позволяет исследовать динамику отд. частей сложных молекул и получать информацию о характере хим. связи в молекулах.

Н. р. н. в жидкостях. В отличие от фононов в кристаллах, коллективные возбуждения в жидкости (флуктуации плотности) ввиду отсутствия дальнего порядка и диффузии частиц быстро затухают (см. *Дальний и ближний порядок*). Поэтому $S(Q,\omega)$ в жидкости не имеет ярко выраженных пиков при $\omega = \pm\omega(Q)$. Обычно проводят теоретич. расчёт ф-ции $S(Q,\omega)$ для определённой модели коллективных возбуждений и, сопоставляя её с экспериментально измеренной, находят параметры модели.

Наиб. изучены коллективные возбуждения в моноатомных жидкостях, как квантовых (^{4}He, ^{3}He), так и классических (Ne, Ar, Rb, Na). Напр., в сверхтекучем ^{4}He благодаря наличию дальнего порядка удалось наблюдать коллективные возбуждения в области импульсов $Q \leqslant 2{,}5$ Å^{-1} (рис. 3; см. *Сверхтекучесть*).

Некогерентное Н. р. н. в жидкости позволяет изучать характер диффузии частиц и их колебат. спектр.

Для анализа диффузии частиц в классич. жидкостях обычно используется гауссовское приближение для автокорреляц. ф-ции $G_s(r, t)$:

$$G_s(r, t) = [2\pi\Gamma(t)]^{-3/2}\exp\{-r^2/2\Gamma(t)\}.$$

В этом приближении динамика частицы полностью опи-

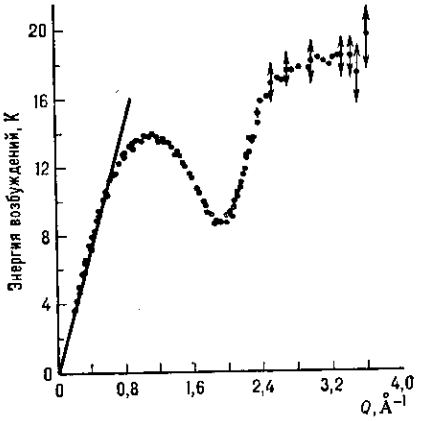


Рис. 3. Зависимость энергии коллективных возбуждений $\hbar\omega$ от волнового вектора Q в сверхтекучем гелии при $T = 1$,1К.

сывается т. н. ширинно́й ф-цией $\Gamma(t)$, имеющей смысл среднего квадратичного смещения частицы за время t:

$$\Gamma(t) = \frac{1}{3}\int d^3r r^2 G_s(r,t).$$

Исследования с помощью Н. р. н. показывают сложный характер зависимости $\Gamma(t)$. В течение малых времён частицы движутся как в идеальном газе: $\Gamma(t \to 0) \approx \approx t^2kT/M$, а на протяжении больших времён выполняется классич. закон диффузии: $\Gamma(t \to \infty) \approx 2Dt$, где D — коэф. диффузии.

Некогерентное Н. р. н. используется также для изучения колебат. и вращат. спектров молекул в жидкостях и плотных газах (напр., в H_2O).

Магнитное неупругое рассеяние. Маги. рассеяние нейтронов обусловлено взаимодействием маги. момента нейтрона с маги. моментами электронных оболочек атомов, молекул, электронов проводимости в металлах и

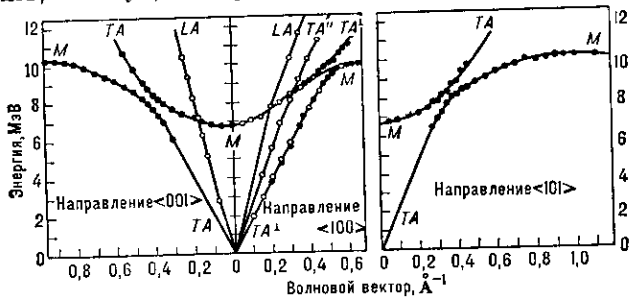


Рис. 4. Фононные и магнонная дисперсионные кривые в антиферромагнетике FeF_2 при $T = 4{,}2$ К; TA — поперечный, LA — продольные акустические фононы, M — магноны.

т. д. (см. *Магнитная нейтронография*). Неупругое маги. рассеяние связано с рассеянием нейтронов на флуктуациях спиновой плотности, т. е. с коллективными возбуждениями спиновой системы. Это — *спиновые волны* (магноны) в магнитоупорядоченных средах, флуктуации намагниченности вблизи маги. фазовых переходов, возбуждения индивидуальных спинов (парамагн. рассеяние) или полных моментов f-электронов при переходах между уровнями, обусловленными взаимодействием с внутрикристаллич. электрич. полем.

Наиб. полно изучены одномагнонное рассеяние при низких темп-рах в ферро- и антиферромагнетиках и рассеяние вблизи маги. фазовых переходов. Одномагнонное рассеяние, как и однофононное, позволяет определить частоту $\omega(q)$ и затухание $\Gamma(q)$ магнона, величины маги. моментов маги. подрешёток. Рассеяние при темпре $T \to T_c$ (критич. темп-ра) даёт возможность исследовать поведение критич. моды флуктуаций спиновой плотности, «замораживание» к-рой определяет тип маги. дальнего порядка при $T < T_c$ (см. *Спиновой плотности волны*).

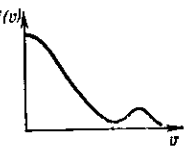
Взаимодействие спинов с фононами может привести к появлению смешанных магнон-фононных возбуждений и интерференции ядерного и маги. рассеяния. Исследование Н. р. н. в области гибридизации магнона и фонона позволяет по величине расщепления оценить параметры спин-решёточного взаимодействия (рис. 4).

Лит.: Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Woods A. D. B., Cowley R. A., Structure and excitation of liquid helium, «Repts Progr. Phys.», 1973, v. 36, p. 1135; Динамические свойства твердых тел и жидкостей. Исследование методом рассеяния нейтронов, пер. с англ., М., 1980; Изюмов Ю. А., Черноплеков Н. А., Нейтронная спектроскопия, М., 1983; Аксенов В. Л., Плакида Н. М., Стаменкович С., Рассеяние нейтронов сегнетоэлектриками, М., 1984; Уиндзор К., Рассеяние нейтронов от импульсных источников, пер. с англ., М., 1985.

Н. М. Плакида.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ — самопроизвольное нарастание отклонений от невозмущённого квазистационарного состояния плазмы (состояния равновесия, стационарного течения и т. п.), связанное либо с пространств. неоднородностью плазмы, либо с неравновесным распределением по скоростям. С энергетич. точки зрения для возникновения Н. п. необходим нек-рый избыток свободной энергии (над термодинамически равновесной) в невозмущённом состоянии плазмы.

В зависимости от того, в какой форме энергии (маги., механич., тепловой) образуется избыток свободной энергии и в каком виде и каким способом этот избыток высвобождается, различают разного вида Н. п.: пучковые, токовые, дрейфовые, магнитогидродинамич., кинетич., параметрич., диссипативные, разрывные и др. Так, напр., если в разреженных плазмах невозмущённое состояние ионов и электронов описывается в виде суммы *Максвелла распределения* и дополнит. пучка ионов или электронов, движущегося со скоростью, превышающей нек-рое критич. значение (рис.), то в плазме возникают т. н. *пучковые неустойчивости*, к-рые приводят к самопроизвольному нарастанию плазменных волн с фазовыми скоростями, несколько меньшими скорости пучка. В бесстолкновит. плазме без маги. поля возбуждение ленгмюровских волн пучком электронов обусловлено взаимодействием с волной резонансных электронов пучка, скорости к-рых совпадают со скоростью распространения волны. Если волна распространяется с фазовой скоростью, меньшей скорости пучка, то число электронов, слегка обгоняющих волну и поэтому отдающих ей энергию, больше числа электронов, слегка отстающих от волны и отнимающих от неё энергию. В результате амплитуда волны нарастает. Резонансное взаимодействие частиц с волнами описывается кинетич. ур-ниями, и поэтому Н. п. такого рода наз. кинетическими. Будет ли волна затухать или нарастать при таком взаимодействии, зависит от знака производной ф-ции распределения резонансных частиц по скоростям $\partial f/\partial v$. При $\partial f/\partial v < 0$ она затухает (*Ландау затухание*), а при $\partial f/\partial v > 0$ — нарастает. Аналогично развиваются неустойчивости плазмы с током, когда невозмущённые состояния ионов и электронов описываются в виде суммы распределений Максвелла, сдвинутых друг относительно друга по оси скоростей на величину токовой скорости электронов. В результате кинетич. токовой неустойчивости возбуждаются ионно-звуковые волны в неизотермич. плазме ($T_e \gg T_i$), когда токовая скорость электронов превышает скорость ионного звука. Осн. следствие токовой Н. п. — быстрая передача импульса электро-



нов колебаниям плазмы и непосредственно ионам, т. е. возникновение *аномального сопротивления* плазмы.

Анизотропия ф-ций распределения частиц плазмы в пространстве скоростей является также причиной анизотропных Н. п. Такая анизотропия возникает в плазме, помещённой в магн. поле, в к-ром характер движения частиц в направлениях вдоль и поперёк магн. силовых линий совершенно различен (см. *Плазма*). В частности, давления плазмы вдоль и поперёк магн. поля могут сильно различаться. Если давление плазмы вдоль магн. силовых линий существенно превышает как давление магн. поля, так и давление поперёк магн. силовых линий, то плазма окажется неустойчивой по отношению к самопроизвольному нарастанию первоначально малого изгиба магн. силовых линий под действием центробежной силы, возникающей при тепловом движении частиц вдоль искривлённых силовых линий. Эта Н. п. наз. ш л а н г о в о й по аналогии с известными изгибными колебаниями шланга с большим напором воды. Поскольку развитие шланговой Н. п. не связано с наличием группы резонансных частиц, то она существует и в столкновит. плазме, описываемой ур-ниями *магнитной гидродинамики*, и поэтому относится к широкому классу МГД Н. п.

Если анизотропия давления плазмы невелика или ф-ции распределения частиц по продольным (по отношению к магн. полю) и поперечным скоростям различаются мало, то изгибные (альвеновские) волны в плазме возбуждаются вследствие взаимодействия группы резонансных частиц с волной и Н. п. является кинетической (см. *Взаимодействие частиц с волнами*). Развитие неустойчивости в этом случае происходит за счёт перевода части энергии движения частиц вдоль магн. поля в энергию циклотронного движения вследствие циклотронного резонанса частиц с волной с учётом доплеровского сдвига частоты. В этом смысле такие Н. п. наз. ц и к л о т р о н н ы м и.

Равновесные МГД-конфигурации могут обладать избытком свободной энергии в виде энергии магн. поля и энергии теплового расширения плазмы. Это т. н. к о н ф и г у р а ц и о н н ы й избыток свободной энергии. Высвобождение избытка энергии магн. поля при перестройке конфигурации является источником наиб. быстро развивающейся разновидности МГД Н. п. Примером может служить токовая неустойчивость плазменного шнура, сжатого магн. полем протекающего по нему тока (наблюдается при *пинч-эффекте*). Наиб. радикальным методом стабилизации конфигураций подобного типа является наложение достаточно сильного продольного магн. поля: $H_\parallel > H_\varphi \lambda_\parallel / 2\pi r$, где H_φ — магн. поле собств. тока; r — радиус плазменного шнура, $\lambda_\parallel$ — продольная длина волны возмущения. Высвобождение конфигурац. избытка энергии при тепловом расширении плазмы связано с *желобковой неустойчивостью*, к-рая представляет собой возмущения в виде вытянутых вдоль силовых линий магн. поля языков, расширяющихся поперёк силовых линий в сторону ослабевающего магн. поля. Возмущения подобного типа приобретают характер перестановок целых элементарных силовых трубок магн. поля, заполненных плазмой. Желобковая Н. п. является МГД-аналогом *конвективной неустойчивости* в обычной гидродинамике.

Поскольку плазма, как сплошная среда, представляет собой систему с бесконечным числом степеней свободы, полный теоретич. анализ её устойчивости по отношению к разного вида возмущениям практически неосуществим. Общепринятый подход к физике устойчивости плазмы состоит в последоват. рассмотрении разл. Н. п., начиная с самых простых моделей — гидродинамических, с постепенным усложнением (вводя в рассмотрение эффекты конечной диссипации, многокомпонентность плазмы, кинетич. эффекты и т. п.).

Наиб. исследованы Н. п. относительно малых возмущений, описываемые в теории плазмы линейными ур-ниями. В задачах о Н. п. равновесных МГД-конфигураций линеаризованные ур-ния теории устойчивости идеально проводящей плазмы можно привести к одному ур-нию движения,

$$\frac{\partial^2 \hat{\xi}}{\partial t^2} = -\hat{k}\hat{\xi}, \qquad (1)$$

в к-ром $\hat{k}$ — нек-рый линейный самосопряжённый дифференц. оператор, действующий на $\hat{\xi}$ (смещение плазмы от равновесия) как ф-цию координат. Ур-ние (1) аналогично ур-нию, описывающему колебания произвольной неоднородной упругой среды, где $\hat{k}$ играет роль соответствующего обобщённого коэф. упругости. По аналогии с механикой упругих сред, вводится потенциальная энергия малых колебаний

$$\delta W = \tfrac{1}{2}\int \hat{\xi}\hat{k}\hat{\xi}\, dv. \qquad (2)$$

Если при всех смещениях $\hat{\xi}(r)$ энергия системы увеличивается ($\delta W > 0$), то система находится в устойчивом состоянии с наименьшей потенциальной энергией и все отклонения от положения равновесия не могут нарастать во времени. Если δW может принимать отрицательные значения, т. е. при нек-ром смещении система может перейти в состояние с меньшей потенциальной энергией, то рассматриваемая система неустойчива. Границу между устойчивыми и неустойчивыми состояниями образуют такие состояния, в к-рых исчезает упругость по отношению к одному определённому типу смещений. Для нахождения границы устойчивости обычно исследуют, при каких условиях появляются состояния, близкие к равновесному, с помощью ур-ния $\hat{k}\hat{\xi} = 0$, т. е. соответствующие нулевым собств. частотам (т. н. безразличное равновесие). В линейной теории Н. п. стационарных состояний нарастание флуктуаций во времени носит экспоненциальный характер $\sim \exp(\gamma t)$. Здесь γ — *инкремент* неустойчивости — величина, характеризующая степень неустойчивости системы, быстроту возбуждения в ней колебаний. Порядок величины инкремента самых быстрых МГД-неустойчивостей $\sim v/r$, где r — характерный пространств. размер конфигурации, v — характерная скорость (альвеновская, либо скорость звука, в зависимости от типа Н. п.).

Часто состояния плазмы (равновесные конфигурации и течения), заведомо устойчивые в рамках идеального гидродинамич. рассмотрения, при учёте диссипативных эффектов (конечного электрич. сопротивления, вязкости, теплопроводности и т. д.) оказываются неустойчивыми (т. н. д и с с и п а т и в н ы е Н. п.).

Учёт неидеальности плазмы приводит к существенному снижению порога возникновения неустойчивости МГД конфигураций и течений плазмы. Диссипативные Н. п. характеризуются существенно меньшими инкрементами и имеют характер более «медленного просачивания» (тем медленнее, чем меньше электрич. сопротивление) по сравнению с бурной перестройкой исходной конфигурации при неустойчивости идеальной плазмы. Аналогом диссипативных Н. п. в обычной гидродинамике является неустойчивость течения Пуазёйля. При наличии магн. поля новым важным типом указанных Н. п. являются р а з р ы в н ы е неустойчивости (*тиринг-неустойчивости*), сопровождающиеся изменением топологии магн. поля (разрыв и *пересоединение* силовых линий). Простейшим примером разрывной Н. п. служит неустойчивость плоского слоя плазмы с током, создающим конфигурацию с обращённым магн. полем (т. е. противоположно направленным по обе стороны слоя, см. *Нейтральный токовый слой*). Если представить токовый слой в виде набора токовых нитей, то очевидно, что из-за притяжения нитей с одинаковым направлением тока они имеют тенденцию к попарному пинчеванию (слипанию). При этом происходит перестройка конфигурации магн. поля: незамкнутые силовые линии плоского токового слоя в результате пинчевания частично разрываются на куски и замыкаются вокруг образовавшихся токовых нитей. Хотя такая перестрой-

ка энергетически выгодна, в идеальной плазме она не осуществляется из-за вмороженности магн. силовых линий в плазму. Наличие конечного сопротивления плазмы нарушает вмороженность, позволяя магн. силовым линиям противоположного направления диффундировать навстречу друг другу сквозь плазменный слой и пересоединиться.

Многокомпонентность плазмы также приводит к дополнительным Н. п., наиболее важным среди к-рых является широкий класс дрейфовых Н. п. Источником свободной энергии здесь служит тепловая энергия плазмы, удерживаемой магн. полем. Вследствие неоднородности давления плазмы электроны и ионы дрейфуют в разные стороны со скоростью в r/r_H раз меньшей, чем тепловая скорость ионов (r_H — средний ларморовский радиус ионов), и т. о. создают слабый ток в плазме, возбуждающий т. н. дрейфовые волны. Как правило, характерные инкременты дрейфовых Н. п. по крайней мере в r/r_H раз меньше идеальных МГД неустойчивостей. Многие диссипативные МГД Н. п. имеют свои аналоги в бесстолкновительной плазме, где диссипация энергии обусловлена взаимодействием плазменных волн с группой резонансных частиц.

Параметрические Н. п. При распространении в плазме волн большой амплитуды происходит периодич. пространственно-временна́я модуляция параметров плазмы. На этом фоне возникает параметрич. связь волн малой амплитуды (пробных волн), амплитуда к-рых возрастает экспоненциально в результате раскачивания колебаний электронов и ионов волнами большой амплитуды. Возникают т. н. *параметрические неустойчивости*. Примером может служить распадная неустойчивость плазмы, в к-рой волна конечной амплитуды с частотой ω_0 и волновым вектором $\mathbf{k}$ распадается на две волны того же или другого типа с меньшими частотами, удовлетворяющими условиям резонанса: $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$. $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$.

Другим важным примером Н. п. этого типа является *модуляционная неустойчивость* волны с амплитудой, превышающей некоторую критическую, в результате которой самопроизвольно возникает её НЧ-модуляция.

Ответ на кардинальный вопрос — о конечной судьбе состояния плазмы в результате развития Н.п.— выходит за рамки линейной теории Н. п. Как правило, учёт нелинейных эффектов останавливает первоначально экспоненциальный рост Н. п. на уровне насыщения. Универсального подхода для описания состояния насыщения Н. п. не существует. В ряде случаев разработаны приближённые нелинейные модели. Н. п. исходных состояний, лежащих далеко за порогом неустойчивости, приводят к *турбулентному состоянию насыщения. Так*, напр., пучковые Н. п. могут приводить к состоянию *турбулентности* плазменных волн. При этом насыщение роста волн может быть связано как с их нелинейным взаимодействием, так и с постепенной эволюцией состояния плазмы к устойчивому под действием возбуждённых колебаний.

Если Н. п. дополнительно дестабилизируются нелинейными эффектами, то скорость нарастания таких Н. п. увеличивается с ростом амплитуды возмущения (до нек-рого предела) — это т. н. взрывные неустойчивости. В неравновесной плазме могут существовать волны с отрицательной энергией (напр., при наличии пучков частиц), когда энергия плазмы при наличии в ней волны ниже, чем в её отсутствие. В таком случае увеличение амплитуд группы взаимодействующих волн с разными знаками энергии может быть энергетически выгодным, т. к. ведёт к уменьшению энергии плазмы. Усиление взаимодействия с увеличением амплитуд волн является причиной их взрывного роста.

Прогресс в изучении Н. п. в значит. степени был связан с работами по проблеме УТС, в результате чего удалось реализовать практически устойчивые конфигурации горячей плазмы в магн. поле (см. *Токамак*).

Н. п. анизотропного типа обнаружены в магнитосфере Земли. Они играют важную роль в динамике *радиационных поясов*, частицы к-рых представляют собой анизотропную в магн. поле компоненту плазмы.

Пучковые Н. п., сопровождающиеся генерацией ленгмюровских колебаний, представляют интерес для плазменной электроники, а в проблеме УТС используются в методах *нагрева плазмы*, основанных на инжекции пучков заряж. частиц.

О нек-рых типах неустойчивости низкотемпературной плазмы см. в ст. *Низкотемпературная плазма*, *Плазма электроотрицательных газов*.

Лит.: Михайловский А. Б., Теория плазменных неустойчивостей, 2 изд., т. 1—2, М., 1975—77; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, т. 1—2, М., 1983—84. *Р. З. Сагдеев, А. А. Галеев.*

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ И ВОЛНОВЫХ СИСТЕМАХ — самопроизвольное нарастание возмущений на фоне заданного движения, приводящее к качественному изменению поведения системы. Простейший пример неустойчивого состояния — равновесие маятника в верх. точке (рис. 1). Любое сколь угодно малое возмущение маятника приводит к его уходу от состояния равновесия. Физически неустойчивость движения системы означает, что состояние равновесия может быть реализовано лишь приближённо и на огранич. интервале времени (для волновых систем — и пространства), тем меньшем, чем выше скорость нарастания возмущений. Состояния или движения системы, малые нач. возмущения к-рых остаются малыми и в дальнейшем, наз. устойчивыми. Примерами являются соответственно состояние равновесия маятника в ниж. точке и само колебат. движение маятника.

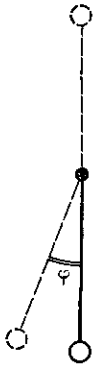


Рис. 1. Маятник с жёстким подвесом.

Понятия неустойчивости и устойчивости движения относятся ко всем *динамическим системам*, а не только к колебательным и волновым. Строгая формулировка понятия устойчивости, пригодная для любых систем, затруднительна, поэтому, как правило, учитывается специфика задачи. Так, различают устойчивость движения в «малом» — по отношению к бесконечно малым возмущениям и в «большом» — по отношению к возмущениям конечной величины, устойчивость по отношению к определ. классу возмущений и т. д. Наиб. изучена устойчивость в «*малом*», *т. к. при малых возмущениях* возможно разложение по ним в окрестности исследуемого движения исходных ур-ний, описывающих систему (см. *Устойчивость движения*, *Устойчивость равновесия*). Специфика колебательных и волновых систем заключается лишь в характере движений в системе и в характере нарастающих при неустойчивости возмущений, а также в физ. механизмах Н. в к. и в. с. Одной из осн. стадий изучения поведения колебательных и волновых систем является отыскание простых характерных состояний и движений: состояний равновесия и периодич. режимов в колебательных системах или стационарных и автомодельных режимов в волновых системах. Затем исследуется их устойчивость как условие реализуемости. В случае неустойчивости движения анализируются характер нарастающих возмущений, закон и скорость их нарастания, а также механизм неустойчивости. Традиционно разделяют неустойчивость «тривиальных» состояний системы (состояний равновесия и пространственно однородных стационарных режимов) и неустойчивость колебаний и волн. В первом случае речь идёт о зарождении колебательных и волновых движений из состояния покоя, а во

втором — о разрушении существующих в системе колебательных и волновых процессов. Нарастание возмущений на фоне неустойчивого движения может происходить в виде колебаний или волн либо апериодически. Поступление энергии к нарастающим периодическим возмущениям при Н. в к. и в. с. может идти двумя способами — автоколебательным и резонансным (см. *Автоколебания*). При автоколебательной неустойчивости возмущения растут за счёт энергии источников неколебательной природы. Резонансное нарастание возмущений обусловлено отбором ими энергии от к.-л. периодических источников или движений системы. Основные особенности Н. в к. и в. с. могут быть продемонстрированы на примере матем. маятника. Движение его в отсутствие диссипации описывается ур-нием $\ddot{\varphi} + \sin\varphi = 0$. Замкнутые траектории на рис. 2, *а* отвечают периодич. незатухающим колебаниям. При введении в систему малой диссипации и соответственно в ур-ние осциллятора члена $\alpha\dot{\varphi}(\alpha > 0)$ колебания станут затухающими и замкнутые траектории на фазовой плоскости превратятся в скручивающиеся спирали (рис. 2, *б*). Если возможно поступление энергии к колебаниям, то они будут нарастать. Подталкивая маятник с периодом его собств. колебаний, можно получить резонансное возбуждение колебаний. Представим теперь, что воздействие на маятник зависит от характера его колебаний благодаря механизму *обратной связи*, обеспечивающему поступление энергии в нужной фазе, пропорциональное, напр., величине $\dot{\varphi}$. Формально это соответствует введению в систему отрицат. диссипации $\alpha\dot{\varphi}$ $(\alpha < 0)$. Тогда состояние равновесия $\varphi = \dot{\varphi} = 0$ существует, но оно неустойчиво — сколь угодно малое отклонение от указанной точки приведёт к раскачке колебаний. Фазовые траектории в окрестности состояния равновесия имеют при этом вид раскручивающихся спиралей (рис. 2, *в*). Т. к. частота и фаза поступления энергии к колебаниям определяются собств. движением осциллятора, то источник энергии может быть неколебательным. Это пример автоколебат. неустойчивости. Автоколебат. неустойчивость, ограниченная нелинейными эффектами, приводит, как правило, к установлению стационарных автоколебаний. В более сложных системах с размерностью фазового пространства, не меньшей трёх, неустойчивость может привести к возникновению *стохастических колебаний*. Наряду с механизмом положит. обратной связи к автоколебат. неустойчивости приводит существование падающего участка на характеристике зависимости силы трения в осцилляторе от скорости движения. Так происходит, напр., возбуждение струны движущимся смычком. Зависимость силы трения от относит. скорости движения смычка и струны показана на рис. 3. Выбранной скорости движения смычка v_0 отвечает сила F_0, к-рая уравновешивается натяжением струны. Легко, однако, заметить, что указанное состояние равновесия неустойчиво. Появление скорости движения струны, напр., в направлении движения смычка означает уменьшение относит. скорости смычка и струны и соответственно вызывает возрастание силы трения F. Это ведёт к уходу от состояния равновесия. В результате возникают нарастающие колебания струны, что следует и из энергетич. баланса. Действительно, работа силы трения за период движения струны положительна: в те полпериода, что струна движется со смычком, сила трения больше, чем при встречном их движении. С автоколебат. неустойчивостью связана работа генераторов периодич. колебаний (механич., акустич., эл.-магн. и т. д.). В частности, в механич. часах потери на трение компенсируются при помощи анкерного механизма за счёт энергии пружины. Электрич. колебания генерируются в колебат. контуре за счёт энергии батареи либо при помощи триода с включением контура в цепь его управляющего электрода (обратная связь), либо при включении в контур туннельного диода — элемента с падающим участком вольт-амперной характеристики.

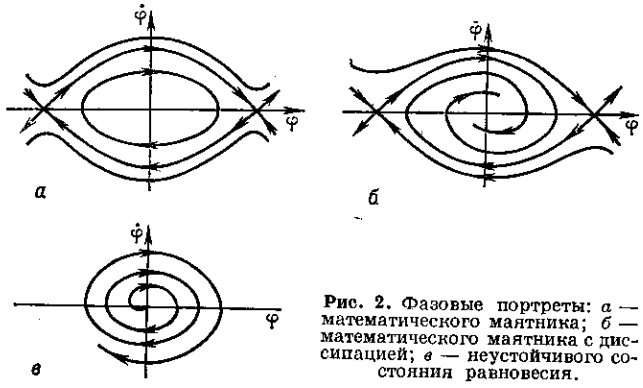


Рис. 2. Фазовые портреты: *а* — математического маятника; *б* — математического маятника с диссипацией; *в* — неустойчивого состояния равновесия.

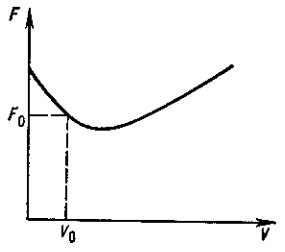


Рис. 3. Зависимость силы трения F между смычком и струной от их относительной скорости.

Примером др. типа неустойчивости — резонансной — может служить параметрич. неустойчивость маятника. Если с частотой, вдвое большей частоты маятника, менять длину подвеса, то состояние равновесия $(\varphi = \dot{\varphi} = 0)$ и в этом случае оказывается неустойчивым. Именно так возникает раскачка качелей, если вставать при прохождении ниж. точки траектории (см. *Параметрический резонанс*, *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*). Нарастание колебаний маятника при периодическом изменении длины его подвеса может быть рассмотрено и с др. точки зрения — как пример неустойчивости периодических колебаний. При замене жёсткого подвеса маятника упругим система приобретает дополнит. степень свободы, соответствующую вертикальным колебаниям. При произвольном соотношении частот вертикальные и горизонтальные колебания могут происходить практически независимо. Напр., возможны незатухающие вертикальные колебания груза на пружине. При выполнении условия параметрич. резонанса два типа колебаний начинают эффективно взаимодействовать, что в рассматриваемом случае приводит к раскачке горизонтальных колебаний за счёт энергии вертикальных. При этом вертикальные колебания в системе оказываются неустойчивыми по отношению к возбуждению горизонтальных.

Проявления неустойчивости в колебат. системах с конечным числом степеней свободы в осн. аналогичны рассмотренным на примере маятника. Проявление неустойчивости в волновых системах имеет особенности, обусловленные пространств. протяжённостью этих систем. Как и в колебат. системах, неустойчивость волновых движений в консервативных волновых системах является резонансной и связана с нелинейным взаимодействием волн, напр. трёх-, четырёх- и т. д. волновые взаимодействия, возникающие в *нелинейных средах* при выполнении условий *синхронизма*, *самовоздействие волн* (самомодуляция, самофокусировка) и др. В активных волновых системах неустойчивость может иметь как автоколебательный, так и резонансный характер. Примерами активных волновых систем являются лазеры, гиротроны, волновые пучки в плазме, химически активные среды. При автоколебат. неустойчивости волновые возмущения нарастают за счёт энергии неколебат. источников, напр. пучков частиц или течений. В отличие от колебат. систем нарастание возмущений в таких системах может происходить не только во времени, но и в пространстве. В частности, возмущение может носить

характер бегущего волнового пакета нарастающей амплитуды и уходить из области своего зарождения. После прохода бегущего возмущения через элемент системы, от к-рого оно отбирает энергию, поле возмущений в этой области может с течением времени стремиться к нулю. Это т. н. конвективная (сносовая) неустойчивость. Если же возмущения нарастают с течением времени во всех точках пространства, то неустойчивость является абсолютной. Системы, в к-рых реализуется конвективная неустойчивость, служат основой для создания усилителей, а системы с абс. неустойчивостью являются генераторами. Существуют критерии определения характера неустойчивости в волновых системах. Однако во многих реальных системах разделение на абсолютную и конвективную неустойчивость невозможно. В частности, либо замыкая отрезок конвективно неустойчивой системы в кольцевую систему, либо включая внеш. обратную связь, получают систему с абс. неустойчивостью (см. *Автоволны*, *Волны*, *Нелинейные системы* и др.).

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Бутенин Н. В., Неймарк Ю. И., Фуфаев Н. А., Введение в теорию нелинейных колебаний, 2 изд., М., 1987; Федорченко А. М., Коцаренко Н. Я., Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах, М., 1981; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. *А. Я. Басович, А. А. Новиков.*

НИЗКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ (криогенные температуры) — обычно темп-ры, лежащие ниже точки кипения жидкого воздуха (ок. 80 К). Согласно рекомендации, принятой 13-м конгрессом Междунар. ин-та холода (1971), криогенными темп-рами следует называть темп-ры ниже 120 К.

Получение Н. т. Для получения и поддержания Н. т. обычно используют сжиженные газы (хладагенты). В сосуде Дьюара, содержащем сжиженный газ, испаряющийся под атм. давлением, достаточно хорошо поддерживается пост. темп-ра $T_н$ кипения хладагента. Практически применяют след. хладагенты, воздух ($T_н \approx \approx 80$ К), азот ($T_н = 77{,}4$ К), неон ($T_н = 27{,}1$ К), водород ($T_н = 20{,}4$ К), гелий ($T_н = 4{,}2$ К). Для получения жидких газов служат спец. установки — ожижители, в к-рых сильно сжатый газ при расширении до обычного давления охлаждается и конденсируется (см. *Джоуля—Томсона эффект*).

Откачивая испаряющийся газ из герметизир. сосуда, можно уменьшать давление над жидкостью и тем самым понижать темп-ру её кипения. Естеств. или принудит. конвекция и хорошая теплопроводность хладагента обеспечивают при этом однородность темп-ры во всём объёме жидкости. Таким путём удаётся перекрыть широкий диапазон темп-р: от 77 до 63 К при помощи жидкого азота, от 27 до 24 К — жидкого неона, от 20 до 14 К — жидкого водорода, от 4,2 до 1 К — жидкого гелия. Методом откачки нельзя получить темп-ру ниже *тройной точки* хладагента. При более низких темп-рах вещество затвердевает и теряет свои качества хладагента. Промежуточные темп-ры, лежащие между указанными выше интервалами, достигаются спец. методами. Охлаждаемый объект теплоизолируют от хладагента, помещая его, напр., внутрь вакуумной камеры, погружённой в сжиженный газ. При небольшом контролируемом выделении теплоты в камере (в ней имеется электрич. нагреватель) темп-ра исследуемого объекта повышается по сравнению с темп-рой кипения хладагента и может поддерживаться с высокой стабильностью на требуемом уровне. В др. способе получения промежуточных темп-р охлаждаемый образец помещают над поверхностью испаряющегося хладагента и регулируют скорость испарения жидкости нагревателем. Отвод теплоты от исследуемого объекта здесь осуществляет поток испаряющегося газа. Применяется также метод охлаждения, при к-ром холодный газ, получаемый при испарении хладагента, прогоняется через теплообменник, находящийся в тепловом контакте с охлаждаемым объектом.

Гелий при атм. давлении остаётся жидким вплоть до абс. нуля темп-ры (см. *Гелий жидкий*). Однако при откачке паров жидкого ^{4}He (природного изотопа гелия) обычно не удаётся получить темп-ру существенно ниже 1 К, даже применяя очень мощные насосы (этому мешают чрезвычайно малая упругость насыщ. паров ^{4}He и его сверхтекучесть). Откачкой паров изотопа ^{3}He ($T_н = = 3{,}2$ К) удаётся достичь темп-р $\sim 0{,}3$ К. Область темп-р ниже 0,3 К наз. сверхнизкими темп-рами. Методом адиабатич. размагничивания парамагн. солей (см. *Магнитное охлаждение*) удаётся достичь темп-р $\sim 10^{-3}$ К. Тем же методом с использованием ядерного парамагнетизма в системе атомных ядер были достигнуты темп-ры $\sim 10^{-6}$ К. Принципиальную проблему в методе адиабатич. размагничивания (как, впрочем, и в др. методах получения Н. т.) составляет осуществление хорошего теплового контакта между объектом, к-рый охлаждают, и охлаждающей системой. Особенно это трудно достижимо в случае системы атомных ядер. Совокупность ядер атомов можно охладить до сверхнизких темп-р, но добиться такой же степени охлаждения вещества, содержащего эти ядра, не удаётся.

Для получения темп-р порядка неск. мК широко пользуются более удобным методом — растворением жидкого ^{3}He в жидком ^{4}He. Применяют для этой цели рефрижераторы растворения (см. *Криостат*). Их действие основано на том, что ^{3}He сохраняет конечную растворимость (ок. 6%) в жидком ^{4}He вплоть до абс. нуля темп-ры. Поэтому при соприкосновении почти чистого жидкого ^{3}He с разбавленным раствором ^{3}He в ^{4}He атомы ^{3}He переходят в раствор. При этом поглощается теплота растворения и темп-ра раствора понижается. Растворение осуществляется в одном месте прибора (в камере растворения), а удаление атомов ^{3}He из раствора путём откачки — в другом (в камере испарения). При непрерывной циркуляции ^{3}He, осуществляемой системой насосов и теплообменников, можно поддерживать в камере растворения темп-ру 10—30 мК неограниченно долго. Гелий ^{3}He можно охладить ещё сильнее, используя *Померанчука эффект*. Жидкий ^{3}He затвердевает при давлении более $3 \cdot 10^6$ Па. В области темп-р ниже 0,3 К увеличение давления (в пределе до $3{,}4 \cdot 10^6$ Па) сопровождается поглощением теплоты и понижением темп-ры равновесной смеси жидкой и твёрдой фаз (затвердевание идёт с поглощением теплоты). Этим методом были достигнуты темп-ры ~ 1—2 мК.

Измерение Н. т. Первичным прибором для измерения термодинамич. темп-ры вплоть до 1 К служит газовый термометр. Др. вариантами первичного термометра являются акустич. и шумовой термометры, действие к-рых основано на связи термодинамич. темп-ры соответственно со значением скорости звука в газе и с интенсивностью тепловых флуктуаций напряжения в электрич. цепи. Первичные прецизионные термометры используют в осн. для определения темп-р легко воспроизводимых фазовых равновесий в однокомпонентных системах (т. н. реперных точек), к-рые служат опорными температурными точками *Международной практической температурной шкалы* (МПТШ-68).

Для измерения темп-ры от 630,74 °С до 13,81 К по МПТШ-68 с точностью $\sim 0{,}001$ К служит платиновый термометр сопротивления. МПТШ-68 пока не продлена ниже 13,8 К ввиду отсутствия в этой области Н. т. вторичного термометра, не уступающего по чувствительности, точности и воспроизводимости показаний платиновому термометру сопротивления при более высоких темп-рах. В диапазоне 0,3—5,2 К низкотемпературная *термометрия* основана на зависимости давления насыщ. паров p_s гелия от темп-ры, устанавливаемой газовым термометром. Эта зависимость была принята в качестве междунар. температурной шкалы в области 1,5—5,2 К (шкала ^{4}He, 1958) и 0,3—3,3 К (шкала ^{3}He, 1962). Зависимость p_s (T) в этих температурных диапазонах не может быть представлена простой аналитич. ф-лой и поэтому табулируется; табличные данные обеспечи-

вают точность определения температуры до тысячной доли К.

В области Н. т. для целей практич. термометрии применяют гл. обр. термометры сопротивления (до 20 К — медный; в области водородных и гелиевых темп-р вплоть до 1 мК — угольные, сопротивление к-рых возрастает при понижении темп-ры). Для измерения темп-ры ниже 100 К применяют также термометры сопротивления из чистого германия.

Ниже 1 К газовым термометром пользоваться практически нельзя. Для определения термодинамич. темп-ры в этой области используют методы *магнитной термометрии* и ядерные методы. В основе ядерных методов измерения Н.т. лежит принцип квантовой статистич. физики, согласно к-рому равновесная заселённость дискретных уровней энергии системы зависит от темп-ры. В одном из таких методов измеряются интенсивности линий *ядерного магнитного резонанса*, определяемые разностью заселённостей уровней энергии ядер в магн. поле; в др. методе — зависящее от темп-ры отношение интенсивностей компонентов, на к-рые расщепляется линия резонансного гамма-излучения (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*) во внутр. магн. поле ферромагнетика.

Аналогом термометрии по давлению насыщенных паров в области сверхнизких температур является измерение температуры в диапазоне 30—100 мК по осмотическому давлению ^{3}He в смеси ^{3}He — ^{4}He. Абсолютная точность измерений — ок. 2 мК при чувствительности осмотич. термометра $\sim$ 0,01 мК.

Физика Н. т. Применение Н. т. сыграло важную роль в изучении конденсир. состояния вещества. Особенно много новых фактов и закономерностей было открыто при изучении свойств разл. веществ при гелиевых темп-рах. Это привело к выделению спец. раздела физики — физики Н.т. При понижении темп-ры в свойствах веществ начинают проявляться особенности, связанные с наличием взаимодействий, к-рые при обычных темп-рах вуалируются тепловым движением атомов.

Благодаря значит. подавлению теплового движения атомов при Н. т. удалось обнаружить большое число макроскопич. явлений, имеющих квантовую природу: существование гелия в жидком состоянии вплоть до абс. нуля темп-ры (0К), *сверхтекучесть*, *сверхпроводимость* и др. При Н. т. состояние твёрдого тела можно рассматривать как упорядоченное состояние, соответствующее 0К, но с учётом влияния «газа» элементарных возбуждений — *квазичастиц*. Введение разл. типов квазичастиц (*фононы*, *дырки*, *магноны* и др.) позволяет описать многообразие свойств веществ при Н. т.

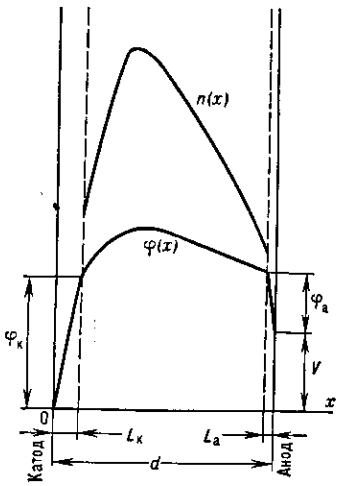
Охлаждение до сверхнизких темп-р применяется в ядерной физике, напр. для создания мишеней и источников с поляризов. ядрами при изучении анизотропии рассеяния элементарных частиц.

Технические применения Н. т. Одна из гл. областей применения Н. т. в технике — разделение газов. Произ-во кислорода и азота в больших кол-вах основано на сжижении воздуха с последующим разделением его в ректификац. колоннах. Н. т. используют для получения высокого *вакуума* методом адсорбции на активиров. угле или цеолите (адсорбц. насос) или непосредственно конденсацией паров на металлич. стенках сосуда с хладагентом (крионасос). Охлаждение до темп-р жидкого воздуха или азота находит применение в медицине (лечение мозговых опухолей, консервация живых тканей). Широко применяются Н. т. в электронике и радиотехнике для подавления аппаратурных *шумов*.

Лит.: Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959; Справочник по физико-техническим основам криогеники, под ред. М. П. Малкова, 3 изд., М., 1985; Линтон Э., Сверхпроводимость, пер. с англ., 2 изд., М., 1971; Роуз-Инс А., Техника низкотемпературного эксперимента, пер. с англ., М., 1966; Мендельсон К., На пути к абсолютному нулю, пер. с англ., М., 1971; Лоунасмаа О. В., Принципы и методы получения температур ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977; Капица П. Л., Научные труды. Физика и техника низких температур, М., 1989.

И. П. Крылов.

НИЗКОВО́ЛЬТНАЯ ДУГА́ — несамостоят. *дуговой разряд* с термоэмиссионным катодом, горящий при напряжении U, меньшем не только потенциала ионизации, но и наинизшего потенциала возбуждения газа U_1. Н. д. обычно горит при малых давлении p и межэлектродном расстоянии d ($pd < 10$ тор·см). Плазма Н. д., как правило, ионизована слабо. Распределение потенциала $\varphi(x)$ и концентрации плазмы $n(x)$ в Н. д. немонотонные с максимумами в прикатодной области плазмы. Положит. столб в разряде практически отсутствует. Квазинейтральная плазма Н. д. отделена от электродов прикатодным $\varphi_к$ и прианодным $\varphi_а$ падениями напряжения в приэлектродных ленгмюровских слоях $L_к$ и $L_а$ (рис.). При большой электронной эмиссии с катода и сравнительно малой концентрации плазмы в прикатодной области в ленгмюровском слое у катода возникает минимум потенциала — т. н. *виртуальный катод*, ограничивающий эмиссию с катода до величины порядка хаотического электронного тока в прикатодной плазме.



Распределение потенциала и концентрации плазмы в межэлектродном промежутке низковольтной дуги.

Направленный ток в плазме Н. д. переносится в осн. электронами и имеет две направленные навстречу друг другу полевую и диффузионную составляющие. Ионизация атомов, как правило, ступенчатая и осуществляется в осн. высокоэнергичными электронами плазмы из «хвоста» максвелловского распределения и отчасти электронами катодной эмиссии, ускоренными на прикатодном падении.

Известны т. н. кнудсеновские Н. д., горящие при весьма малых pd, когда длина свободного пробега электронов катодной эмиссии превышает зазор d. Ионизация в кнудсеновских Н. д. также осуществляется в осн. тепловыми электронами, ускоряемыми обычно в коллективных процессах, в частности в электрич. полях ленгмюровских колебаний, возбуждаемых за счёт плазменно-пучкового взаимодействия (см. *Плазменно-пучковый разряд*). Наиб. изучены Н. д. в парах щелочных металлов и в инертных газах.

Н. д. используются в *термоэмиссионных преобразователях* тепловой энергии в электрическую и в термоэмиссионных ключевых элементах. Иногда типичные для Н. д. распределения потенциала и плотности плазмы, характеризующиеся максимумами в прикатодной квазинейтральной плазме, образуются у катода самостоят. дугового разряда. Эту область, расположенную между катодом и положит. столбом разряда, часто наз. пространством Н. д.

Лит.: Грановский В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971; Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, под ред. Б. Я. Мойжеса, Г. Е. Пикуса, М., 1973; Бакшт Ф. Г., Юрьев В. Г., Низковольтная дуга с накалённым катодом в парах цезия. Обзор, «ЖТФ», 1976, т. 46, с. 905; Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде, М., 1990.

Ф. Г. Бакшт, В. Г. Юрьев.

НИЗКОТЕМПЕРАТУ́РНАЯ ПЛАЗМА

Содержание:

1. Общие свойства Н. п. 351
2. Способы создания Н. п. 352
3. Процессы в Н. п. 352
4. Неустойчивости и структуры Н. п. 353
5. Применение Н. п. 354
6. Н. п. земной атмосферы и Солнца. 355

1. Общие свойства Н. п.

Низкотемпературной наз. плазму, у к-рой ср. энергия электронов меньше характерного потенциала ионизации атома (< 10 эВ); темп-ра её обычно не превышает 10^5К. Плазма с более высокой темп-рой наз. горячей или высокотемпературной. Обычно Н. п. слабоионизованная, т. е. число нейтральных атомов и молекул значительно превышает число заряж. частиц — электронов и ионов. Отношение числа ионизов. атомов к полному их числу в единице объёма наз. степенью ионизации плазмы. Поскольку кулоновское взаимодействие

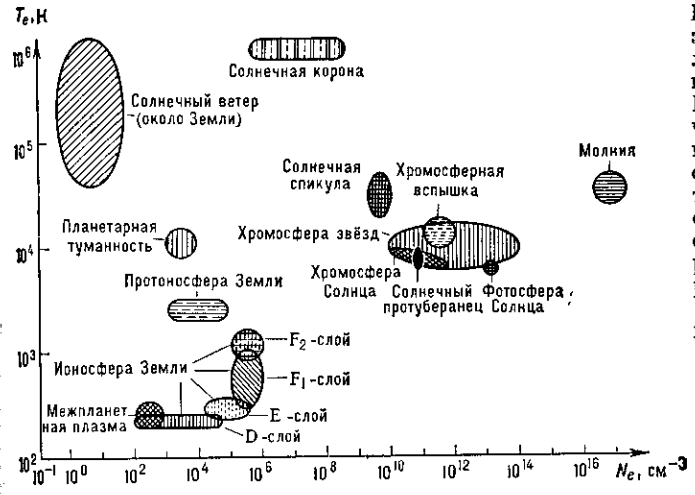


Рис. 1. Низкотемпературная плазма в природе.

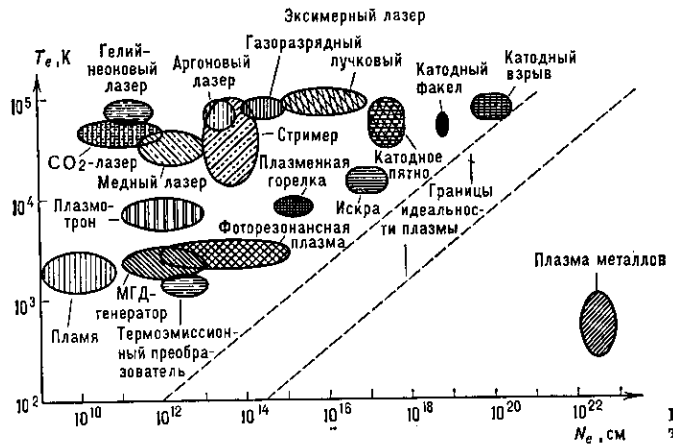


Рис. 2. Параметры лабораторной низкотемпературной плазмы.

между заряж. частицами значительно сильнее, чем взаимодействие между нейтральными частицами, и это взаимодействие дальнодействующее, то наличие заряж. частиц в Н. п. в большой степени определяет её свойства, в т. ч. электрические и эл.-магнитные. Много видов Н. п. существует в природе (рис. 1), создают Н. п. и в разл. спец. лабораторных системах (рис. 2). Н. п. в соответствии с физ. свойствами может быть стационарной, нестационарной, равновесной, неравновесной, идеальной, неидеальной.

Стационарная и нестационарная Н. п. Стационарная Н. п. обладает большим временем жизни по сравнению с временами релаксации в ней. Нестационарная (импульсная) Н. п. живёт огранич. время, определяемое как временем установления равновесия в плазме, так и внеш. условиями. Плазма, время жизни к-рой превышает характерное время переходных процессов, наз. квазистационарной. Напр., плазма в канале молнии образуется и поддерживается в результате прохождения через него электрич. тока. Характерное время установления равновесия в проводящем канале $\sim 10^{-5}$ с, характерное время расширения (т. е. разрушения) этого проводящего канала $\sim 10^{-3}$ с, поэтому в течение прохождения осн. части тока через проводящий канал плазму в нём можно считать квазистационарной.

Равновесная и неравновесная Н. п. Низкотемпературная плазма наз. равновесной, если её компоненты находятся в термодинамич. равновесии, т. е. темп-ра электронов, ионов и нейтральных частиц совпадает. В Н. п. легко создаются неравновесные условия в результате селективного действия внеш. электрич. полей: электрич. энергия от них передаётся заряж. частицам, а те отдают её частицам газа при столкновениях. При таком способе введения энергии ср. энергия заряж. частиц может значительно отличаться от тепловой энергии нейтральных частиц. В первую очередь это относится к электронам, к-рые из-за малой массы неэффективно обмениваются энергией при упругом столкновении с нейтральными частицами газа. При этом не только ср. энергия электронов, но и вид распределения электронов по энергиям может существенно отличаться от равновесного.

Равновесная плазма обычно реализуется в газе при высоком давлении, где столкновения частиц происхо-

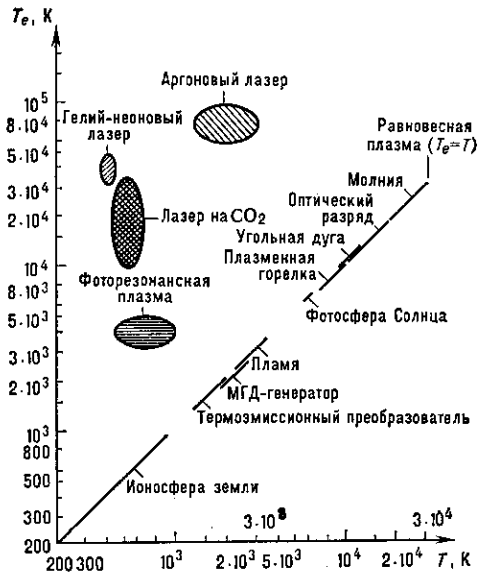


Рис. 3. Параметры равновесной и неравновесной низкотемпературной плазмы; T — температура газа; T_e — температура электронов.

дят часто и скорость установления равновесия относительно велика. Примерами такой плазмы являются плазма дугового разряда при атм. давлении, плазма искрового разряда или молнии в атмосфере.

Характерным примером неравновесной плазмы является плазма *тлеющего разряда* или плазма *дугового разряда* низкого давления; напр., в плазме гелий-неонового лазера при давлении газа ~ 10 тор темп-ра газа в центре разрядной трубки ≈ 400 К, тогда как ср. энергия электронов неск. эВ (рис. 3).

Идеальная и неидеальная плазма. Плазма считается идеальной, если ср. кинетич. энергия заряж. частиц $(3/2)kT$ много больше ср. энергии её взаимодействия с окружающими частицами:

$$\frac{3}{2}kT \gg \frac{e^2}{r_D},$$

где e — заряд электрона, T — темп-ра, r_D — *дебаев-*

ский радиус экранирования. Идеальную плазму можно определить также как плазму, в к-рой число заряж. частиц в сфере с дебаевским радиусом велико. Оба определения приводят к одинаковому соотношению для параметров идеальной плазмы:

$$Ne^6/T^3 \ll C.$$

Числовой коэф. C в этом соотношении равен $9/32\pi$, если пользоваться первым условием, и $1/96\ \pi$ для второго условия. Такое различие делает границу между идеальной и *неидеальной плазмой* весьма размытой, а это означает, что в промежуточной области параметров неидеальность плазмы может существенно влиять на одни её свойства и не сказываться на других.

Неидеальная плазма с чисто кулоновским взаимодействием между частицами (полностью ионизованная) реально не существует. В такой плазме с большой скоростью происходит *рекомбинация ионов и электронов* с характерными временами значительно меньше атомных. За такие времена плотность заряж. частиц существенно падает, а их темп-ра повышается и плазма перестаёт быть неидеальной. Неидеальная плазма существует в многокомпонентной системе, где возникают дополнит. условия стабилизации плазмы. Типичным примером неидеальной плазмы является плазма металла, к-рая сохраняется неидеальной за счёт сил взаимодействия с участием ионов решётки металла. Т. о., неидеальная плазма существует при плотности частиц, сравнимой с плотностью конденсированного состояния вещества. Слабоионизованный газ всегда является идеальной плазмой.

Н. п. можно также разделять на типы по способам её получения или использования: газоразрядная, пучковая, фоторезонансная, лазерная, ионосферная, солнечная, космич. плазма.

2. Способы создания Н. п.

В Н. п. потери заряж. частиц связаны с рекомбинацией электронов и ионов и с уходом заряж. частиц на стенки сосуда или за пределы занимаемого объёма. Для поддержания существования плазмы необходимы процессы ионизации, к-рые создают новые заряж. частицы.

Наиб. старый и простой способ создания Н. п.— газоразрядный. Плазма создаётся в результате протекания в газе электрич. тока между электродами, к к-рым приложена постоянно поддерживаемая разность потенциалов. Газовый разряд содержит ряд областей, различающихся по своим свойствам, и поэтому имеется неск. типов газовых разрядов (см. *Электрические разряды в газах*). Для газоразрядной плазмы характерна квазистационарность, т. е. время её существования значительно превышает характерное время жизни отдельно выделенной заряж. частицы.

Газоразрядному способу создания Н. п. подобно создание плазмы при электрич. пробое газа, к-рый осуществляется под действием разности потенциалов, приложенной к электродам. В этом случае получают импульсную плазму, к-рая распадается, как только электроды разрядятся. Пробой газа имеет неск. стадий, в итоге к-рых образуется проводящий канал — искровой разряд. Подобное явление имеет место в приземной атмосфере: молния — пробой газа между облаками или между облаком и землёй во время грозы.

Пробой газа может произойти за счёт высокой напряжённости эл.-магн. волн при прохождении сфокусиров. лазерного излучения через газ — лазерный пробой (см. *Оптические разряды*). Н. п., образовавшаяся при газовом пробое, распадается в результате рекомбинации и диффузии заряж. частиц. Такую плазму наз. р а с п а д а ю щ е й с я п л а з м о й или плазмой в послесвечении и используют для измерения скоростей рекомбинации и коэф. диффузии заряж. частиц.

Под действием резонансного излучения образуется т. н. *фоторезонансная плазма*. Энергия фотонов резонансного излучения совпадает с энергией возбуждения атомов или молекул газа. Образуемые при поглощении резонансных фотонов возбуждённые атомы или молекулы при дальнейших столкновениях ионизуются. В качестве источника резонансного излучения используется разрядная лампа, содержащая данный газ, или перестраиваемый лазер. Этот способ генерации плазмы позволяет легко регулировать её параметры, поэтому фоторезонансная плазма применяется при создании плазменных нелинейных оптич. элементов для преобразования и стабилизации частоты лазерного излучения, для создания источников ионов разного сорта, акустич. источников и т. д. Фоторезонансная плазма отличается от газоразрядной плазмы по своим параметрам. В газоразрядную плазму энергия вводится через электроны, а от них она передаётся плазме, в фоторезонансной плазме энергия первоначально вкладывается в возбуждение атомов. Поэтому средняя энергия электронов в фоторезонансной плазме существенно ниже, чем в газоразрядной.

При прохождении электронного пучка через газ возникает п у ч к о в а я п л а з м а. Обычно для её создания используются пучки электронов с энергией в неск. сотен кэВ. Такие электроны свободно проходят через тонкие фольги и поэтому могут транспортироваться из электронной пушки в лаб. установку, содержащую газ при более высоких давлениях. Осн. процесс взаимодействия быстрых электронов с атомами или молекулами газа — ионизация атомов или ионов. Образуемые при этом вторичные электроны имеют энергию, в неск. раз превышающую потенциал ионизации атомов или молекул. Т. о., при прохождении пучка электронов через газ энергия быстрых электронов преобразуется в энергию вторичных электронов (к-рая далее и используется) с высоким коэф. преобразования. Поэтому кпд устройств, возбуждаемых электронным пучком, достаточно велик. Напр., кпд молекулярных, хим. и эксимерных лазеров, возбуждаемых электронным пучком, $>10\%$. Однако осн. достоинство возбуждения плазмы электронным пучком — возможность быстрого подвода энергии. Характерные времена возбуждения плазмы электронным пучком $\sim 10^{-9}$ с. Благодаря этому электронный пучок используется не только для создания импульсной Н. п., но и для предионизации. В мощных лаб. устройствах электронный пучок создаёт однородную первичную плазму, к-рая далее развивается под действием электрич. импульсного разряда.

В 1980-е гг. широкое развитие приобретает *лазерная плазма*. Лазер используется для разл. технол. операций — обработки поверхностей, сварки, резки металлов и т. д. При взаимодействии лазерного излучения с поверхностью образуется лазерная плазма, к-рая, взаимодействуя с лазерным излучением, может поглощать его, препятствуя проникновению лазерного излучения к обрабатываемой поверхности. Лазерная плазма — специфич. физ. объект, требующий исследования в плане конкретных технол. процессов.

Имеется много др. способов генерации Н. п. Плазма может быть получена под действием жёсткого излучения, ионизующего газ (ионосфера Земли и др. планет), в результате прохождения пучка ионов или нейтронов через газ. В качестве генератора Н. п. могут быть использованы радиоакт. источники.

Ещё один способ создания Н. п.— химический: в пламёнах заряж. частицы образуются в результате процессов хемионизации.

3. Процессы в Н. п.

Осн. процессами в Н. п. являются элементарные процессы возбуждения и ионизации газа, рекомбинации заряж. частиц и др., процессы переноса заряж. и возбуждённых частиц, а также процессы переноса энергии за счёт теплопроводности, конвекции. Число типов элементарных процессов в Н. п. достигает неск. десятков. На примере плазмы воздуха (табл.) рассмотрим характер элементарных процессов в Н. п.

Первостепенное значение среди элементарных процессов в Н. п. имеют процессы ионизации, ибо они поддерживают плазму. Чаще ионизация происходит в результате столкновения с электронами. Процесс 1 наз. прямой ионизацией, процесс 2 — ступенчатой ионизацией, представляющей собой последовательность процессов возбуждения метастабильного состояния (13) и ионизации возбуждённой молекулы. Ступенчатая ионизация эффективно происходит в относительно плотной плазме. Заряж. частицы в Н. п. могут образовываться с участием возбуждённых частиц — ассоциативная ионизация (3) или *Пеннинга эффект*. Заряж. частицы возникают также в результате фотоионизации. Процесс 4 — осн. процесс образования ионосферной плазмы под действием КВ-излучения Солнца.

Рекомбинация заряж. частиц в плазме может идти по разным каналам. Процессы 5, 6 — диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона, процесс 7 — взаимная нейтрализация положит. и отрицат. ионов, процесс 8 — трёхчастичная рекомбинация электрона и иона, процесс 9 — фоторекомбинация. Каждый из этих процессов при соответствующих условиях может быть доминирующим.

Элементарные процессы в низкотемпературной плазме

Тип процесса	№ процесса	Схема типичного процесса
Ионизация	1	$e + N_2\left(X^1\Sigma_g^+\right) \to 2e + N_2^+$
	2	$e + N_2\left(A^3\Sigma_u^+\right) \to 2e + N_2^+$
	3	$2N_2\left(A^3\Sigma_u^+\right) \to N_4^+ + e$
	4	$O + \hbar\omega \to O^+ + e$
Рекомбинация	5	$e + N_2^+ \to N + N$
	6	$e + N_4^+ \to N_2 + N_2$
	7	$N_2^+ + O_2^- \to N_2 + O_2$
	8	$e + O^+ + N_2 \to O + N_2$
	9	$e + O^+ \to O + \hbar\omega$
Прилипание	10	$e + O_2 + N_2(O_2) \to O_2^- + N_2(O_2)$
	11	$e + O_2 \to O^- + O$
	12	$e + O \to O^- + \hbar\omega$
Возбуждение	13	$e + N_2\left(X^1\Sigma_g^+\right) \to e + N_2\left(A^3\Sigma_u^+\right)$
	14	$e + N_2\left(X^1\Sigma_g^+\right) \to e + N_2(C^3\Pi_u)$
	15	$e + N_2(v = 0) \to e + N_2(v \neq 0)$
Перезарядка	16	$N_2 + O_2^+ \to N_2^+ + O_2$
	17	$N_2^+ + N_2 \to N_2 + N_2^+$

Важную роль, особенно в плазме электроотрицательных газов, играют процессы прилипания электрона к атому или молекуле, в результате чего образуется отрицат. ион. Хотя процессы прилипания электрона не изменяют число заряж. частиц в плазме, но при таком переходе резко падает проводимость плазмы, существенно изменяются её др. свойства. Процесс 10 — трёхчастичное прилипание электрона к атому, процесс 11 — диссоциативное прилипание электрона к молекуле, процесс 12 — фотоприлипание. В частности, в атм. воздухе в результате процесса 10 за 10^{-7} с первоначально образованные медленные электроны превращаются в отрицат. ионы, а процесс 12 ответствен за ночное свечение неба.

Процессы возбуждения атомов и молекул существенны и для поддержания Н. п. и при преобразовании энергии внеш. источника в энергию излучения в газоразрядных лампах и газовых лазерах. Процесс 13 — образование метастабильной молекулы — является первой стадией ступенчатой ионизации молекул. Процесс 14 — возбуждение резонансных состояний молекул; в азотном лазере, напр., этот процесс создаёт инверсную заселённость уровней. Процесс 15 — возбуждение колебат. уровней молекулы, этот процесс преобладает в тлеющем разряде в азоте и в лазере на углекислом газе, что обеспечивает большой кпд и высокую мощность лазера.

Процессы перезарядки 16, 17 приводят к переходу заряда от одной частицы к другой. Особенно существенна резонансная перезарядка (17), к-рая эффективнее упругого рассеяния, т. к. резонансная перезарядка происходит при прямолинейных траекториях движения иона и молекулы. Резонансная перезарядка определяет параметры транспорта ионов — *подвижность* и коэф. диффузии (продольной и поперечной по полю) в собств. газе.

Рассмотренные процессы типичны для разл. видов плазмы, но для каждой конкретной системы могут оказаться важными, определяющими свойства и параметры плазмы, и др. типы процессов. Напр., это могут быть процессы колебательной *релаксации* возбуждённых молекул, процессы тушения возбуждённых молекул и атомов при столкновении с электронами и нейтральными частицами, процессы разрушения отрицат. ионов и т. д.

4. Неустойчивости и структуры Н. п.

Коллективные явления не играют в Н. п. первостепенной роли, как в горячей плазме, но их влияние на свойства плазмы может быть заметным. Присутствие большого числа нейтральных частиц в слабоионизов. плазме приводит к затуханию мн. типов колебаний, характерных для горячей плазмы, и к устойчивости Н. п. относительно этих колебаний. Если степень ионизации плазмы не очень мала, то осн. типы колебаний плазмы возникают в ней, хотя и не так чётко выражены. В частности, в положит. столбе дугового разряда низкого давления, где степень ионизации плазмы доходит до процентов, присутствуют как плазменные колебания, так и ионный звук. Возникновение плазменных неустойчивостей приводит, в свою очередь, к осцилляции разрядного тока.

Неустойчивости Н. п., приводящие к нарушению пространственного распределения плазмы или к её разрушению, существенно отличаются от неустойчивостей горячей плазмы. Осн. типы неустойчивостей Н. п.: ионизационная, прилипательная и тепловые неустойчивости.

Ионизационная неустойчивость обусловлена связью скорости ионизации с пространств. распределением заряж. частиц, со ср. энергией электронов или с др. параметрами плазмы. В случае ионизац. неустойчивости снижение скорости ионизации уменьшает соответствующий параметр плазмы, а это приводит к последующему понижению скорости ионизации. Механизмов развития ионизац. неустойчивости может быть много в зависимости от конкретных условий.

Прилипательная неустойчивость связана с процессом перехода отрицат. заряда от электронов к отрицат. ионам. В этом случае образование отрицат. иона изменяет параметры плазмы так, что делает благоприятным дальнейшее прилипание электронов к атомам. В результате либо нарушается однородное распределение плазмы, либо нарушаются условия существования плазмы и она разрушается (подробнее см. *Плазма электроотрицательных газов*).

Тепловые неустойчивости проявляются во влиянии теплового режима и процессов переноса на параметры плазмы. Ярким примером является тепловой взрыв в лазере на угарном газе. Как во всяком молекулярном газе, колебат. темп-ра в плазме этого лазера превышает поступат. темп-ру газа. В процессе колебат. релаксации, связанной с тушением колебательно возбуждённых молекул, часть колебат. энергии переходит в поступательную, что приводит к повышению

темп-ры газа и увеличению теплового потока на стенки за счёт теплопроводности. С ростом темп-ры газа резко возрастает скорость колебат. релаксации. Тепловой поток в газе не в состоянии унести энергию, выделяемую при колебат. релаксации. Оставаясь в газе, она приводит к увеличению его поступат. темп-ры, а это, в свою очередь, к повышению скорости колебат. релаксации. Возникает тепловая неустойчивость, в результате к-рой колебат. энергия быстро перерабатывается в поступательную до тех пор, пока колебат. и поступат. темп-ры газа не сравняются. Эта неустойчивость ограничивает уд. мощность лазера на угарном газе.

Неустойчивости Н. п. нарушают однородное распределение плазмы в пространстве и могут привести к появлению новых структур. Одной из них, наиб. изученной, является сжатие, или *контракция газового разряда*. В длинной цилиндрич. трубке свечение газового разряда и электрич. ток сжимаются к оси, и в остальной части трубки газ не возбуждается. Механизм контракции разряда может быть разным, но суть её состоит в следующем. Из-за резкой зависимости скорости ионизации от плотности газа и повышения темп-ры вблизи оси трубки (где проходит ток) ионизация газа происходит только вблизи оси трубки. За счёт разных механизмов рекомбинации заряж. частицы гибнут в объёме не доходя до стенок трубки. В результате заряженные частицы сосредоточены вблизи оси трубки, в этой области происходит возбуждение газа и наблюдается его свечение.

Др. тип структур в газоразрядной плазме — *страты* — чередующиеся светящиеся и тёмные области разряда; эта правильная полосатая структура может перемещаться и «бежать» к электроду, а может быть неподвижной. Страты существуют в определ. области токов и давлений; механизмы их возбуждения и характер проявления различны для атомных и молекулярных газов. Страты возникают при таких параметрах разряда, при к-рых существенна ступенчатая ионизация газа, так что скорость ионизации зависит от плотности электронов нелинейно. Возникновение страт обусловлено тем, что с увеличением плотности электронов повышаются скорость ионизации и ср. энергия (темп-ра) электронов, а это в свою очередь вызывает возрастание плотности электронов. Страты как осциллирующая структура распределения электронов в разряде выгоднее однородного распределения, ибо при таком распределении более эффективно используется вводимая в газ энергия. Амплитуда осцилляций плотности электронов и размер страт определяются механизмом возникновения неустойчивости и конкретными параметрами плазмы.

В газоразрядной плазме распространён ещё один тип структуры — д о м е н. Первоначально такие структуры наблюдались и исследовались в полупроводниковой плазме и известны как *Ганна эффект*. Электрич. домены в газоразрядной плазме — движущиеся в пространстве возмущения плотности электронов, представляющие собой резкое и узкое повышение плотности электронов, а за ним движется широкий и слабый «хвост». Это возмущение может перемещаться или вместе с током, или в обратном направлении. При этом проинтегрированное по времени изменение плотности электронов равно нулю. Домены могут возникнуть, если имеется немонотонная зависимость тока от напряжённости электрич. поля, напр. в случае немонотонной зависимости дрейфовой скорости электронов от напряжённости электрич. поля или если отношение плотности отрицат. ионов в плазме к плотности электронов растёт с увеличением напряжённости электрич. поля. Повышение напряжённости поля и рост ср. энергии электронов усиливают диссоциативное прилипание электронов к молекулам и зависимость тока от напряжённости электрич. поля при одном и том же токе и создают электрич. домен.

5. Применение Н. п.

Разнообразное использование Н. п. определяется простотой её создания. Газоразрядная плазма применяется в газовых лазерах и источниках связи, в плазмохим. процессах и процессах очистки газов, для обработки поверхностей, в разл. технол. и металлургич. процессах. Н. п. как рабочее тело используется при преобразовании тепловой энергии в электрическую, в *магнитогидродинамических генераторах* и термоэмиссионном преобразователе. В *плазмотроне* Н. п. выполняет роль теплоносителя. Вводимая в плазму электрич. энергия передаётся электронам, а от них — атомам или (и) молекулам газа и нагревает его. Уд. энергия, вводимая в такой газ, заметно выше энергии в пламени газовой горелки.

Применения Н. п. можно разделить на две стадии. В первой из них плазма является рабочим телом конкретных установок и приборов (газоразрядные лазеры и лазеры, возбуждаемые электронным пучком, МГД-генератор, термоэмиссионный преобразователь, газоразрядные источники света и т. д.); во второй — плазма составляет основу соответствующих технологий.

Технол. применения плазмы обеспечиваются двумя её качествами. Во-первых, в плазме могут быть достигнуты гораздо более высокие темп-ры, чем в горелках на хим. топливе, поэтому плазма является отличным теплоносителем; во-вторых, в плазме образуется много ионов, радикалов и разл. химически активных частиц, поэтому в плазме или с её помощью можно провести хим. процессы в объёме или на поверхности, имеющие практич. значение.

Применение плазмы как теплоносителя связано с процессами сварки и резки металлов. Поскольку макс. темп-ра в хим. горелках $\leqslant 3000$ К, они не подходят для этой цели. Дуговой разряд позволяет создать плазму с темп-рой в 3—4 раза выше, к-рая при соприкосновении с металлом расплавляет его. Плазменные методы сварки и резки металлов обеспечивают более высокую уд. производительность, качество продукта, дают меньше отходов, но требуют больших затрат энергии и более дорогого оборудования.

Плазма как теплоноситель используется в топливной энергетике. Введение плазмы в зону сжигания низкосортных углей существенно улучшает энергетич. параметры процесса.

Как хороший теплоноситель плазма позволяет производить термич. обработку поверхности и её закалку. При этом не изменяется хим. состав поверхности, но улучшаются её физ. параметры. При др. способе обработки поверхности активные частицы плазмы вступают в хим. реакцию с материалом поверхности. Напр., при проникновении ионов или активных атомов из плазмы в приповерхностный слой в нём образуются нитриды или карбиды металлов, что упрочняет поверхность. Плазма может не вступать в хим. реакцию с поверхностью, но образует на ней свои хим. соединения в виде плёнок, обладающих нек-рым набором механич., тепловых, электрич., оптич. и хим. свойств в зависимости от параметров плазмы. Толщина плёнки, напыляемой на поверхность из плазмы, пропорц. времени плазменного процесса. Изменяя через нек-рое время состав плазмы, можно создавать многослойную структуру. Обработка отд. слоёв сфокусиров. излучением ртутной лампы или лазера позволяет создавать профилир. плёнки с мин. размером отд. элементов в неск. микрон (см. *Плазменная технология*).

Н. п. применяется для получения ряда хим. соединений, полимеров и полимерных мембран, а также при произ-ве порошков керамич. соединений (SiC, Si_3N_4), металлов и окислов металлов (см. *Плазмохимия*).

Н. п. используется для анализа элементного состава вещества, осуществляемого двумя способами. В первом из них исследуемое вещество вводится в плазменную горелку — дуговой разряд с проточной плазмой — в

микроколичествах либо в виде порошка, либо в виде капель. В плазме вещество диссоциирует на атомы, к-рые частично возбуждаются и излучают. По спектральному составу излучения определяется элементный состав вещества. Этот метод, наз. эмиссионным спектральным анализом, имеет долгую историю и применяется для анализа металлов и сплавов; он позволяет надёжно определять содержание примесей в кол-ве, превышающем 10^{-3}—10^{-2} %.

В др. способе элементного анализа исследуемое вещество также вводится в пламя или в проточную плазму газового разряда, к-рые находятся между двумя электродами. Пламя или плазма облучаются излучением перестраиваемого лазера, и протекающий через плазму ток измеряется как функция длины волны излучения. Как только излучение попадает в резонанс с переходами атомов, находящихся в плазме, то изменяются условия ионизации атомов и, следовательно, разрядный ток. Этот эффект наз. оптогальваническим; чувствительность методов, использующих этот эффект, на неск. порядков выше, чем в эмиссионном спектральном анализе.

6. Н. п. земной атмосферы и Солнца

Н. п. присутствует в окружающей нас природе. На небольших высотах плазма может возникать под действием электрич. полей, существующих в атмосфере. В результате конвективных течений в атмосфере происходит разделение заряда и возникают электрич. поле со ср. напряжённостью у поверхности Земли ~100 В/м, а также электрич. токи.

Одно из проявлений разделения заряда в атмосфере связано с возникновением молний. В момент прохождения осн. тока молнии её канал представляет типичную Н. п., напоминающую плазму дуги высокого давления и плазмотронов. Темп-ра плазмы в канале молнии достигает 30 000 К, плотность заряж. частиц ~ 10^{17} $см^{-3}$ при диаметре канала порядка 1 мм.

Ионизов. газ верх. атмосферы — *ионосфера* возникает в осн. под действием излучения Солнца. Ионосферу принято делить на ряд слоёв (D, E, F_1, F_2), расположенных на высотах 50—90, 90—140, 140—200 и 200—400 км.

Ср. концентрация заряж. частиц в слое D составляет ~10^3 $см^{-3}$. Отрицат. заряд в этом слое создаётся в осн. разл. отрицат. ионами; наиб. распространённым положит. ионом является кластерный ион $H_3O^+ \cdot H_2O$.

Заряж. частицы в слое E образуются в результате фотоионизации газа под действием УФ-излучения. Эти заряж. частицы дрейфуют в нижние слои атмосферы и служат источником плазмы в D-слое ионосферы. Плотность электронов в E-слое ~10^5 $см^{-3}$, отрицат. ионы в этом слое практически отсутствуют; типы положит. ионов — O_2^+ и O^+. Гибель заряж. частиц в слое E обусловлена диссоциативной рекомбинацией электронов и ионов и уходом частиц в нижние слои.

Плотность электронов в слоях F_1 и F_2 ~ 10^5—10^6 $см^{-3}$, осн. тип положит. ионов O^+. Заряж. частицы в слоях F образуются в результате ионизации атомарного кислорода под действием УФ-излучения Солнца. Гибель заряж. частиц определяется фоторекомбинацией электронов с ионом кислорода, фотоприлипанием электрона к атому кислорода, а также уходом заряж. частиц в нижние слои.

Слои E и F ионосферы отражают радиоволны, обеспечивая связь на КВ и ср. волнах на большие расстояния. Поскольку плазма этих слоёв создаётся под действием излучения Солнца, параметры плазмы могут существенно меняться на протяжении суток и времени года, что влияет на распространение радиоволн. На высотах E и F слоёв работают также ИСЗ. На этих высотах чаще всего развивается *полярное сияние*, возникающее при проникновении потока солнечных протонов в атмосферу.

Околоземная плазма на больших высотах, а также межпланетная плазма создаются *солнечным ветром*, и структура магнитосферы определяется взаимодействием солнечного ветра с магн. полем Земли. Электроны, захваченные магн. полем Земли, образуют *радиационные пояса* Земли.

Параметры солнечной плазмы, как и атмосферной, резко различаются в зависимости от области Солнца. Во внутр. части Солнца темп-ра достаточно высока, так что там находится сильноионизованная плазма. На поверхности Солнца и в окрестности Солнца степень ионизации плазмы невысока, т. е. здесь содержится Н. п. Поверхностный слой Солнца толщиной ~1000 км, из к-рого испускается осн. часть эл.-магн. излучения Солнца, наз. *фотосферой*. Плотность атомарного водорода в фотосфере ~10^{17} $см^{-3}$, плотность заряж. частиц ~10^{14} $см^{-3}$, темп-ра равновесной плазмы ~ 6000 К. Это излучение определяется в осн. процессом фотоприлипания электрона к атому водорода. Образуемые при этом отрицат. атомы водорода далее быстро разрушаются при столкновениях, так что отрицат. заряд фотосферной плазмы образуется в осн. электронами.

Разреженная область плазмы над поверхностью Солнца — солнечная корона. Плотность плазмы в короне резко падает по мере удаления от Солнца. Особенностью солнечной короны является её высокая темп-ра (~10^6 К). Поэтому солнечная корона испускает жёсткое (рентгеновское) излучение. Кроме того, она является источником солнечного ветра.

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; Смирнов Б. М., Введение в физику плазмы, 2 изд., М., 1982; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Бибермаи Л. М., Воробьёв В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.

Б. М. Смирнов.

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕ́МЫ в квантовой теории поля — устанавливают соотношения для амплитуд разл. процессов в пределе нулевого или малого 4-импульса частицы, источником к-рой является сохраняющийся или частично сохраняющийся *ток*. Такими частицами являются, напр., фотон, к-рый взаимодействует с сохраняющимся *электромагнитным током*, π-мезон, связанный с частично сохраняющимся *аксиальным током* (см. также *Аксиального тока частичное сохранение*), *гравитон*, взаимодействующий с сохраняющимся тензором энергии-импульса. Н. т. являются следствием симметрии лагранжиана теории, причём преобразования симметрии нелинейны, т. е. меняют число частиц. Низшее по энергии состояние (вакуум) при этом бесконечно вырождено.

Наиб. известные примеры таких симметрий — симметрии относительно *калибровочных преобразований* в квантовой электродинамике и симметрии относительно киральных преобразований, отвечающих группе $SU(2) \otimes SU(2)$, в *квантовой хромодинамике*. В первом случае преобразование симметрии имеет вид

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \Lambda, \qquad (1)$$

где δA_μ — вариация 4-потенциала фотона, $\partial_\mu \Lambda$ — производная от произвольной ф-ции Λ ($\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$, $\mu = 0, 1, 2, 3$). На квантовом языке преобразование (1) меняет число т. н. скалярных и продольных фотонов в вакууме.

Н. т. особенно полезны в теориях с сильной связью, напр. в электродинамике адронов или π-мезонной физике, где точное вычисление амплитуд невозможно.

Исторически первой Н. т. явилась теорема Лоу (F. E. Low, 1954) о том, что первая поправка по частоте фотона к амплитуде испускания мягких фотонов может быть найдена модельно-независимым образом заменой $p_\mu \to p_\mu - eA_\mu$ (e — электрич. заряд частицы, p_μ — её 4-импульс) в амплитуде нерадиац. процесса (без испускания мягкого фотона). В частности, в случае рас-

сеяния заряж. частицы на нейтральной с испусканием фотона малой частоты ω, согласно теореме Лоу, амплитуда радиац. процесса $\mathscr{M}_\gamma$ (в членах $\sim\omega^{-1}$ и ω^0) полностью определяется амплитудой нерадиац. процесса $\mathscr{M}_{\text{упр}}$ (к-рая считается известной) и равна

$$\mathscr{M}_\gamma = e\sqrt{4\pi}\left\{\left[\left[\frac{(p_1'e)}{(p_1'k)}-\frac{(p_1e)}{(p_1k)}\right]\mathscr{M}_{\text{упр}}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\left[(ep_1)\frac{(p_2k)}{(p_1k)}-(p_2e)+\left(p_1'e\right)\frac{(p_2k)}{(p_1k)}-\left(p_2'e\right)\right]\frac{\partial\mathscr{M}_{\text{упр}}}{\partial s}\right\}, \quad (2)$$

где p_1, p_1' и p_2, p_2' — соответственно 4-импульсы заряж. и нейтральных частиц до и после столкновения, k_μ, e_μ — 4-импульс и поляризация фотона, круглые скобки означают скалярное произведение, напр., $(p_1'\varepsilon) \equiv (p_{1\mu}'\varepsilon_\mu)$ (по повторяющемуся индексу μ предполагается суммирование), s — инвариантная переменная:

$$s=(p_1+p_2)^2=\left(p_1'+p_2'\right)^2.$$

Поправки к соотношению (2), к-рые уже зависят от механизма радиац. процесса, составляют величину первого порядка по k_μ.

Для π-мезонов наиб. известной Н. т. является теорема Адлера (S. Adler, 1965) о том, что амплитуда испускания π-мезона зануляется в пределе нулевого 4-импульса пиона. Точнее, это утверждение относится к неполюсной части амплитуды. Полюсная же часть, связанная с испусканием π-мезонов из внешних линий, должна быть учтена явно [аналог полюсных членов, т. е. первого слагаемого, в ф-ле (2)].

Позже было получено большое число Н. т. как для фотонов, пионов, так и для К-мезонов, гравитонов.

Лит.: Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с «мягкими» π-мезонами, «УФН», 1970, т. 100, с. 225; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория поля, ч. 2, М., 1971, гл. 15; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

В. И. Захаров.

НИКЕЛЬ (Niccolum), Ni,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 28, ат. масса 58,69. В природе представлен 5 стабильными изотопами: ^{58}Ni, ^{60}Ni, ^{61}Ni, ^{62}Ni, ^{64}Ni. Наиб. распространены ^{58}Ni (68,27%) и ^{60}Ni (26,10%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $3s^23p^63d^84s^2$. Энергии последовательной ионизации атома Н. равны соответственно 7,633, 18,15 и 36, 16 эВ. Металлич. радиус атома Ni 0,124 нм, радиус иона Ni^{2+} 0,074 нм. Значение электроотрицательности 1,8.

В свободном виде — серебристо-белый пластичный металл. Известны 3 модификации Н.: α-Ni (кубич. гранецентр. решётка) и существующие при особых условиях β-Ni (кубич. решётка) и γ-Ni (гексагональная решётка). Параметр решётки α-Ni 0,35238 нм. Плотность очень чистого Н. 8,91 кг/дм^3, технического Н. 8,7—8,84 кг/дм^3, $t_{пл}$ = 1455 °С, $t_{кип}$ = 2730—2915 °С (по разным источникам). Теплота плавления 17,5 кДж/моль, теплота испарения 370 кДж/моль. Уд. теплоёмкость 450 Дж/кг·К (293К), теплопроводность 88,5 Вт/м·К (при 273—373 К), термич. коэф. линейного расширения $13{,}5\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (273 К), темп-ра Дебая 441—476 К, уд. электрич. сопротивление 0,0684 мкОм·М, работа выхода электронов 4,50 эВ. Ферромагнетик, точка Кюри 631 К. Коэрцитивная сила 1,6 Э. Мн. сплавы Н. и нек-рые его соединения также ферромагнитны.

Твёрдость Н. по Бринеллю (20 °С): отожжённого 981 МПа, литого 600—800 МПа, кованого 1200—1500 МПа. Модуль нормальной упругости 196—210 ГПа, модуль сдвига 73 ГПа.

В соединениях проявляет степени окисления от +1 до +4 (наиб. характерная +2). Химически мало активен, на воздухе покрывается устойчивой оксидной плёнкой; устойчив к окислению при нагревании и к воздействию щелочных растворов. Способен поглощать большие кол-ва H_2 и CO.

Н.— компонент легиров. сталей и разл. (жаростойких, сверхтвёрдых, антикоррозионных, магнитных и др.) сплавов, конструкц. материал для хим. аппаратуры, катализатор хим. процессов, материал электродов аккумуляторов. Нанесение тонких слоёв Н. (никелирование) на поверхность стальных и др. изделий предохраняет их от коррозии. Магнитострикц. свойства Н. используются при создании источников ультразвука. Сплав Н. с железом (пермаллой) обладает высокой магн. проницаемостью и используется в запоминающих устройствах ЭВМ, в радиотехнике, устройствах связи и т. д.

С. С. Бердоносов.

НИЛЬСБОРИЙ (Nilsbohrium), Ns,— искусственно полученный радиоактивный хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 105, относится к трансактиноидам. (Официальное назв.— элемент № 105, назв. «Н.» не утверждено ИЮПАК.) Получены (1987) шесть изотопов: ^{255}Ns, ^{257}Ns, ^{258}Ns, ^{260}Ns, ^{261}Ns, ^{262}Ns. Предполагаемая электронная конфигурация внеш. оболочек $6s^22p^66d^37s^2$. По хим. свойствам близок к Ta, степень окисления +5.

Первый нуклид ^{261}Ns (α-распад, спонтанное деление, $T_{1/2}$ = 1,8 с) синтезирован в 1970 Г. Н. Флёровым с сотрудниками при бомбардировке мишени ^{243}Am ядрами ^{22}Ne; предложенное ими назв. элемента Н. (в честь Нильса Бора, N. Bohr) принято в СССР. Почти одновременно (неск. позднее) группа амер. учёных под руководством А. Гиорсо (A. Ghiorso) получила нуклид ^{260}Ns (α-радиоактивный, $T_{1/2}$ = 1,52 с) и предложила назвать 105-й элемент ганием в честь О. Гана (O. Hahn); предложено также назв. «уннилпентум» (т. е. 105-й).

С. С. Бердоносов.

НИОБИЙ (Niobium), Nb,— хим. элемент побочной подгруппы V группы периодич. системы элементов, ат. номер 41, ат. масса 92,9064. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{93}Nb. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^24p^64d^45s^1$. Энергии последовательных ионизаций равны 6,88, 13,90 и 28,1 эВ. Металлич. радиус 0,147 нм, радиус ионов Nb^{4+} и Nb^{5+}, соответственно, 0,077 и 0,069 нм. Значение электроотрицательности 1,6.

В свободном виде — серебристо-серый металл, решётка кубич. объёмноцентрированная, постоянная решётки a = 0,330021 нм. Плотность 8,570 кг/дм^3, $t_{пл}$ = =2469 °С (по др. данным, 2500 °С), $t_{кип}$, по разл. данным, от 4760 до 4927 °С. Теплота плавления 27,6 кДж/моль, теплота испарения 661 кДж/моль, темп-ра Дебая 223—276,2 К. Работа выхода электрона 3,99 эВ. Уд. электрич. сопротивление Н. чистотой 99,9% составляет 0,15 мкОм·м (при 300 К), температурный коэф. сопротивления $3{,}95\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$ (273—373 К). Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 9,25 К. Парамагнитен, магн. восприимчивость $2{,}20\cdot10^{-9}$ (при 298 К). Коэф. теплового линейного расширения $7{,}08\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (300 К), теплопроводность 53,2 Вт/м·К (при 373 К).

Модуль нормальной упругости при растяжении 110 ГПа (293 К), модуль сдвига 37,5 ГПа, твёрдость по Бринеллю (293 К) — отожжённого листа 735 МПа, литого 750 МПа.

В хим. соединениях проявляет степени окисления от +1 до +5 (наиб. характерная +5). При комнатной темп-ре металлич. Н. устойчив к воздействию воздуха и кислот (кроме плавиковой). Способен поглощать (особенно в порошкообразном состоянии) H_2, N_2 и O_2.

Н. входит в состав сплавов, являющихся жаропрочными и конструкц. материалами для реакторостроения, хим. промышленности и др. областей. Используется для легирования сталей (феррониобий) и сплавов цветных металлов. Входит в состав сверхпроводящих сплавов (с оловом Nb_3Sn, германием Nb_3Ge и др.). Как химически стойкий материал служит для изготовления теплообменников, конденсаторов и др. В качестве ра-

диоакт. индикатора наиб. значение имеет β-радиоактивный ^{95}Nb ($T_{1/2}$ = 35,0 сут), образующийся при β-распаде ^{95}Zr — продукта деления в ядерных реакторах. *С. С. Бердоносов.*

НИТ (от лат. niteo — блещу, сверкаю) (нт, nt) — прежнее наименование единицы яркости — канделлы на квадратный метр; в СИ применение этого наименования не предусмотрено.

НИТЕВИДНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — микроскопич. монокристаллы с очень большим ($\gtrsim 10$) отношением длины l к диаметру d (при l от $\sim$ 10 мкм до 10 мм, типично $\sim$1 мм; d от $\sim$ 0,01 мкм до 100 мкм, типично $\sim$ 1 мкм). Обычно Н. к. имеют изометричное (шестиугольное, квадратное и т. д.) сечение. Им родственны ленточные кристаллы, у к-рых одно из измерений по крайней мере на порядок меньше двух остальных (толщина от $\sim$ 0,1 мкм до $\sim$ 100 мкм, типично $\sim$ 10 мкм), в то время как два других лежат в интервале от $\sim$10 мкм до $\sim$10 мм (типично $\sim$1 мм).

Кроме монокристаллич. Н. к. встречаются поликристаллические и аморфные — их чаще наз. волокнами или нитями. Им родственны также др. кристаллич. тела: дендриты, сферолиты (см. *Кристаллизация*).

Сильно анизотропная форма Н. к., с одной стороны, является следствием либо специфич. механизмов и кинетики их образования (роста), либо сильной анизотропии внутр. структуры данного материала; с др. стороны, эта форма обусловливает ряд уникальных физ. свойств Н. к.

Н. к. могут расти из разных сред: из газовой (паровой) фазы, раствора, твёрдой фазы. Наиб. типичен рост Н. к. из газовой фазы. Напр., Н. к. Si растут при реакции $SiCl_4 + 2H_2 \rightleftarrows Si + 4HCl$. При этом механизм их роста в длину происходит, как правило, по схеме пар — жидкость — кристалл. На вершине растущего кристалла находится капля раствора кристаллизуемого вещества (в данном случае Si) в к.-л. др. веществе (напр., Au). Эта капля играет роль катализатора роста: термодинамически возможная, но кинетически заторможенная реакция протекает преим. на поверхности капли раствора, создавая в ней необходимое пересыщение. Атомы диффундируют сквозь каплю и осаждаются на границе жидкость — кристалл, а капля отодвигается, оставаясь всё время на вершине Н. к. и почти не изменяясь в размерах. В итоге Н. к. растут лишь на тех участках подложки, на к-рых был растворитель (рис. 1). Такой механизм объясняет мн. особенности роста Н. к. (в т. ч. роль примесей, к-рые

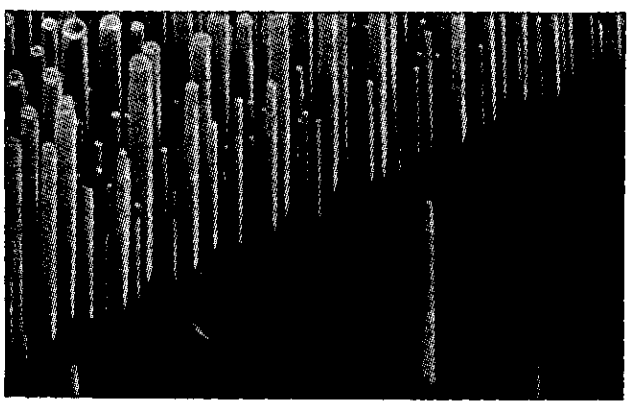


Рис. 1. Нитевидные кристаллы Si на участке монокристаллической подложки Si, предварительно покрытой частицами металла Au, инициирующими их рост (× 3000).

инициируют их рост) и позволяет создавать методы их управляемого выращивания (рис. 2). Существенно, что при росте по такому механизму не нужны винтовые *дислокации*, роль к-рых сильно преувеличивалась в ранних теориях роста Н. к.

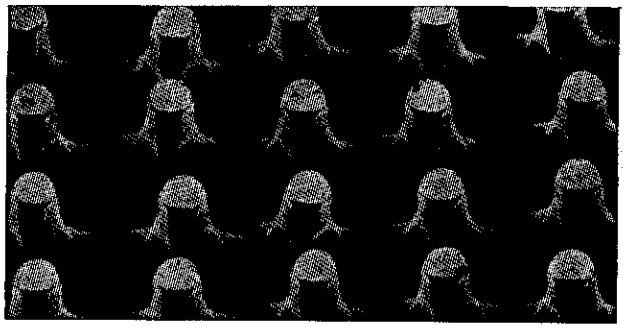


Рис. 2. Регулярная система нитевидных кристаллов Si на подложке с регулярной системой частиц металла (×1000).

Механизмы роста Н. к. из др. сред менее ясны. Из растворов Н. к. лучше растут на пористых подложках, выталкиваясь от основания сквозь пóры, вероятно, под действием т. н. кристаллизац. давления. В др. случаях росту Н. к. из растворов способствуют длинноцепочечные (напр., органические) молекулы, к-рые, возможно, адсорбируются на боковых гранях и тормозят рост во всех направлениях, кроме одного. Сравнительно легко Н. к. растут в гелях и из электролитич. растворов.

Механизмы роста Н. к. из твёрдой фазы различны. Чаще всего их рост наблюдается на плёнках легкоплавких металлов и сплавов, нанесённых на разные подложки, и походит на экструзию под действием механич. напряжений в системе плёнка — подложка. Н. к. образуются также в процессе коррозии металлов или при электропереносе в твёрдой фазе.

Ленточные (пластинчатые), а также полые (трубчатые) Н. к. чаще всего образуются из газовой фазы. В механизме их формирования пока много неясного. В их образовании часто большую роль играют разл. несовершенства — дислокации (особенно винтовые), дефекты упаковки, микродвойники и др. *дефекты*.

Изложенные механизмы и примеры характерны для случаев, когда данный кристалл относится к т. н. высокосимметричным сингониям, а потому его равновесные формы изометричны. В случае низших сингоний (триклинной, моноклинной и др.) собственная внутр. структура кристаллов такова, что их равновесная форма, как и близкие ей формы роста, анизотропна, а потому кристаллы растут, как правило, в виде Н. к., а также лент, пластинок и т. д. К этой категории относятся мн. природные кристаллы (силикаты, сульфосоли и др.).

Специфич. (квазиодномерная) форма Н. к. и их малые размеры (по крайней мере, в одном измерении) делают их удобными объектами для изучения ряда физ. эффектов при кристаллизации. Так, на них легко наблюдается т. н. эффект Гиббса — Томсона (зависимость равновесного давления пара над кристаллич. частицей от её размеров), проверяются закономерности поверхностной диффузии, обнаружена радиальная периодич. неустойчивость, обусловленная, вероятно, автоколебат. явлениями в росте кристаллов (рис. 3).

Среди уникальных физ. свойств Н. к. выделяется их исключительно высокая механич. прочность, превышающая прочность массивных монокристаллов в 10^2—10^3 раз и приближающаяся к теоретической. Здесь проявляется, в частности, размерный эффект: прочность Н. к. резко возрастает при их диам. $\lesssim$ 5 мкм (рис. 4). Это объясняется тем, что при таких диаметрах Н. к., как правило, не содержат дислокаций и имеют весьма совершенную поверхность. По этой же причине, благодаря меньшему рассеянию носителей заряда на дефектах и поверхностях, электросопротивление Н. к. относительно мало. Особенности Н. к. состоят также в том, что Н. к. ферромагнетиков и сегнетоэлектриков, как правило, представляют собой монодомены.

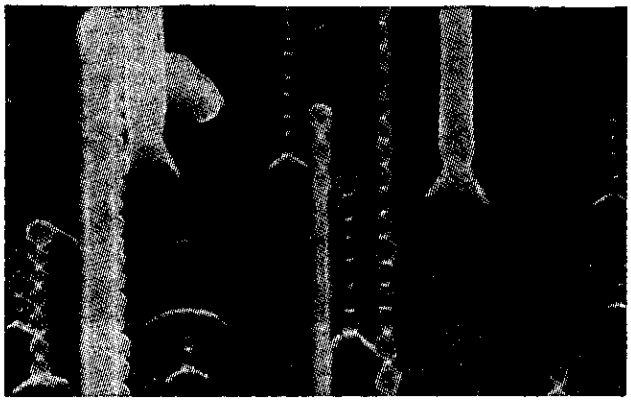


Рис. 3. Периодическая неустойчивость нитевидных кристаллов Si субмикронных диаметров (× 5000).

На уникальных свойствах Н. к. основаны их применения. Сконструирован ряд приборов (миниатюрные термометры, тензодатчики и датчики Холла, дозиметрич. приборы и др.), в к-рых Н. к. составляют наиболее чувствит. часть. В электронике Н. к. используются как высокоэффективные автоэмиссионные катоды (см. *Автоэлектронная эмиссия*). Высокая механич. прочность Н. к. позволила осуществить на них автоионный микроскоп для сравнительно легкоплавких материалов, например полупроводников. Н. к. применяются и для создания высокопрочных *композиционных материалов*.

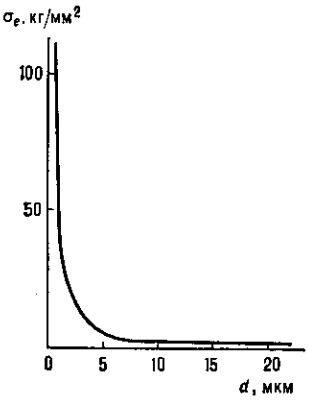


Рис. 4. Зависимость предела упругости σ_e у нитевидных кристаллов NaCl от диаметра d.

Лит.: Березкова Г. В., Нитевидные кристаллы, М., 1969; Гиваргизов Е. И., Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара, М., 1977. *Е. И. Гиваргизов.*

НОБЕЛИЙ (Nobelium), No,— искусственно полученный радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 102, относится к *актиноидам*. Официальное назв. «элемент № 102», назв. «Н.» не утверждено ИЮПАК. Известны 9 изотопов Н. с массовыми числами 251—259, наиб. устойчив ^{259}No ($T_{1/2}$ = 58 мин), наиб. доступен для исследователей ^{255}No ($T_{1/2}$ = 3,1 мин). Электронная конфигурация внеш. оболочек атома $5s^25p^65d^{10}5f^{14}6s^26p^67s^2$. Энергия ионизации атома No 6,84 эВ. Радиус иона No^{2+} 0,103 нм, иона No^{3+} 0,091 нм. Возможные степени окисления в хим. соединениях +2 и +3.

О синтезе элемента № 102 впервые сообщила в 1957 междунар. группа учёных, работавших в Стокгольме, к-рая назвала его в честь А. Нобеля (A. Nobel), однако в дальнейшем это открытие не подтвердилось. Первые надёжные сведения о синтезе изотопов элемента № 102 с массовыми числами 252—256 получены под руководством Г. Н. Флёрова (1963—66), предложенное сов. учёными название — «жолиотий». *С. С. Бердоносов.*

НОВЫЕ ЗВЁЗДЫ — звёзды, очень быстро увеличивающие свою *светимость* прибл. в 10^5 раз по сравнению с первонач. низкой светимостью. Увеличение *блеска* (вспышка) происходит за неск. дней. Характерное время спада блеска после его максимума порядка 10—20 дней у быстрых новых и 2—3 мес у медленных Н. з. Падает блеск Н. з. большей частью немонотонно — происходят т. н. вторичные вспышки с уменьшающейся амплитудой. Возвращение Н. з. к её первонач. светимости занимает десятки лет.

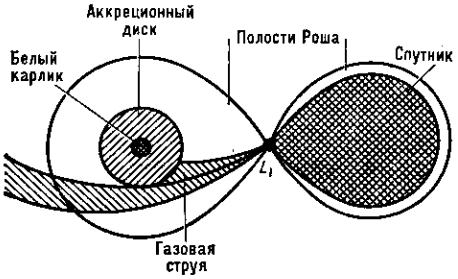
Изменения блеска Н. з. сопровождаются изменениями в спектре. При нарастании блеска в спектре доминируют абсорбц. линии, смещённые в сторону коротких волн. Их смещение обусловлено движением формирующего спектр газа к наблюдателю со скоростями порядка 1000 км/с (т. е. *Доплера эффектом*). Вблизи максимума блеска спектр Н. з. становится эмиссионным, причём ширины линий прибл. соответствуют удвоенной величине смещения абсорбц. линий. Постепенно спектр усложняется, в нём появляются линии более высокого возбуждения и (через 1—3 мес) т. н. небулярный спектр, характерный для газовых *туманностей*. Через неск. лет вокруг вспыхнувшей Н. з. наблюдается оболочка (туманность), расширяющаяся прибл. со скоростью, соответствующей доплеровскому смещению абсорбц. линий при усилении блеска. Масса туманности $\sim 10^{-4} M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца). Излучение туманности постепенно ослабевает, и составляющий её газ смешивается с межзвёздной средой. Т. о., данные наблюдений приводят к выводу о срыве со звезды при вспышке её внеш. слоёв, образующих быстро расширяющуюся оболочку.

За год в Галактике фиксируется неск. вспышек Н. з. Все наблюдаемые вспышки происходят в объёме неск. кпк^3 вблизи Солнца. Более далёкие Н. з. остаются незамеченными — гл. обр. вследствие *межзвёздного поглощения* света. Частота вспышек Н. з. в Галактике ~100—200 в год. Т. к. общее число вспышек за время жизни Галактики во много раз превышает полное кол-во звёзд в ней, то процесс вспышки Н. з. должен быть рекуррентным: одна и та же звезда вспыхивает много раз, интервал между последоват. вспышками $\sim 10^3$ лет или больше. Т. н. повторные Н. з. испытывают вспышки с амплитудой изменения блеска, на два порядка меньшей, чем у обычных Н. з., и соответственно с меньшей массой сбрасываемой оболочки. Интервал между последоват. вспышками повторных Н. з. составляет 10—30 лет. К Н. з. примыкают карликовые новые (или новоподобные типа U Близнецов). У такой звезды блеск при вспышке увеличивается в десятки раз и остаётся таким в течение 1—10 дней, интервал между вспышками 10—100 дней. По фотометрич. и спектральным особенностям вспышки карликовых новых не похожи на вспышки Н. з. и, по-видимому, обусловлены др. механизмом.

По наблюдениям ряда вспыхивавших Н. з. установлено, что вспышки происходят в одном из компонентов тесной двойной системы (ТДС) (см. *Тесные двойные звёзды*). Такие системы содержат в качестве гл. звезды белый карлик (БК), а спутник является звездой позднего *спектрального класса* малой светимости (красным карликом). Период обращения в тех ТДС, где происходили вспышки Н. з., составляет неск. часов, соответственно характерный размер системы порядка 10^{11} см. Эти данные послужили основой для выяснения причины вспышек Н. з. и их рекуррентности. Если красный карлик заполняет свою *полость Роша*, то его вещество, попав в точку Лагранжа L_1 (рис.), при малом возмущении скорости может попасть внутрь полости Роша БК и при надлежащих условиях присоединиться к нему. Часть вещества, теряемого красным карликом, может и не быть аккрецирована БК, а будет потеряна системой и образует уплощённую оболочку в орбитальной плоскости системы. Перетекающее на БК вещество образует аккрец. диск (см. *Аккреция*), и постепенно на его поверхности нарастает слой, содержащий большое кол-во водорода. При достаточно большой массе аккрециров. вещества плотность в нём возрастает настолько, что начинаются термоядерные реакции. Как показали расчёты, неустойчивость развивается очень быстро. В образующемся в периферийных областях БК слоевом источнике энергии достигается темп-ра $\sim 10^8$ К и боль-

ше. При столь высоких темп-рах преобладающими являются ядерные реакции с участием C, N, O (см. *Углеродно-азотный цикл*). Развивающаяся в слое конвекция обеспечивает поступление в слоевой источник этих элементов из более внеш. слоёв. Кинетика ядерных реакций в слоевом источнике зависит от светимости БК, содержания тяжёлых элементов в аккрецируемом газе и от особенностей переноса энергии в оболочке звезды. В одних условиях возникающая тепловая волна может привести к образованию ударной волны, срывающей наружные части оболочки, в других всё может ограничиться резким повышением темп-ры в разогреваемом слое и менее бурным отделением от звезды части захваченного ею газа. Возможно, что т. н. медленные Н. з. (типичной является Новая Геркулеса 1934) возникают вторым из указанных способов.

Отрывающаяся от звезды гл. оболочка, вначале непрозрачная для излучения, по мере расширения уменьшает свою оптич. толщину τ, и к моменту максимума блеска величина $\tau \lesssim 1$, вследствие чего её внутр. слои становятся доступными для наблюдения. В это время спектр Н. з., вначале соответствовавший классам A или F, сильно изменяется. В оболочке при $\tau < 1$ формируются широкие эмиссионные линии на фоне



Сечение критической эквипотенциальной поверхности орбитальной плоскостью тесной двойной системы и схематическое представление перетекания газа от спутника через точку L_1.

сравнительно слабого континуума (непрерывного спектра). Осн. долю наблюдаемого после максимума излучения Н. з. в непрерывном спектре обеспечивает протяжённая оболочка, образуемая горячим газом, истекающим из звезды вслед за отрывом внеш. слоёв. Скорости движения этого газа в 1,5—2 раза больше, чем у гл. оболочки, а линейчатый спектр содержит линии He II, O III, N V и т. п. Движение гл. оболочки ускоряется догоняющим её выброшенным газом, а сама она при этом деформируется и приобретает в ряде случаев клочковатую структуру.

Околозвёздная оболочка, образованная веществом, потерянным системой до вспышки, имеет радиус $\sim 10^5 R_\odot$ ($R_\odot$ — радиус Солнца) и массу $\sim 10^{-4}\ M_\odot$, сравнимую с массой гл. оболочки. При своём расширении гл. оболочка заметает вещество околозвёздной оболочки, и таким путём в ней образуется кольцеобразная структура — «экваториальный пояс». Подобные детали видны в туманностях, возникших при вспышках Н. з. (Новая Орла 1918, Новая Геркулеса 1934 и др.). Др. элементом гл. оболочки являются «полярные шапки» — конденсации газа в полярных областях, образовавшиеся, возможно, в результате взаимодействия выбрасываемого газа со спутником или под влиянием магн. поля БК.

У нек-рых Н. з. при вспышке наблюдалось сильное ИК-излучение с планковским спектром, причём его интенсивность мало менялась в течение 2—3 мес. Т. о., в оболочках Н. з. может содержаться значит. кол-во пылевых частиц, происхождение к-рых пока остаётся невыясненным.

Описание механизма вспышки Н. з. позволяет понять, почему вспышки повторяются. Перетекание газа от спутника на БК должно происходить непрерывно с интенсивностью 10^{-7}—$10^{-8}\ M_\odot$/год, а при вспышке сбрасывается масса порядка $10^{-4}\ M_\odot$. Соответственно, вспышки могут происходить каждые неск. тысяч лет. У повторных новых масса оболочки на 2—3 порядка меньше, чем у обычных Н. з., и вспышки повторяются через неск. десятков лет. Причины различий между обычными Н. з. и повторными новыми не установлены.

Вспышки карликовых новых не сопровождаются сбросом оболочки. Они, по-видимому, стимулируются усилением перетекания газа на БК и проявляются в увеличении светимости аккрец. диска.

В результате вспышки Н. з. в межзвёздную среду поступают вещество и энергия. Роль поступающего от Н. з. газа в общем балансе массы межзвёздной среды не очень существенна — они дают менее 1% всего притока массы, но могут обогащать межзвёздный газ *такими изотопами, как* ^{7}Li, ^{19}C, ^{15}N. Поступление энергии в Галактику от *Н. з. в различных её видах может достигать* 10^{48} эрг/год, т. е. столько же, сколько дают *сверхновые звёзды*.

Лит.: Эруптивные звезды, под ред. А. А. Боярчука, Р. Е. Гершберга, М., 1970; Горбацкий В. Г., Новоподобные и новые звезды, М., 1974; Gallagher J. S., Starrfield S., Theory and observations of classical novae, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1978, v. 16, p. 171.

В. Г. Горбацкий.

НОРМА́ЛЬНАЯ ДИСПЕ́РСИЯ — см. в ст. *Дисперсия света*.

НОРМА́ЛЬНОЕ ПРОИЗВЕДЕ́НИЕ операторов в квантовой теории — запись произведения операторов в виде, когда все операторы рождения стоят слева от всех операторов уничтожения. Н. п. возникает в методе *вторичного квантования*, при этом предполагается, что любой оператор представим в виде полинома по операторам рождения и уничтожения. Отличит. свойство Н. п.— равенство нулю *вакуумного среднего* от любого оператора, записанного в виде Н. п. и не содержащего слагаемого, кратного единичному оператору. Н. п. было введено Дж. К. Виком (G. C. Wick) в 1950 для того, чтобы исключить из *квантовой теории поля* (КТП) формальные бесконечные величины типа энергии и заряда вакуумного состояния. Понятие Н. п. оказывается основным при решении многих фундам. вопросов КТП, таких, как вывод фейнмановской диаграммной техники (см. *Фейнмана диаграммы*), установление связи между операторным формализмом и формализмом *функционального интеграла*, при построении *аксиоматической квантовой теории поля* и т. п.

Н. п. операторов $A_1, \ldots, A_n$ обозначается символом $:A_1, \ldots, A_n:$. Все свойства обычного произведения (линейность и т. д.) остаются и для Н. п., к-рое, кроме того, обладает свойством перестановочности операторов под знаком Н. п., при этом операторы, подчиняющиеся *Бозе — Эйнштейна статистике*, оказываются перестановочными, а подчиняющиеся *Ферми — Дирака статистике* — антиперестановочными.

Все динамич. величины, зависящие от операторов с одинаковыми аргументами (лагранжиан, тензор энергии-импульса, заряд и т. д.), во вторично-квантованной теории записываются в форме Н. п. Напр., оператор числа частиц для свободного скалярного поля $\varphi(x)$, удовлетворяющего *Клейна — Гордона уравнению*, в терминах операторов рождения $\varphi^+_{\mathbf{k}}$ и уничтожения $\varphi^-_{\mathbf{k}}$ частиц с импульсом $\mathbf{k}$ имеет вид

$$N = \tfrac{1}{2}\int d\mathbf{k} : \left(\varphi^+_{\mathbf{k}}\varphi^-_{\mathbf{k}} + \varphi^-_{\mathbf{k}}\varphi^+_{\mathbf{k}}\right) : = \int d\mathbf{k}\,\varphi^+_{\mathbf{k}}\varphi^-_{\mathbf{k}}.$$

Для вакуумного ср. оператора N получим $(N)_0 = \langle 0 | N | 0 \rangle = 0$, т. к. $\varphi^-_{\mathbf{k}} | 0 \rangle = 0$. Если бы N не был представлен в виде Н. п., то выражение в скобках, возникающее из принципа соответствия с классич. теорией (см. *Соответствия принцип*), привело бы к $(N)_0$, пропорциональному расходящемуся интегралу. Это типичный пример перестройки произведения в формализме Н. п. для операторов, подчиняющихся статис-

тике Бозе — Эйнштейна. В случае фермионов выражение в скобках имеет вид $\bar{a}^{+}_{\mathbf{k},s}a^{-}_{\mathbf{k},s} - \bar{a}^{-}_{\mathbf{k},s}a^{+}_{\mathbf{k},s}$ (s — спиновая переменная), и для получения правильного оператора N, суммирующего все фермионные состояния, операторы рождения (a^{+}) и уничтожения (a^{-}) фермионов должны антикоммутировать под знаком Н. п. (черта над оператором означает дираковское сопряжение). Это — утверждение теоремы о связи спина и статистики (*Паули теорема*), вытекающей из принципа соответствия и формализма Н. п.

Для вычислений в квантовой теории поля необходимо установить связь Н. п. с обычным произведением и *хронологическим произведением*. Эту связь устанавливают *Вика теоремы*. Определим спаривание двух линейных по операторам рождения и уничтожения операторов (соответственно хронологич. спаривание), обозначаемое $\overbrace{A_1A_2}$, как вакуумное среднее от обычного произведения (хронологич. произведения). Спаривание даётся соответствующей *перестановочной функцией*. Для Н. п. двух линейных операторов получим

$$A_1(x)A_2(y) = :A_1(x)A_2(y): + \overbrace{A_1(x)A_2(y)}$$

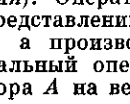
(x, y — точки пространства-времени). В общем случае справедлива след. теорема Вика: обычное (хронологическое) произведение n линейных операторов равно сумме Н. п. со всеми возможными спариваниями (хронологич. спариваниями), включая и Н. п. без спариваний. Линейность Н. п. гарантирует то, что спаривание выносится за знак Н. п.

При разложении действия в ряд теории возмущений возникает задача представить в виде Н. п. произведение операторов (напр., лагранжианов взаимодействия), к-рые сами уже приведены к форме Н. п. Соответствующая теорема Вика утверждает, что такое произведение равно сумме всех соответствующих Н. п. со спариваниями, из числа к-рых исключены спаривания между линейными операторами, находившимися в первонач. произведении под знаком одного Н. п.

Представляя процедуру нормального упорядочения графически, получим фейнмановскую диаграммную технику, сопоставив каждому спариванию $\overbrace{A(x)A(y)}$ линию, соединяющую точки x и y. Найдём, напр., в квантовой электродинамике вакуумное среднее от произведения двух операторов *электромагнитного тока*:

$$\langle 0|\,:\bar{\psi}(x)\gamma^{\mu}\psi(x):\,:\bar{\psi}(y)\gamma^{\nu}\psi(y):\,|0\rangle = \overbrace{\bar{\psi}(x)\gamma^{\mu}\psi(x)\bar{\psi}(y)\gamma^{\nu}\psi(y)};$$

все остальные слагаемые дают нулевой вклад [здесь ψ — оператор спинорного поля, γ^{μ} ($\mu = 0, 1, 2, 3$) — *Дирака матрицы*]. Графически последнее выражение даётся диаграммой



$$= -\mathrm{Tr}(S^{-}(x-y)\gamma^{\mu}S^{-}(y-x)\gamma^{\nu}),$$

где $S^{-}(x-y)$ — перестановочная ф-ция для поля электрона.

Понятие Н. п. позволяет установить связь между операторным формализмом и формализмом функционального интеграла. Для системы с одной степенью свободы каждому вектору Фока пространства $f(a^{+})\,|0\rangle$ ставится в соответствие *аналитическая функция* $f(a^{*})$ числового аргумента a^{*} (* — знак комплексного сопряжения). Оператор уничтожения в таком голоморфном представлении есть оператор дифференцирования по a^{*}, а произвольному оператору A соответствует интегральный оператор с ядром $A(a^{*}, a)$. Действие оператора A на вектор f, скалярное произведение двух векторов, произведение операторов $A_1 \cdot A_2$ описываются соответствующими свёртками с гауссовой мерой интегрирования:

$$d\mu_{\alpha} = \exp(-\alpha^{*}\alpha)(2\pi i)^{-1}d\alpha^{*}d\alpha.$$

Для ядра произведения двух операторов имеем

$$(A_1 \cdot A_2)(a^{*}, a) = \int A_1(a^{*}, \alpha)A_2(\alpha^{*}, a)d\mu_{\alpha}.$$

Поставим в соответствие оператору A, заданному в виде Н. п.: $A = \sum_{n,m} K_{n\,m}(a^{+})^{n}(a^{-})^{m}$, функцию $K(a^{*}, a) = \sum_{n,m} K_{n\,m}(a^{*})^{n}a^{m}$. Тогда ядро оператора A связано с $K(a^{*}, a)$ соотношением

$$A(a^{*}, a) = \exp(a^{*}a)K(a^{*}, a).$$

Рассмотрим оператор эволюции $U(\Delta t) = \exp(-iH\Delta t)$, где $H = :h(a^{+}, a^{-}):$. Его ядро для малых Δt

$$U(\Delta t; a^{*}, a) = \exp\{a^{*}a - ih(a^{*}, a)\Delta t\};$$

для конечного интервала $t' - t'' = N\Delta t$ следует взять свёртку N таких ядер. При этом из первого члена и меры интегрирования возникнет сумма

$$\sum_{i=1}^{N-1}\left(a^{*}_{i+1} - a^{*}_{i}\right)a_i + a^{*}_{1}a_0,$$

и после симметризации по $a^{*} = a_N$ и $a = a_0$ в формальном пределе $\Delta t \to 0$, $N \to \infty$ получим

$$U(t'' - t'; a^{*}, a) = \int \exp\left\{\tfrac{1}{2}[a^{*}(t'')a(t'') + a^{*}(t')a(t')] + i\int_{t'}^{t''}\left[\tfrac{1}{2i}(\dot{a}^{*}a - a^{*}\dot{a}) - h(a^{*}, a)\right]dt\right\}\prod_{t}\frac{da^{*}da}{2\pi i}.$$

Это выражение и есть ф-ла для оператора эволюции, возникающая в методе функционального интеграла.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1990; Глимм Д., Джаффе А., Математические методы квантовой физики. Подход с использованием функциональных интегралов, пер. с англ., М., 1984. *Л. О. Чехов.*

НОРМА́ЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — то же, что *Гаусса распределение*.

НОРМА́ЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ (центростремительное ускорение) — составляющая ускорения точки при криволинейном движении, направленная по гл. нормали к траектории в сторону центра кривизны. Численно Н. у. равно v^2/ρ, где v — скорость точки, ρ — радиус кривизны траектории. При движении по окружности Н. у. может вычисляться по ф-ле $R\omega^2$, где R — радиус окружности, ω — угл. скорость вращения этого радиуса. При прямолинейном движении Н. у. равно нулю.

НОРМА́ЛЬНЫЕ ВО́ЛНЫ (собственные волны) — бегущие гармонич. волны в линейной *динамической системе* с пост. параметрами, в к-рой можно пренебречь поглощением и рассеянием энергии. Н. в. являются обобщением понятия *нормальных колебаний* на открытые области пространства и незамкнутые волноводные системы, в т. ч. на однородные и неоднородные безграничные среды, разл. типы волноводов и волновых каналов, струны, стержни, замедляющие системы, цепочки связанных осцилляторов и др.

Совокупность Н. в. обладает след. свойствами. 1. Каждая Н. в. является свободным (без стороннего воздействия) движением системы и может быть возбуждена независимо от других Н. в. спец. выбором нач. условий. 2. Произвольный волновой процесс в системе без источников может быть однозначно представлен в виде суперпозиции Н. в. 3. Спектр частот Н. в. является сплошным, реальные процессы могут быть представлены в виде интегральных сумм Н. в.

Понятие Н. в. применяется и к системам конечной протяжённости, где, однако, их следует рассматривать как вынужденные движения, возбуждаемые гармонич. источниками, распределёнными вне области наблюдения, а совокупность Н. в. должна быть дополнена спа-

дающими от источников «ближними» полями. В *объёмных резонаторах* в диапазоне высоких собств. частот допустимо описание процессов в виде суперпозиций как нормальных колебаний с дискретным спектром, так и Н. в. со сплошным спектром. Такой дуализм динамич. поведения свойствен физ. объектам, включая природные каналы *внутренних волн*, волн цунами в океане, сейсмич. волн в земной коре, радиоканал Земля — ионосфера и др.

В наиб. простом случае сред и волноводных систем, параметры к-рых не меняются вдоль нек-рого направления (напр., вдоль оси z), Н. в. синусоидальны не только во времени, но и в пространстве и обладают неизменной поперечной структурой: $a_i = A_i(r_1, \omega)\cos(\omega t - k_z z)$, где ω — циклич. частота, k_z — продольное волновое число (с ним связаны продольная длина волны $\lambda_z = 2\pi/k_z$ и фазовая скорость $v_\Phi = \omega/k_z$), A_i — амплитудное распределение одной из компонент волнового поля, зависящее только от поперечных к оси z координат r.

Связь между ω и k_z определяет дисперсионные свойства Н. в. и, как правило, является неоднозначной — одному значению k_z соответствует набор Н. в. с разными частотами. Н. в., частоты и волновые числа к-рых принадлежат отд. непрерывной дисперсионной ветви многозначной ф-ции $\omega = \omega(k_z)$, относятся к одной нормальной моде системы (или просто моде). Моды различаются либо амплитудными и поляризац. структурами полей, либо физ. природой процессов. В случаях вырождения одной дисперсионной ветви соответствует неск. линейно независимых мод, их число наз. кратностью вырождения. Возможны также вырождения Н. в. при фиксир. значениях ω и k_z, соответствующих точкам пересечения или касания дисперсионных ветвей.

Одно из наиб. важных свойств разложений полей по Н. в. заключается в распространении принципа суперпозиции на нек-рые энергетич. характеристики движения. Так, в произвольном гармонич. процессе (представляющем сложную картину пространств. биений Н. в. с одинаковыми частотами, но разными длинами волн) полный поток энергии (усреднённый по периоду $T = 2\pi/\omega$) равен сумме парциальных потоков энергии отд. Н. в. Волновые пакеты при своём распространении разбиваются на пакеты, объединяющие Н. в. одной моды; при этом полная энергия процесса равна сумме энергий одномодовых пакетов. Понятие групповой скорости ($v^n_{\text{гр}} = \partial\omega/\partial k_z$) может быть введено только для одномодовых волновых пакетов.

В однородных безграничных средах Н. в. принято наз. однородные плоские волны, распространяющиеся в произвольных направлениях. В изотропных средах волновое число k_0 не зависит от направления распространения, а поляризация поперечных волн может быть произвольной (двукратное поляризац. вырождение). В анизотропных и гиротропных средах k_0 зависит от направления распространения, а поляризац. вырождение снимается (соответственно различают обыкновенные и необыкновенные Н. в.). На рис. 1 приведены дисперсионные ветви Н. в. в изотропной неизотермич. *плазме*. Частотные спектры поперечных эл.-магн. и ленгмюровских волн ограничены снизу электронной плазм. частотой ω_{pe}, спектр ионно-звуковых волн ограничен сверху ионной плазм. частотой ω_{pi}; значения частот и волновых чисел, ограничивающих дисперсионную ветвь, наз. критическими для данной моды.

В экранир. волноводных системах (металлич. радиоволноводы, акустич. трубы, упругие пластины, звуковые каналы в водоёмах с твёрдым дном и т. д.) существует бесконечное счётное множество мод, поля к-рых локализованы в поперечных сечениях отражающими границами (экранами). Структура мод определяется формой поперечных двумерных нормальных колебаний ($k_z = 0$, $\partial/\partial z = 0$), а критич. частоты мод — собств. частотами этих колебаний ω_n, $n = 1, 2, \ldots$ (рис. 2). При $\omega < \omega_n$ данной моде соответствуют экспоненциально спадающие или нарастающие поля $A_n(r_1)\cos\omega t \exp(\mp hz)$, каждое из к-рых, взятое в отдельности, не может переносить энергию. Однако комбинации сдвинутых по фазе спадающих и растущих полей

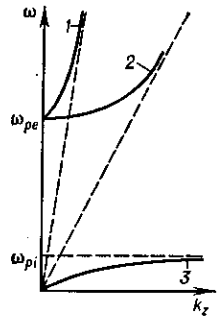


Рис. 1. Дисперсия нормальных волн в изотропной неизотермической плазме: *1* — поперечные электромагнитные волны; *2* — ленгмюровские волны; *3* — ионно-звуковые волны.

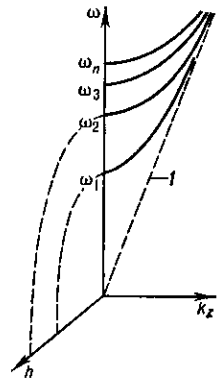


Рис. 2. Дисперсия нормальных волн в экранированных системах: *1* — квазистатические моды; h — декремент экспоненциально спадающих мод.

определяют «просачивание» энергии через закритич. область, где волны распространяться не могут,— т. н. туннельный эффект.

В волноводах с однородным заполнением фазовые v^n_Φ и групповые $v^n_{\text{гр}}$ скорости Н. в. и однородных плоских волн в среде заполнения v^0_Φ, $v^0_{\text{гр}}$ связаны универсальным соотношением

$$v^{(n)}_\Phi(\omega)\cdot v^{(n)}_{\text{гр}}(\omega) = v^{(0)}_\Phi(\omega)\cdot v^{(0)}_{\text{гр}}(\omega).$$

В коротковолновом пределе диапазона ($k_z \to \infty$) дисперсионные ветви мод стремятся к общей асимптоте (асимптотич. вырождение), совпадающей с ветвью однородных волн в среде заполнения (пунктирная линия *1* на рис. 2) . В акустич. трубах и неодносвязных радиоволноводах (в коаксиальных и многожильных кабелях, а также в открытых длинных линиях) эта асимптота сама является одной из ветвей Н. в. системы — т. н. квазистатич. Н. в., существующих при $\omega \to 0$ и при любой частоте имеющих статич. поперечную структуру (напр., электростатическую и магнитостатическую). В N-жильном кабеле квазистатич. моды N-кратно вырождены, что используется в системах многоканальной передачи информации.

В открытых волновых каналах поперечная локализация Н. в. происходит в результате *полного внутреннего отражения* либо на резких границах раздела сред (диэлектрич. волноводы, световоды), либо на плавных неоднородностях среды (звуковые каналы в океане и атмосфере, ионосферные радиоканалы, каналы внутр. волн в океане и др.). Совокупность локализованных (или захваченных) мод дискретна, но (в отличие от экранир. систем) не является полной. В волновых каналах существует сплошное множество т. н. незахваченных мод, не спадающих при $r_1 \to \infty$.

Предельным случаем волновых каналов являются резкие границы раздела сред, вдоль к-рых могут распространяться поверхностные Н. в.

Понятие Н. в. обобщается на продольно-периодич. структуры: гофриров. волноводы, замедляющие системы, цепочки четырёхполюсников, среды с равномерным широм анизотропии (напр., жидкие кристаллы) и т. д.

Значение Н. в. в физике, технике, природе определяется их уникальной структурной устойчивостью по

отношению к малым, а также к медленным и плавным изменениям параметров системы. Это свойство допускает возможность довольно широкого (хотя и не вполне строгого) распространения понятия Н. в. на системы со слабыми потерями и нелинейными взаимодействиями, искривлённые, деформированные, заполненные неоднородной средой, на системы с флуктуациями параметров и шероховатостями экранов. Метод Н. в. (т. е. разложение полей по Н. в. модельных систем) применяется при изучении природных волновых явлений (эл.-магн., акустич., гидродинамич., сейсмич., плазм., гравитационных и т. д.) и при конструировании волноводных техн. устройств.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Завадский В. Ю., Вычисление волновых полей в открытых областях и волноводах, М., 1972; Никольский В. В., Никольская Т. И., Электродинамика и распространение радиоволн, 3 изд., М., 1989.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

НОРМА́ЛЬНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ (нормальные моды) — собственные (свободные) гармонич. колебания линейных динамич. систем с пост. параметрами, в к-рых отсутствуют как потери, так и приток извне колебат. энергии. Каждое Н. к. характеризуется определ. значением частоты, с к-рой осциллируют все элементы системы, и формой — нормиров. распределением амплитуд и фаз по элементам системы. Линейно независимые Н. к., отличающиеся формой, но имеющие одну и ту же частоту, наз. в ы р о ж д е н н ы м и. Частоты Н. к. наз. собственными частотами системы.

В дискретных системах, состоящих из N связанных гармонич. осцилляторов (напр., механич. маятников, эл.-магн. колебат. контуров), число Н. к. равно N. В распределённых системах (струна, мембрана, резонатор) существует бесконечное, но счётное множество Н. к. Совокупность Н. к. обладает свойством полноты в том смысле, что произвольное свободное движение колебат. системы может быть представлено в виде суперпозиции Н. к.; при этом полная энергия движения распадается на сумму парциальных энергий, запасённых в каждом Н. к. Т. о., система ведёт себя так, как набор автономных объектов — независимых гармонич. осцилляторов, к-рые могут быть выбраны в качестве обобщённых нормальных координат, описывающих движение в целом. Однако в динамич. системах могут существовать и собств. движения, не сводящиеся к Н. к. (равномерные вращения, пост. токи и др.).

При внеш. возбуждении системы Н. к. в значит. мере определяют резонансные свойства системы, хотя, строго говоря, они перестают быть независимыми. *Резонанс* может возникнуть лишь в том случае, когда частота гармонич. внеш. воздействия близка к одной из собств. частот системы либо к их линейной комбинации, если внеш. воздействие меняет параметры системы (*параметрический резонанс*). При резонансном возбуждении системы важным оказывается и распределение воздействия — макс. эффект достигается при соблюдении не только временно́го, но и «пространственного» синхронизма (см. *Волны*).

В линейных системах с переменными параметрами при выполнении определ. условий также возможно представление движений в виде суперпозиции Н. к., отличающихся, однако, от гармонических. Понятие Н. к. может быть приближённо распространено на системы, содержащие неконсервативные и нелинейные элементы, если их воздействие приводит к медленным изменениям амплитуд и фаз квазигармонич. Н. к. (в масштабе периода самих Н. к. или периода биений между ними).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

НОРМА́ЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ — 1) физ. условия, определяемые давлением $p = 101\,325$ Па (760 мм рт. ст., нормальная атмосфера) и темп-рой $t = 273{,}15$ К (0 °С), при к-рых молярный объём газа $V_0 = 2{,}2414 \cdot 10^{-2}$ м³/моль. Нормальное ускорение свободного падения принимают равным $g_n = 9{,}80665$ м/с². 2) Условия применения средств измерения, при к-рых влияющие на их показания величины (темп-ра, питающее напряжение и др.) имеют установленные (нормальные) значения или находятся в пределах нормальной области значений. Н. у. указываются на шкалах средств измерений, в стандартах на них, техн. описаниях и инструкциях к их использованию. Пределы допускаемых осн. погрешностей измерений устанавливаются для Н. у.

НОРМА́ЛЬНЫЙ ТОН — *основной тон* музыкальной настройки. За Н. т. принят звук «ля» первой октавы с частотой 440 Гц. Воспроизводится он эталонным камертоном. По Н. т. устанавливают музыкальный строй инструментов.

НО́РМЫ РАДИАЦИО́ННОЙ БЕЗОПА́СНОСТИ (НРБ) — межведомств. документ, регламентирующий допустимые количеств. уровни воздействия *ионизирующих излучений* с учётом облучения человека извне и изнутри. В отличие от публикаций Междунар. комиссии радиац. защиты, к-рые имеют рекомендат. характер, базирующиеся на них НРБ в СССР носят законодат. характер.

Первичными нормативами являются предельно допустимая *доза* (ПДД) облучения работающего персонала (категория А) и предел. дозы (ПД) облучения огранич. части населения (категория Б) (в единицах эквивалентной дозы) для различных, т. н. критич. органов человека и тела в целом. В порядке убывания радиочувствительности установлены три группы критич. органов, для к-рых существуют разл. предельные дозы (табл. 1).

Та б л. 1. — **Дозовые пределы, бэр в год**

Группа органов	ПДД	ПД
I	5	0,5
II	15	1,5
III	30	3

I группа — всё тело, гонады и красный костный мозг;
II группа — мышцы, щитовидная железа, жировая ткань, печень, почки, селезёнка, желудочно-кишечный тракт (ЖКТ), лёгкие, хрусталик глаза и др. органы (за исключением тех, к-рые относятся к I и III группам);
III группа — кожный покров, костная ткань, кисти, предплечья, лодыжки и стопы.

Предельные дозы, установленные НРБ, не включают дозу, обусловленную естеств. радиац. фоном, и дозу, получаемую при медицинском обследовании и лечении.

Вторичными нормативами являются дозы, допустимые при проектировании средств радиац. защиты и при проведении радиац. контроля. Для категории А это — предельно допустимое годовое поступление радионуклида через органы дыхания ($ПДП_А$); допустимое содержание радионуклида в критич. органе ($ДС_А$); допустимая мощность дозы излучения ($ДМД_А$); допустимая плотность потока ($ДПП_А$); допустимая концентрация радионуклида в воздухе рабочей зоны ($ДК_А$); допустимое загрязнение поверхности ($ДЗ_А$). Для категории Б — предел годового поступления радиоактивных веществ через органы дыхания и пищеварения ($ПГП_Б$); допустимая концентрация радионуклида в атм. воздухе и воде ($ДК_Б$); допустимая мощность дозы ($ДМД_Б$); допустимая плотность потока ($ДПП_Б$) (табл. 2).

В НРБ включены также предельно допустимые кол-ва радиоакт. инертных газов в воздухе и допустимые концентрации смеси радионуклидов неизвестного (или частично известного) состава, а также допустимая плотность радиоакт. загрязнений разл. поверхностей (от кожных покровов человека до транспортных средств). Для большинства радионуклидов все предельно допустимые дозы и концентрации рассчитаны исходя из равновесного их накопления в органах. При сохранении годового предельно допустимого поступления в течение всей профессиональной работы человека доза излучения за год в критич. органе не превысит значения предельно допустимой дозы за год. Для отд. долгоживущих радионуклидов, не достигающих равно-

Таблица 2. — **Значения допустимого содержания и поступления некоторых радионуклидов**

Радионуклид, период полураспада $T_{1/2}$	Критич. орган	$ДС_А$, мкКи	$ПДП_А$, мкКи/год	$ДК_А$, Ки/л	$ПГП_В$, мкКи/год		$ДК_В$, Ки/л	
					через органы дыхания	через органы пищеварения	в атмосферном воздухе	в воде
^{3}T 12,35 лет	Всё тело	$1,2\cdot10^{3}$	$2,0\cdot10^{4}$	$1,0\cdot10^{-5}$	$2,0\cdot10^{3}$	$3,0\cdot10^{3}$	$3,0\cdot10^{-10}$	$4,0\cdot10^{-6}$
^{14}C 5730 лет	Жировая ткань	$1,6\cdot10^{2}$	$8,7\cdot10^{3}$	$3,5\cdot10^{-9}$	$8,7\cdot10^{2}$	$6,6\cdot10^{2}$	$1,2\cdot10^{-10}$	$8,2\cdot10^{-7}$
^{89}Sr 50,5 сут	Кости	3,9	69	$2,8\cdot10^{-11}$	6,9	9,6	$9,4\cdot10^{-13}$	$1,2\cdot10^{-8}$
	Лёгкие	1,5	87	—	8,7	—	—	—
	ЖКТ	—	—	—	—	22	—	—
^{90}Sr 29,12 лет	Кости	2,0	2,9	$1,2\cdot10^{-12}$	0,29	0,32	$4,0\cdot10^{-14}$	$4,0\cdot10^{-10}$
	Лёгкие	0,76	14	—	1,4	—	—	—
	ЖКТ	—	—	—	—	28	—	—
^{131}I 8,04 сут	Щитовидная железа	0,07	10	$4,2\cdot10^{-12}$	1	0,8	$1,5\cdot10^{-13}$	$1,0\cdot10^{-9}$
	Лёгкие	2,8	$8,0\cdot10^{2}$	—	80	—	—	—
	ЖКТ	—	$8,0\cdot10^{2}$	—	80	51	—	—
^{137}Cs 30 лет	Всё тело	33	$1,6\cdot10^{3}$	—	16	12	—	$1,5\cdot10^{-8}$
	Печень	3,5	—	—	—	14	—	—
	Селезёнка	0,34	—	—	—	18	—	—
	Мышцы	14	—	—	—	19	—	—
	Лёгкие	2	36	$1,4\cdot10^{-11}$	3,6	—	$4,9\cdot10^{-13}$	—
	ЖКТ	—	—	—	—	35	—	—
^{226}Ra 1600 лет	Кости	0,051	0,37	—	$3,2\cdot10^{-2}$	$4,3\cdot10^{-2}$	—	$5,4\cdot10^{-11}$
	Почки	0,0011	35	—	3,5	4,6	—	—
	Лёгкие	0,0036	0,062	$2,5\cdot10^{-14}$	$6,2\cdot10^{-3}$	—	$8,5\cdot10^{-16}$	—
	ЖКТ	—	—	—	—	13	—	—
^{232}Th $1,405\cdot10^{10}$ лет	Кости	0,021	$2,5\cdot10^{-3}$	$1,0\cdot10^{-15}$	$1,8\cdot10^{-4}$	0,016	$2,5\cdot10^{-17}$	$2,0\cdot10^{-11}$
	Почки	0,0029	$7,7\cdot10^{-3}$	—	$6,2\cdot10^{-4}$	0,04	—	—
	Лёгкие	0,0087	$1,2\cdot10^{-2}$	—	$1,2\cdot10^{-3}$	—	—	—
	ЖКТ	—	—	—	—	14	—	—
U (естеств. смесь) $4,5\cdot10^{7}$ лет	Почки	$6,2\cdot10^{-4}$	0,37	—	0,037	0,95	—	$1,2\cdot10^{-9}$
	(хим. токсичность)	0,92 мг	550 мг/год	—	55 мг/год	1400 мг/год	—	1,8 мг/л
	Кости	0,024	0,74	—	0,074	1,9	—	—
		36 мг	1100 мг/год	—	110 мг/год	2800 мг/год	—	—
	Лёгкие	0,0087	0,15	$5,9\cdot10^{-14}$	0,015	—	$2,0\cdot10^{-15}$	—
		13 мг	220 мг/год	$8,8\cdot10^{-5}$ мг/л	22 мг/год	—	$3,0\cdot10^{-6}$ мг/л	—
	ЖКТ	—	—	—	—	13	—	—
		—	—	—	—	$1,9\cdot10^{4}$ мг/год	—	—
^{239}Pu $2,4065\cdot10^{4}$ лет	Кости	0,02	$2,1\cdot10^{-3}$	$9,0\cdot10^{-16}$	$2,1\cdot10^{-4}$	1,8	$3,0\cdot10^{-17}$	$2,2\cdot10^{-9}$
	Лёгкие	0,008	$4,7\cdot10^{-3}$	—	$4,7\cdot10^{-3}$	—	—	—
	ЖКТ	—	—	—	—	12	—	—

весного накопления в органе в течение жизни (^{226}Ra, ^{90}Sr, ^{232}Th, ^{239}Pu и др.), значения доз и концентраций рассчитаны исходя из условия, чтобы пределы достигались лишь к концу профессиональной работы (50 лет для категории А) или всей жизни (70 лет для категории Б). Допустимые кол-ва короткоживущих радионуклидов азота, кислорода и углерода, не концентрирующихся в теле человека, рассчитаны исходя из внешнего β- и γ-облучения кожи.

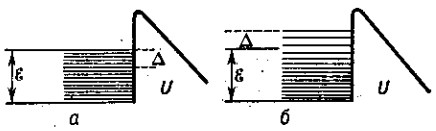
Лит.: Нормы радиационной безопасности НРБ76/87, 3 изд., М., 1988.

Ю. В. Сивинцев.

НОСИТЕЛИ ЗАРЯДА В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ (носители тока) — подвижные частицы или *квазичастицы*, участвующие в процессах электропроводности. Перенос заряда в твёрдых телах может осуществляться движением электронов и дырок из частично заполненных зон (см. *Зонная теория*), ионов (*диэлектрики*), а также заряженных дефектов кристаллич. решётки — *вакансий*, межузельных атомов или примесей. Знак основных Н. з. в т. т. можно определить, напр., по знаку постоянной Холла (см. *Холла эффект*). Тип основных Н. з. в т. т. может меняться в зависимости от внеш. условий (напр., темп-ры) и предыстории образца (напр., облучения). В случае сильного электрон-фононного взаимодействия в электропроводность могут вносить вклад *поляроны*.

Лит. см. при ст. *Твёрдое тело*, *Полупроводники*, *Металлы*.

НОТТИНГЕМА ЭФФЕКТ — выделение тепла на катоде при *автоэлектронной эмиссии* и поглощение тепла при *термоэлектронной эмиссии*, обусловленные разницей между ср. энергией электронов, подходящих к поверхности катода и покидающих его. При автоэлектронной эмиссии (при низкой темп-ре; рис., *а*) распределение электронов по энергиям практически не отличается от *ферми-распределения* при абс. нуле. Поэтому сквозь потенц. барьер U в вакуум уходят электроны, энергия к-рых несколько ниже *ферми-уровня* (на величину $\sim\Delta\mathscr{E}$). При этом происходит нагревание эмиттера за счёт электронов, приходящих из электрич. цепи на освобождающиеся уровни. В случае термоавтоэлектронной эмиссии (при высокой темп-ре) электроны уходят



а *б*

с уровней, лежащих выше уровня Ферми (рис., *б*). Заполнение этих уровней электронами, приходящими из цепи, приводит к охлаждению эмиттера. Открыт У. Б. Ноттингемом (W. B. Nottingham) в 1941.

Лит. см. при ст. *Автоэлектронная эмиссия*, *Термоэлектронная эмиссия*.

Л. А. Сена.

НУКЛЕОСИНТЕЗ (от лат. nucleus — ядро и греч. sýnthesis — соединение, составление) в природе — образование в *ядерных реакциях*, происходящих на разл. стадиях эволюции вещества Вселенной, наблюдаемой *распространённости элементов* и их изотопов. Проблема Н.— это проблема происхождения хим. элементов. Н. можно разделить на три гл. стадии: космологич. Н., синтез ядер в звёздах и во взрывах звёзд, Н. под действием космич. лучей.

Космологич. Н.— это синтез ядер на раннем этапе (до образования звёзд) эволюции вещества во Вселен-

ной. Согласно *горячей Вселенной теории*, атомные ядра, более сложные и тяжёлые, чем протон, стали образовываться через $\approx$ 100 с после начала расширения Вселенной, когда в достаточно горячем веществе, содержавшем протоны и нейтроны, при темп-ре $T \sim 10^9$ К начали протекать *термоядерные реакции* синтеза самых лёгких элементов — дейтерия, трития и гелия:

$$n + p \to D + \gamma, \qquad D + D \to {}^3He + n,$$
$$D + D \to T + p, \qquad {}^3He + n \to T + p,$$
$$T + D \to {}^4He + n, \qquad D + p \to {}^3He + \gamma.$$
$$T + p \to {}^4He + \gamma,$$

Стандартная горячая модель хорошо объясняет наблюдаемое обилие (относит. содержание) первичного (т. е. возникшего на этом этапе эволюции Вселенной) ^{4}He в астрофиз. объектах ($\approx$22% по массе). Однако образование более тяжёлых ядер на ранней стадии расширяющейся Вселенной становится невозможным, т. к. уменьшение темп-ры и плотности вещества ограничивает реакции синтеза и не позволяет преодолеть т. н. щели в спектре масс атомных ядер при массовых числах $A = 5$ и 8, обусловленные отсутствием в природе стабильных нуклидов ^{5}He, ^{5}Li, ^{8}Be. Образование следующих за гелием элементов связано с более поздними этапами эволюции Вселенной.

Большинство известных хим. элементов возникло через миллиарды лет после начала расширения Вселенной — в эпоху существования звёзд, галактик и космич. лучей. Происхождение дейтерия, лития, бериллия, бора в общей проблеме Н. представляет самостоят. интерес, т. к. эти элементы легко разрушаются в термоядерных реакциях (их равновесные концентрации малы), и поэтому их эфф. «производство» возможно лишь в неравновесных процессах. Такие неравновесные процессы предполагаются в рамках нек-рых моделей космологич. Н., напр. образование дейтерия в реакции ^{4}He с антипротонами: $\bar{p} + {}^4He \to D + n$. Однако наиб. распространённым является представление о динамичном образовании лёгких элементов с помощью реакций скалывания при взаимодействии галактич. *космических лучей* с межзвёздной средой: быстрые протоны и альфа-частицы в составе космич. лучей бомбардируют ядра тяжёлых элементов межзвёздной среды и Солнечной системы, вызывая их расщепление на лёгкие ядра; быстрые ядра углерода, азота, кислорода в составе космич. лучей, взаимодействуя с межзвёздными ядрами водорода и гелия, также могут расщепиться на ядра лёгких элементов. Расчёты показывают, что эти ядерные реакции могут производить наблюдаемые обилия ^{6}Li, ^{9}Be, ^{10}B. Трудности возникают лишь при объяснении необычного изотопного состава Li и B (резко выраженное преобладание нечётных изотопов), а также при объяснении «производства» D и ^{3}He, к-рые в указанных выше механизмах разрушаются явно быстрее, чем создаются. Эффективным дополнит. источником синтеза лёгких элементов, кроме космич. лучей, могут служить взрывы *сверхновых звёзд*. Распространение ударной волны во внеш. оболочках сверхновой и последующее охлаждение могут привести к реакциям синтеза $n + p \to D + \gamma$, $p + D \to {}^3He + \gamma$, а реакции скалывания на ядрах углерода, азота и кислорода, инициированные ударной волной, производят ядра Li, Be, B.

Происхождение подавляющего большинства изотопов тяжёлых хим. элементов, начиная с углерода и кончая долгоживущими трансактиниевыми нуклидами (а возможно, и сверхтяжёлыми), обязано синтезу ядер в звёздах и во взрывах звёзд. Ядра элементов от углерода до никеля образуются в недрах звёзд в условиях высокой темп-ры в реакциях термоядерного синтеза. Ядра более тяжёлых элементов образуются, скорее всего, в массивных звёздах и во взрывах звёзд в результате последоват. реакций захвата нейтронов. Ядерный синтез в звёздах можно разделить на «статический» Н. (синтез ядер на равновесной гидростатич. стадии эволюции звёзд) и *взрывной нуклеосинтез* (синтез ядер при взрывах звёзд). К механизмам статич. Н. прежде всего следует отнести *водородный цикл* и *углеродно-азотный цикл* в звёздах гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Рессела диаграмма*), к-рые обеспечивают превращение водорода в гелий, создавая нек-рый избыток гелия и азота по отношению к их первичному содержанию. Образование углерода и кислорода происходит на той стадии эволюции звёзд-гигантов (см. *Эволюция звёзд*), когда в их недрах полностью выгорает водород и начинается горение гелия. При темп-рах, соответствующих этому процессу ($T \sim 10^8$ К), эффективно протекают ядерные реакции синтеза:

$$3\alpha \to {}^{12}C + \gamma \text{ и } {}^{12}C + \alpha \to {}^{16}O + \gamma. \qquad (*)$$

При более высоких темп-рах ($T \sim 10^9$ К) становятся возможными реакции горения углерода и кислорода с образованием изотопов элементов от неона до кремния. Во взрывном Н. сеть ядерных реакций (рис. 1), протекающих при $T \sim 3 \cdot 10^9$—10^{10} К в условиях термодинамич. равновесия (т. н. *e*-процесс), приводит к образованию железа и соседних с ним элементов в области

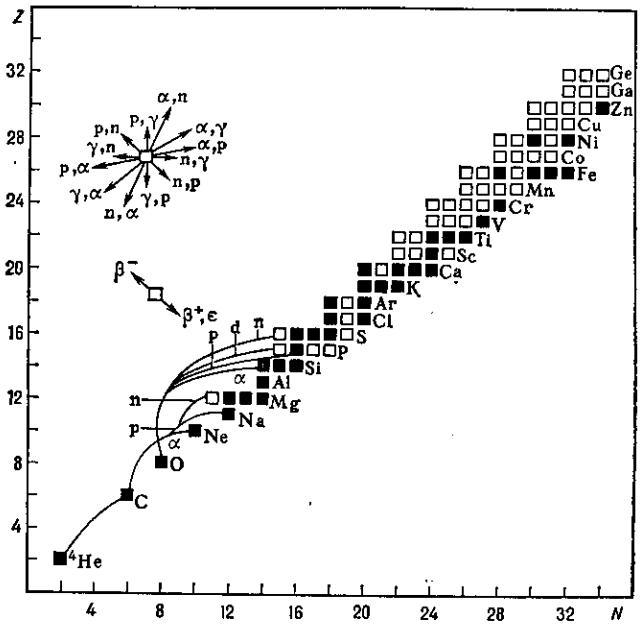


Рис. 1. Сеть реакций нуклеосинтеза, приводящая к образованию стабильных (■) и радиоактивных (□)ядер с числом протонов (Z) от 2 до 34.

«железного пика» (максимума на кривой распространённости нуклидов вблизи $A = 56$). В верх. половине рис. (слева) стрелками показаны ядерные превращения, происходящие в результате взаимодействия ядер с гамма-квантами, нейтронами, протонами и альфа-частицами (направления стрелок соответствуют перемещениям ядер по диаграмме в результате указанных реакций). Стрелки с символами β^-, β^+, ε соответствуют перемещениям по диаграмме в результате β^--, β^+-распадов и электронного захвата ε. Кривыми показаны пути («каналы») реакций «горения» гелия (*), углерода и кислорода ($^{12}C+{}^{12}C$, $^{12}C+{}^{16}O$, $^{16}O+{}^{16}O$) с испусканием протонов (p), нейтронов (n), дейтронов (d) и альфа-частиц (α).

Ядра железа характеризуются макс. энергией связи на нуклон, поэтому образование элементов тяжелее железа объясняют процессами, существенно отличными от реакций термоядерного синтеза,— процессами захвата нейтронов. Различают два вида реакций захвата яд-

рами нейтронов, к-рые протекают в астрофиз. объектах: *s*-процесс — медленный захват нейтронов, при к-ром образовавшиеся неустойчивые ядра распадаются раньше, чем успеет присоединиться следующий нейтрон; *r*-процесс — быстрый последоват. захват большого кол-ва нейтронов, опережающий *бета-распад*. Пути нейтронного захвата в этих процессах показаны на рис. 2. Медленный нейтронный захват развивается вдоль линии стабильности ядер (область на диаграмме $Z - N$, занятая стабильными ядрами) при умеренных концентрациях свободных нейтронов ($\sim 10^7 - 10^8$ см$^{-3}$). Положение дорожки (трека) *s*-процесса зависит от сечений нейтронного захвата при энергиях нейтронов $\approx$30 кэВ и от свойств ядер в полосе стабильности. Этот процесс приводит к синтезу изотопов мн. тяжёлых элементов вплоть до ^{209}Bi. Осн. звено в цепи *s*-процесса — нейтронный захват с последующим β-распадом — хорошо моделируется в эксперименте, и большинство ядерных параметров, необходимых для расчёта *s*-процесса, можно изучать в лаб. условиях. Особенно важны в этом отношении измерения сечений нейтронного захвата $\sigma_{n\gamma}$ при энергиях нейтронов, соответствующих звёздным темп-рам ($\mathscr{E}_n \sim 30$ кэВ). Имеющиеся эксперим. данные по сечениям $\sigma_{n\gamma}$ в этой области энергий подтверждают осн. вывод теории *s*-процесса: выходы ядер в установившейся цепи *s*-процесса для малых областей изменения массового числа обратно пропорциональны ср. сечениям нейтронного захвата. Астрофиз. место (т. е. астрофиз. объекты или области внутри них, где возможен процесс) *s*-процесса должно обладать темп-рой $T \geqslant 10^8$ К, достаточной для осуществления ядерных реакций, освобождающих нейтроны с плотностью потока $\sim 10^{15} - 10^{16}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ и длительностью облучения $\sim 10^8$ лет. В качестве источников таких нейтронов были предложены реакции $^{22}Ne + \alpha \rightarrow {}^{25}Mg + n$, $^{13}C + \alpha \rightarrow {}^{16}O + n$, протекающие в недрах красных гигантов при горении гелия и при попадании водорода в области, содержащие гелий и углерод: $p + {}^{12}C \rightarrow {}^{13}N + \gamma$, $^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu$, $^{13}C + {}^4He \rightarrow {}^{16}O + n$. Возможен также импульсный нейтронный захват, приводящий к образованию тяжёлых ядер в недрах звезды за счёт периодически повторяющихся вспышек её гелиевой оболочки, перемешивающих водород и углерод и обеспечивающих необходимую высокую темп-ру. Этот импульсный механизм создаёт условия протекания *s*-процесса для широкого класса звёзд средних и больших масс — от 3 $M_\odot$ до 10 $M_\odot$.

Процесс быстрого нейтронного захвата, в отличие от *s*-процесса, развивается в области ядер, сильно обогащённых нейтронами (рис. 2). Положение трека *r*-процесса зависит от скорости β-распада этих ядер, энергий нейтронов и от нач. условий процесса (темп-ры и концентрации нейтронов). Для протекания *r*-процесса необходимы высокие концентрации нейтронов (больше 10^{18} см$^{-3}$) и достаточно большое обилие «зародышевых» (стартовых) ядер. Астрофиз. место *r*-процесса остаётся до конца не выясненным, хотя существует неск. моделей развития *r*-процесса в разл. взрывных звёздных явлениях. В классич. типе *r*-процесса добавление нейтронов идёт до тех пор, пока не установится равновесие прямой и обратной реакций $(n, \gamma) \rightleftarrows (\gamma, n)$. В этот момент происходит β^--распад, увеличивающий заряд ядра на единицу и настолько же уменьшающий число нейтронов. Новое ядро ($Z + 1$, $N - 1$; Z — число протонов, N — число нейтронов в ядре) может опять захватывать нейтроны, пока не достигнет др. критич. точки — т. н. точки ожидания β^--распада. Образовавшиеся ядра, обогащённые нейтронами, по мере истощения нейтронного потока постепенно возвращаются к линии ядерной стабильности путём последоват. β^--распадов. Считается, что равновесный *r*-процесс может протекать вблизи сильнонейтронизованного ядра сверхновой звезды (см. *Нейтронизация вещества*). Однако обсуждается и др. тип *r*-процесса, развивающийся во внеш. оболочках сверхновой при прохождении через них сильной ударной волны. В этой модели дискуссионными являются вопросы происхождения достаточно больших потоков нейтронов и необходимого для осуществления *r*-процесса обилия зародышевых ядер. Протекание *r*-процесса приводит к образованию трансактиниевых нуклидов (^{232}Th, ^{238}U и др.). Поэтому временна́я шкала *r*-процесса должна быть достаточно длинной, для того чтобы успели синтезироваться эти нуклиды, и в то же время она должна соответствовать скорости взрывных процессов, развивающихся в течение неск. секунд. Результаты расчёта скоростей образования ядер *r*-процесса могут дать непосредств. ответ на принципиально важный вопрос, обсуждающийся более 25 лет,— возможен ли в природе синтез сверхтяжёлых элементов. Этот ответ во многом зависит от результатов исследования вклада процессов испускания нейтронов при бета-распадах (запаздывающие нейтроны) и деления, происходящего сразу вслед за β-распадом. Для нейтронообогащённых ядер, находящихся на треке *r*-процесса, такие процессы особенно существенны.

Разделение Н. в реакциях захвата ядрами нейтронов на *s*- и *r*-процессы не является обязательным: не исключено, что нейтронный захват в астрофиз. объектах представляет собой сложную комбинацию этих процес-

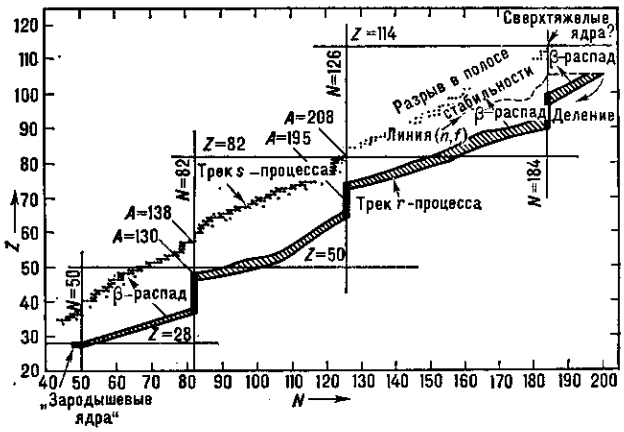


Рис. 2. Пути нейтронного захвата в *s*- и *r*-процессах. *r*-Процесс рассчитан для начальных температур $1{,}8 \cdot 10^9$ К и концентрации нейтронов 10^{28} см$^{-3}$. «Задержка» присоединения нейтронов в *s*- и *r*-процессах происходит, когда в ядрах числа нейтронов N становятся магическими (N = 50,82,126). Этому соответствуют пики выходов нуклидов при массовых числах A, указанных на диаграмме наклонными линиями. Горизонтальными линиями показаны магические числа протонов, вертикальными — магические числа нейтронов. Направление β-распада показано стрелками. Линия (*n*, *f*) соответствует ядрам, которые испытывают деление при присоединении нейтрона. Разрыв в полосе стабильности связан со спонтанным делением ядер. Деление обрывает *r*-процесс в области ядер с $Z \gtrsim 100$, однако точная граница *r*-процесса неизвестна.

сов. Тем не менее такой подход позволяет объяснить осн. черты наблюдаемой распространённости нуклидов за «железным пиком». Пики распространённости при A = 90, 138, 208 соответствуют резкому повышению выходов в цепи *s*-процесса стабильных ядер с магич. числами нейтронов соответственно N = 50, 82, 126. Точно так же пики распространённости нуклидов при A = 80, 130, 195 соответствуют большим выходам на дорожке *r*-процесса нейтроноизбыточных нуклидов с теми же числами нейтронов N = 50, 82, 126 (рис. 2).

Многие стабильные изотопы тяжёлых элементов, начиная с селена (^{74}Se, ^{78}Kr, ^{84}Sr и т. д.), оказываются в стороне от путей нейтронного захвата и не могут быть образованы в *s*- и *r*-процессах. Такие обеднённые нейтронами ядра с малой распространённостью получили назв. «обойдённые». Предполагается, что в их образовании существ. роль играют ядерные реакции захвата протонов (p, γ), (p, n) в звёздах, а также реакции фо-

тоотщепления нейтрона (γ, n), реакции слабого взаимодействия

$$e^+ + (A, Z) \to (A, Z+1) + \tilde{\nu},$$
$$\gamma + (A, Z) \to (A, Z+1) + e^- + \tilde{\nu}$$

и упоминавшиеся выше реакции скалывания. Проблема происхождения обойдённых ядер пока окончательно не решена. Не исключено, что гл. механизм их образования связан со взрывами сверхновых, в к-рых генерируются большие потоки нейтрино, вызывающие ядерные превращения типа $\nu + (A, Z-1) \to (A, Z) + e^-$.

Изложенные выше контуры теории Н. можно считать построенными. Теория успешно описывает гл. особенности кривой распространённости нуклидов в Солнечной системе. Однако остаются нерешёнными многочисл. проблемы, связанные с соотношением пиков наблюдаемых выходов, аномалиями в содержаниях нуклидов и элементов в разл. астрофиз. объектах, неоднозначностями в выборе астрофизического места процессов ядерного синтеза.

Лит.: Фаулер У. А., Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения элементов, пер. с англ., «УФН», 1985, т. 145, с. 441; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986; Крамаровский Я. М., Чечев В. П., Синтез элементов во Вселенной, М., 1987.

В. П. Чечев, Я. М. Крамаровский.

НУКЛИ́Д (от лат. nucleus — ядро) — любое атомное ядро (соответственно атом) с заданными числами протонов (Z) и нейтронов (N). Общее обозначение Н. имеет вид ${}^{A}_{Z}Э_{N}$, где Э — символ хим. элемента, $A=Z+N$ — массовое число. Н., обладающие одинаковыми Z, наз. *изотопами*. Радиоакт. ядра наз. радионуклидами. Масса Н., выраженная в атомных единицах массы, округлённо равна A (массовому числу); только масса ^{12}C точно равна 12 (см. *Атомная единица массы*). Общее число известных стабильных и радиоактивных Н. превышает 2000.

Систематизация Н. осуществлена в виде табл. (см. цветную вкладку), разработанной В. Зеелманн-Эггебертом (W. Seelmann-Eggebert), Г. Пфеннингом (G. Pfenning), Г. Мюнцелем (H. Münzel) и К. Клеве-Небениусом (H. Klewe-Nebenius) в Карлсруэ.

В табл. каждому Н. отвечает чёрная или цветная клетка. Клетки каждого горизонтального ряда содержат изотопы элемента, Z к-рого приведено слева, перед началом ряда; белая клетка в чёрной рамке содержит характеристики не отдельного Н., а хим. элемента в целом, к к-рому относятся данные изотопы. В ней указаны ат. масса элемента и эфф. сечение σ захвата тепловых нейтронов ($\times 10^{28}$ м^2). В каждом горизонтальном ряду Н. расположены в порядке возрастания N (указаны внизу), причём в ядре каждого следующего содержится на 1 нейтрон больше, чем в ядре предыдущего. Горизонтальный ряд, расположенный сверху, включает Н. с Z на 1 больше, чем в Н. предыдущего ряда, и т. д. Вертикальные колонки табл. содержат Н. с одинаковыми N, но разными Z и A (изотоны). По диагоналям, идущим из верхнего левого угла в правый нижний, расположены Н. с одинаковыми A, но разными Z (*изобары*).

Стабильные Н. помещены в чёрные клетки, радионуклиды — в цветные. Если радионуклид принадлежит к числу природных долгоживущих (т. е. существует на Земле с момента её формирования), то верхняя часть клетки закрашена чёрным. В каждой клетке, в к-рой приведён стабильный Н. или природный долгоживущий радионуклид, указана его относит. распространённость в природной смеси изотопов (в % по массе). Два слагаемых σ соответствуют сечениям образования нуклидов в основном (g) и изомерном (m) состояниях.

Цвет клетки обозначает тип радиоакт. распада: красный отвечает β^+-распаду или электронному захвату (ε); синий — β^--распаду (см. *Бета-распад* ядер); жёлтый — *альфа-распаду*; зелёный — спонтанному *делению ядра* (*sf*); коричневый — протонному распаду (см. *Протонная радиоактивность*). В цветных клетках приведены период полураспада $T_{1/2}$ радионуклида в микросекундах (*μs*), миллисекундах (*ms*), секундах (*s*), минутах (*m*), часах (*h*), сутках (*d*), годах (*a*), а также энергия испускаемых при распаде частиц (в МэВ) или γ-квантов (в кэВ). В нек-рых случаях даны значения сечений ядерных процессов. Так, σ_f отвечает сечению деления под действием нейтронов, $\sigma_{n,p}$ и $\sigma_{n,\alpha}$ — *ядерным реакциям* (n, p) и (n, α), σ_{abs} — поглощению нейтронов (все значения $\times 10^{28}$ м^2).

Если радионуклид распадается в основном или в метастабильном состояниях, то это обозначено буквами *g* и *m*. Если распад радионуклида происходит по неск. каналам, то тип распада указывается раскраской, а вероятность примерно соответствует закрашенной площади внутри клетки. Так, вероятность распада $\leqslant 5\%$ обозначена треугольником слева вверху или справа внизу. При разделении клетки диагональю пополам цвет левой верх. половины указывает тип распада с вероятностью $\geqslant 50\%$ $\leqslant 95\%$, а цвет правой нижней половины — распад с вероятностью $\geqslant 5\%$ $\leqslant 50\%$. У нек-рых нуклидов наряду с основным типом распада наблюдаются дополнительные, напр. для ^{11}Li помимо $\beta^-\gamma$ также наблюдается в единичном акте распада испускание β2n, β3n, βα.

Если у Н. известно метастабильное состояние (изомер, см. *Изомерия ядерная*), в клетке выделен прямоугольник, в к-ром приводятся сведения об изомерном состоянии, а в остальной части — об основном (если на основании имеющихся данных сделать вывод о том, какое состояние основное, а какое — метастабильное, невозможно, приводится знак ↔). Испускание γ-квантов при переходе из метастабильного состояния в основное отмечено как *lγ*. Если переход метастабильного состояния в основное возможен разными путями, то это отражено в раскраске маленького прямоугольника. В случае перехода метастабильного состояния в основное за счёт испускания γ-квантов этот прямоугольник не окрашен.

Белые и цветные клетки, не обведённые жирной линией, означают, что Н. либо не наблюдался, либо имеющиеся данные носят ориентировочный характер, внизу может быть указано предположительное излучение в акте распада. Сведения о Н. или их характеристиках, вызывающие сомнения, иногда отмечены знаком вопроса; «*no*» означает отсутствие. Стрелка с числом на полях (%) означает образование изобаров при делении ^{235}U под действием тепловых нейтронов.

Лит.: Селинов И. П., Изотопы, т. 1—3, М., 1970; Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1987.

С. С. Бердоносов.

НУКЛО́Н (от лат. nucleus — ядро) — общее наименование для протона и нейтрона, являющихся составными частями атомных ядер. См. также *Изотопическая инвариантность*.

НУКЛО́ННЫХ АССОЦИА́ЦИЙ МОДЕ́ЛЬ — модель атомного ядра, основанная на представлении о ядре как о системе кластеров, или нуклонных ассоциаций, определённого типа, как правило, α-кластеров. Простейший вариант Н. а. м.— α-кластерная модель — был сформулирован в 1937 Дж. А. Уиллером (J. A. Wheeler). Эксперим. данные по энергиям связи $\mathscr{E}_{св}$ лёгких ядер указывают на повышенную энергию связи ядер с равным и чётным числом нейтронов (N) и протонов (Z): $N = Z = 2n$ (n — целое число). Их можно считать состоящими из α-частиц (α-частичные ядра). К их числу относятся ядра ^8Be, ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne и т. д. ($n = 2, 3, 4, 5$). В таких ядрах аномально велика энергия $\mathscr{E}_n$, необходимая для отщепления (отделения) нейтрона; при переходе к соседнему нечётному по нейтронам ядру она уменьшается на 10—15 МэВ. В то же время энергия отделения α-частицы $\mathscr{E}_\alpha$ мала. Так, ядро ^8Be не стабильно относительно распада на две α-частицы, т. е. $\mathscr{E}_\alpha \lesssim 0$ (строго говоря, такое ядро не существует), в ядре ^{12}C энергия $\mathscr{E}_\alpha = 7$ МэВ, в ^{16}O $\mathscr{E}_\alpha = 16$ МэВ. В разл.

ядерных реакциях α-частичные ядра «охотно» испускают α-частицы. Среди возбуждённых состояний этих ядер есть состояния с аномально большими ширинами α-переходов (Γ_α), близкими к т. н. вигнеровскому пределу; последний означает, что α-частицы на поверхности ядра существуют как «готовые». Перечисленные факты объясняются Н. а. м.

В Н. а. м. волновая ф-ция ядра с массовым числом $A = 4n$ представляется в виде антисимметризов. произведения n волновых ф-ций ψ_α, описывающих внутр. движение нуклонов в отд. α-кластере, на волновую ф-цию χ, описывающую движение кластеров друг относительно друга. Напр., волновую ф-цию ядра ^{8}Be в Н. а. м. можно было бы записать в виде

$$\psi(^8\mathrm{Be}) = \hat{A}\psi_{\alpha 1}(r_1)\psi_{\alpha 2}(r_2)\chi_L(\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_2), \qquad (*)$$

где $\boldsymbol{R}_i = \sum_{i=1}^{4} r_i/4$ — радиус-вектор, определяющий положение центра тяжести α-кластера, L — полный орбитальный момент ядра, $\hat{A}$ — оператор антисимметризации по нуклонам, относящимся к разным кластерам. При замене оператора $\hat{A}$ на 1 Н. а. м. переходит в простую α-кластерную модель. При этом игнорируется внутр. структура α-кластеров и описание α-частичного ядра сводится к задаче совокупности n α-частиц с потенциалом взаимодействия $V_\alpha(r)$, к-рый подбирается по фазам αα-рассеяния. Такое приближение применимо для «рыхлых» систем, как, напр., ядро ^{8}Be, но не годится для более плотных ядер, как, напр., ^{16}O. В случае ядра ^{12}C волновая ф-ция χ подчиняется *Шрёдингера уравнению* для системы трёх α-частиц.

В случае большего числа кластеров не существует простых точных методов решения ур-ния Шрёдингера. Чаще всего их находят, предполагая заданную конфигурацию для центров тяжести α-кластеров, напр. равносторонний треугольник или цепочка (для 3-кластерного ядра ^{12}C), правильный тетраэдр (для 4-кластерного ядра ^{16}O). Параметры, определяющие данную конфигурацию, находятся минимизацией α-кластерного гамильтониана.

Н. а. м. используется для описания ядерных реакций. Наиб. общим подходом здесь является т. н. метод резонирующих групп, в к-ром для описания рассеяния нуклонов на ядрах применяется волновая ф-ция типа (*), а для описания реакций передачи одного или неск. нуклонов ядру — её обобщения. Упрощённые варианты Н. а. м. используются в теории *альфа-распада*, а также для описания *f*-радиоактивности — спонтанного распада тяжёлых ядер с испусканием тяжёлых фрагментов (напр., ядер ^{14}C, ^{20}Ne, см. *Радиоактивность*).

Метод, близкий к Н. а. м.,— двуцентровая модель оболочек — используется для описания т. н. молекулярных состояний ядер (ядерных молекул). Такие состояния были обнаружены в лёгких ядрах. Напр., нек-рые состояния ядра ^{24}Mg интерпретируются как «молекула», состоящая из двух ядер ^{12}C, находящихся на нек-ром расстоянии друг от друга. Ядерные молекулы описываются волновой ф-цией вида (*) с заменой ψ_α на $\psi_{^{12}\mathrm{C}}$.

Получили распространение модели, исходящие из кваркового строения нуклона. В них нуклон рассматривается как 3-кварковый кластер и предполагается также существование мультикварковых конфигураций: 6- и 9-кварковых кластеров.

Представления Н. а. м. оказались полезными и для описания процесса фрагментации нуклонов в ядерных реакциях под воздействием тяжёлых ионов высоких энергий. В этих ядерных реакциях образуется составная ядерная система в виде нагретого и сжатого сгустка ядерного вещества (ф а й р б о л), к-рый, остывая, расширяется до плотности, примерно вдвое меньшей нормальной ядерной плотности. Ожидается, что при такой плотности увеличивается вероятность образования разл. кластеров, к-рые и испускаются в процессе распада составной системы.

Лит.: В и л ь д е р м у т К., Т а н Я., Единая теория ядра, пер. с англ., М., 1980.

Э. Е. Сапер штейн.

НУЛЕВА́Я ЭНЕ́РГИЯ — разность между энергией осн. состояния квантовомеханич. системы (напр., молекулы) и энергией, соответствующей минимуму потенц. энергии системы. Существование Н. э. является следствием *неопределённостей соотношения*. В классич. механике частица может находиться в точке, отвечающей минимуму потенц. энергии, обладая одновременно равной нулю кинетич. энергией. В этом случае частица находится в состоянии устойчивого равновесия и имеет мин. энергию, равную потенц. энергии в точке равновесия. Вследствие квантовомеханич. соотношения неопределённостей для координаты (x) и импульса (p): $\Delta p \Delta x \sim \hbar$, локализация частицы ($\Delta x \to 0$) вблизи минимума потенциала приводит к большому значению ср. кинетич. энергии частицы из-за большого разброса в значениях импульса ($\Delta p \sim \hbar/\Delta x$). С другой стороны, уменьшение степени локализации частицы ($\Delta x \neq 0$) приводит к увеличению ср. потенц. энергии, т. к. частица значит. время находится в области пространства, где потенциал превышает мин. значение. Энергия основного состояния соответствует наим. возможной энергии квантовомеханич. системы, совместимой с соотношением неопределённостей. Для одномерного *осциллятора*, напр., Н. э. составляет $\hbar\omega/2$, где ω — частота колебаний осциллятора. Н. э. молекул проявляется в реакциях изотопного обмена молекул, обладающих разл. Н. э., напр. $D_2 + H_2 \rightleftarrows DH + DH$.

Наличие Н. э.— общее свойство квантовомеханич. систем, обладающих *нулевыми колебаниями*.

С. С. Герштейн.

НУЛЕВО́Й ЗВУК — слабозатухающие колебания, распространяющиеся при низких темп-рах в системе вырожденных *фермионов* (*ферми-жидкость*, *ферми-газ*), причём длина свободного пробега квазичастиц много больше длины волны. Н. з. представляет собой проявление колебаний функции распределения квазичастиц. В этом его отличие от обычного звука, при распространении к-рого ф-ция распределения в каждом элементе объёма остаётся равновесной, а колеблются плотность жидкости и скорость движения элемента объёма как целого.

Наиб. яркий пример Н. з.— т. н. п р о д о л ь н ы й Н. з. в жидком ^{3}He при низких темп-рах T. На низких частотах ($\omega \ll 1/\tau$, что отвечает условию малости длины пробега $l = c\tau$ квазичастицы по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$, где c — скорость распространения НЧ гидродинамич. звука) в жидком ^{3}He, как и в любой жидкости, могут распространяться обычные гидродинамич. (звуковые) колебания плотности (τ — характерное время столкновительной релаксации). При $\omega \sim 1/\tau$ ($l \sim \lambda$) эти колебания, как всегда, испытывают очень большое затухание; на ещё более высоких частотах, если бы жидкий ^{3}He являлся обычной классич. жидкостью, распространение в нём коллективных колебаний было бы невозможно. Однако в жидком ^{3}He при $\omega \gg 1/\tau$ опять возникает возможность распространения колебаний плотности со скоростью s_0, существенно превышающей c. Такие ВЧ-колебания имеют негидродинамич. природу и связаны со специфич. характером энергетич. распределения частиц и их взаимодействия в ферми-жидкости ^{3}He. В ферми-жидкости ^{3}He при низких темп-рах ($T \to 0$) частицы заполняют все возможные энергетич. состояния внутри определённой (ферми-) сферы в *импульсном пространстве* (см. *Ферми-энергия*, *Ферми-поверхность*), а состояния вне этой сферы свободны. Нарушение равновесного распределения квазичастиц может состоять в колебаниях ферми-поверхности, при к-рых роль возвращающей силы играет специфич. ферми-жидкостное взаимодействие квазичастиц. Колебания ферми-сферы приводят к распространению нуль-звуковых колебаний плотности в

^{3}He. Поскольку время релаксации τ квазичастиц ферми-жидкости ^{3}He растёт с понижением темп-ры T как $\tau \sim 1/T^2$, то при $T \to 0$ гидродинамич. область $\omega\tau \ll 1$ практически исчезает и любые колебания, в т. ч. плотности (звук), оказываются высокочастотными ($\omega \gg 1/\tau$) нуль-звуковыми (отсюда и название: Н. з.— звук, распространяющийся в ферми-жидкости при нулевой темп-ре). В ДВ-пределе частота колебаний нулевого звука пропорциональна их волновому вектору.

Обычно при описании свойств изотропной ферми-жидкости ферми-жидкостную ф-цию Ландау f, характеризующую ферми-жидкостное взаимодействие квазичастиц вблизи ферми-поверхности, разлагают в ряд по полиномам Лежандра (как правило, соответствующие коэф. разложения обозначают F_n или $F_n^{(s)}$), а отклонение ф-ции распределения от равновесия — по присоединённым полиномам Лежандра P_n^m. При этом кинетич. ур-ние, определяющее распространение Н. з., распадается на систему независимых ур-ний, каждое из к-рых описывает волны нуль-звукового типа с разл. азимутальными числами m. В пренебрежении столкновениями, т. е. при $T \to 0$, эти ур-ния сводятся к следующим трансцендентным ур-ниям, задающим неявно скорости распространения s_m волн Н. з. с данным значением азимутального числа m:

$$\mathrm{Det}\, a^{(m)}{}_{nk} = 0;\quad a^{(m)}{}_{nk} = \delta_{nk} + F_n \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \times \qquad (*)$$

$$\times \int P_k^m(\vartheta) P_n^m(\vartheta) \frac{\cos\vartheta\, d\Omega/4\pi}{\cos\vartheta - s_m/v_F};\qquad n, k \geqslant m,$$

где v_F — фермиевская скорость, ϑ — направляющий угол, а интегрирование ведётся по всему телесному углу Ω.

Волны Н.з. могут распространяться не с любыми азимутальными числами m. Слабозатухающему Н. з. соответствуют только те решения s_m ур-ний (*), для к-рых $s_m > v_F$, в противном случае волна испытывала бы сильное бесстолкновительное затухание и распространяться не могла [это связано с обращением в нуль знаменателей подынтегрального выражения в (1); см. *Ландау затухание*]. Требование $s_m > v_F$ накладывает, согласно (*), существенные ограничения на ферми-жидкостные гармоники F_n с $n \geqslant m$. Как правило, параметры F_n довольно быстро убывают с ростом n, что приводит к невозможности распространения колебаний Н. з. с большими значениями азимутального числа m. Так, в слабонеидеальном разреженном ферми-газе не могут распространяться волны Н. з. с $m \neq 0$. При $T \neq 0$ условием отсутствия сильного бесстолкновительного затухания является неравенство $(s_m/v_F - 1) \gg T/T_F$, где T_F — *вырождения температура*.

Если ферми-жидкостная ф-ция константа, т. е. только нулевая гармоника $F_0 \neq 0$, а все $F_n = 0$ при $n > 0$, то в такой ферми-жидкости, согласно (*), может распространяться только Н. з. с азимутальным числом $m = 0$ (т. е. продольный Н. з.) со скоростью s_0, задаваемой ур-нием

$$\varphi(s_0/v_F) = 1/F_0,\ \text{где}\ \varphi(x) = (x/2)\ln[(x+1)/(x-1)] - 1.$$

Причём ур-ние имеет решение только при $F_0 > 0$. Это и есть условие распространения продольного Н. з. в данной системе. Если, кроме F_0, отлична от нуля также гармоника F_1, то в такой системе может распространяться и Н. з. с азимутальным числом $m = 1$ (т. н. п о п е р е ч н ы й Н. з.). Скорость поперечного Н. з. s_1 задаётся ур-нием $(s_1^2/v_F^2 - 1)\varphi(s_1/v_F) = (1/3 - 2/F_1)$, имеющим действит. решение $s_1 > v_F$ только при $F_1 > 6$. Поперечный Н.з.— аналог поперечных звуковых колебаний, к-рые, однако, в обычной жидкости быстро затухают и распространяться не могут.

Коэф. поглощения Н. з. γ при $(s/v_F - 1) \gg T/T_F$ определяется столкновениями квазичастиц друг с другом. При не слишком высоких частотах $\gamma \sim T^2$ и не зависит от частоты. На частотах $\hbar\omega \gtrsim kT$ для затухания Н. з. определяющими становятся столкновения квазичастиц, сопровождающиеся поглощением или излучением кванта Н. з.; при этом γ пропорционально ω^2 и не зависит от темп-ры.

Иногда под Н. з. понимают также и ВЧ-колебания ($\omega\tau \gg 1$) произвольных спиновых компонент одночастичного распределения квазичастиц. Так, для ферми-жидкости частиц со спином $1/2$ рассматривают нуль-звуковые колебания антисимметризованной по спину ф-ции распределения, т. е. импульсного распределения магн. момента квазичастиц. Такие колебания представляют собой специфич. ферми-жидкостные *спиновые волны*, а скорость распространения этих нуль-звуковых спиновых волн в отсутствие магн. поля (спиновой поляризации) по-прежнему задаётся ур-ниями (*), куда, однако, вместо гармоник F_n f-функции Ландау, симметризованной по спину, следует подставить гармоники антисимметризованной по спину ферми-жидкостной ф-ции, обозначаемые обычно Z_n или F_n^a.

Существование Н. з. и соответствующих спиновых волн предсказано Л. Д. Ландау в 1957, экспериментально продольный Н. з. обнаружен в жидком гелии ^{3}He амер. физиками (1966).

По-видимому, в жидком ^{3}He при повышенных давлениях может распространяться и поперечный Н. з. В электронной ферми-жидкости, напр. в металлах, распространение Н. з. обычно не наблюдается вследствие требования электронейтральности. Однако в нек-рых металлах в магн. поле наблюдались спиновые волны нуль-звукового типа.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Колебания ферми-жидкости, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 59; А б е л ь В. Р., А н д е р с о н А. К., У и т л и Д ж. К., Распространение нулевого звука в жидком He^3 при низких температурах, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, с. 311; Х а л а т н и к о в И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; P l a t z m a n P. M., W o l f f P. A., Waves and interactions in solid state plasmas, «Solid State Phys.», [Suppl.] 13, 1973, ch. 10; Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978.

А. Э. Мейерович.

НУЛЕВЫЕ КОЛЕБАНИЯ — флуктуации квантовой системы (обычно квантового поля) в основном (вакуумном) состоянии. Н. к. возникают вследствие соотношения неопределённостей и не имеют классич. аналога. Они обладают энергией $\mathscr{E}_0$ — *нулевой энергией*.

При квантовании свободного бозонного поля каждой моде с волновым вектором $\mathbf{k}$ и частотой $\omega(\mathbf{k})$ отвечает *осциллятор*, уровни энергии к-рого

$$\mathscr{E}_{n_\mathbf{k}} = \hbar\omega(\mathbf{k})\left(n_\mathbf{k} + \tfrac{1}{2}\right),\qquad n_\mathbf{k} = 0,1,2,\ldots,$$

$n_\mathbf{k}$ — числа квантов поля с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и энергией $\hbar\omega(\mathbf{k})$. В основном состоянии квантов нет ($n_\mathbf{k} = 0$), но энергия отлична от нуля и равна $1/2\hbar\omega(\mathbf{k})$. Полная энергия Н. к. получается суммированием по всем модам:

$$\mathscr{E}_0 = \tfrac{1}{2}\hbar \sum_\mathbf{k} \omega(\mathbf{k});$$

она расходится (*ультрафиолетовая расходимость*). При квантовании свободного фермионного поля возникает похожая расходящаяся сумма, но противоположного знака — это энергия заполненного «моря Дирака» (см. *Дырок теория Дирака*). Если числа бозонных и фермионных степеней свободы совпадают, расходимости в нулевой (вакуумной) энергии становятся менее сильными, а в суперсимметричной теории (см. *Суперсимметрия*) $\mathscr{E}_0 = 0$. Это важно при учёте гравитации, универсально взаимодействующей с любой формой энергии, в т. ч. и с вакуумной, к-рая проявляется в ур-ниях Эйнштейна в форме космологич. постоянной (Λ-члена). Согласно наблюдат. данным, Λ-член близок к нулю с большой точностью, поэтому в теории должен существовать механизм зануления энергии вакуума. Очень возможно, что введение суперсимметрии — шаг в этом направлении.

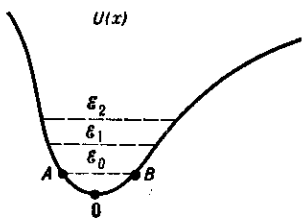
Без учёта гравитации расходимости в $\mathscr{E}_0$ могут быть устранены соответствующим переопределением начала отсчёта энергии, однако в нек-рых случаях могут оставаться нетривиальные конечные части, как в случае т. н. эффекта Казимира (H. Casimir, 1948), когда поле квантуется в пространстве с границей. В этом случае частоты $\omega(\mathbf{k})$ зависят от параметров пространства. В результате и $\mathscr{E}_0$ начинает зависеть от этих параметров. В простейшем случае одно из измерений предполагается ограниченным (размером L), и параметром, от к-рого зависит вакуумная энергия, является длина L. Такая ситуация реализуется, напр., при квантовании эл.-магн. поля между бесконечными параллельными проводящими пластинами (в этом случае L — расстояние между пластинами). Теоретич. вычисление конечной части вакуумной энергии приводит к величине

$$\mathscr{E}_к = -\frac{1}{30\cdot 4!}\frac{\pi^3}{L^3},$$

к-рая блестяще совпадает с результатами эксперимента по измерению силы притяжения двух проводящих пластин в вакууме. Тем самым эффект Казимира делает Н. к. наблюдаемыми.

Лит.: Бъёркен Дж. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Бирелл Н., Девис Р., Квантованные поля в искривленном пространстве — времени, пер. с англ., М., 1984; Иц к сон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984.
Я. И. Коган.

НУЛЕВЫЕ КОЛЕБА́НИЯ в твёрдом теле — квантовомеханич. движение частиц твёрдого тела при $T = 0$ К. При классич. описании динамики твёрдого тела в основном состоянии ($T = 0$ К) все частицы (атомы, ионы), из к-рых оно состоит, покоятся в точках, соответствующих устойчивому равновесию. В кристалле это точно локализованные атомы на узлах кристаллич. решётки (в минимумах потенциальной энергии). При квантовомеханич. описании финитному движению частицы в потенц. яме отвечают дискретные уровни энергии. Напр., при движении частицы в одномерной потенц. яме $U(x)$ это $\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ... (рис.), причём основное состояние определяется энергией $\mathscr{E}_0$, расположенной выше 0. Частота Н. к. равна $\mathscr{E}_0/\hbar$, амплитуда определяется областью локализации — расстоянием $x = AB$.



В большинстве случаев движение атомов в кристалле можно рассматривать как совокупность независимых гармонич. колебаний (мод) с разными частотами ω_i. В квантовой теории каждой моде соответствует *осциллятор*, уровни энергии к-рого $\mathscr{E}_i^n = \hbar\omega_i(n_i + 1/2)$. Здесь индекс i нумерует разл. моды, n_i — целые числа — номера возбуждённых состояний осцилляторов. При этом энергия Н. к. для каждой моды соответствует значениям $n_i = 0$, а суммарная энергия Н. к. системы $\mathscr{E} = \sum\hbar\omega_i/2$.

Влияние Н. к. на свойства системы при низких темп-рах особенно существенно, когда амплитуда Н. к. велика. Так, для Не амплитуда Н. к. сравнима с расстоянием между частицами, что определяет отсутствие кристаллизации (при нормальном давлении) даже при $T = 0$ К (см. *Гелий жидкий, Квантовая жидкость*) и особенности кристаллич. фазы при высоких давлениях (см. *Гелий твёрдый, Квантовый кристалл*). Для атомов поляризованного по спинам атомарного водорода большая амплитуда Н. к. приводит, по-видимому, к возможности существования газовой фазы при $T = 0$ К (см. *Квантовый газ*).

Н. к. влияют на значение параметра порядка системы в основном состоянии и иногда полностью определяют структуру дальнего порядка в низкотемпературных фазах (см. *Дальний и ближний порядок*). Для низкоразмерных систем, особенно для одномерных, Н. к. могут вообще разрушить дальний порядок при низких темп-рах (см. *Квазиодномерные соединения*). При конечных темп-рах роль Н. к. определяется из сравнения амплитуды Н. к. с амплитудой тепловых колебаний в системе.

Лит. см. при ст. *Динамика кристаллической решётки.*
А. Э. Мейерович.

НУЛЬ-ЗАРЯД в квантовой теории поля — принятое (жаргонное) название для свойства обращения в нуль фактора *перенормировки* константы связи $Z = g_\Phi/g_0$, где g_0 — затравочная константа связи из лагранжиана взаимодействия, g_Φ — физ. константа связи, «одетая» взаимодействием. Равенство $Z = 0$ формально приводит к тому, что при любом конечном значении g_0 физ. константа связи g_Φ обращается в нуль. Если же (как это принято в совр. формулировке теории перенормировок) фиксировать g_Φ и выражать через неё *Грина функции*, то оказывается, что *эффективный заряд* $\bar{g}(k^2, g_\Phi)$ обладает нефиз. полюсом (наз. также полюсом Ландау) по переменной квадрата 4-импульса (k^2). Т.о., свойство Н.-з. свидетельствует о внутр. противоречии данной квантовополевой модели или о неприменимости теории возмущений вблизи этого полюса.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1990.
Д. В. Ширков.

НУ́ССЕЛЬТА ЧИСЛО́ — безразмерный коэф. стационарного теплообмена между поверхностью тела и потоком жидкости или газа в случае естественной или вынужденной *конвекции*. Предполагается, что передача теплоты осуществляется теплопроводностью в тонком пограничном слое жидкости или газа, образующемся на поверхности тела. Н. ч. $Nu = \alpha l/\lambda$, где α — коэф. теплоотдачи от поверхности тела к жидкости или газу (или наоборот), l — характерный размер тела, λ — коэф. теплопроводности жидкости или газа. Иногда вводят также местное Н. ч. $Nu_x = \alpha(x)x/\lambda$, где x — координата рассматриваемой точки тела. Назв. по имени В. Нуссельта (E. K. W. Nuβelt).

В задачах теплообмена Н. ч. обычно является искомой величиной для тела заданной формы и выражается в общем случае в виде зависимости от *подобия критериев*: $Nu = f(Pr, Gr, Re, M, \gamma)$, где Pr — *Прандтля число*, Gr — *Грасгофа число*, Re — *Рейнольдса число*, M — *Маха число*, $\gamma = c_p/c_V$ — отношение уд. теплоёмкостей газа при постоянных давлении и объёме соответственно.

В случае естеств. конвекции обычно используются эмпирич. ф-лы вида $Nu = C_1 Gr^{m_1} Pr^{n_1}$, а в случае вынужденной конвекции вида $Nu = C_2 Re^{m_2} Pr^{n_2}$, где постоянные C_1 и C_2 и показатели степеней m_1, n_1, m_2, n_2 подбирают путём обобщения эксперим. данных, а числа M и γ — известные параметры для этих зависимостей. Зависимости указанного вида получены гл. обр. для тел простой формы (ламинарное и турбулентное обтекание пластины, сферы, течение в трубах и т. п.).

В случае массообмена в смеси разл. газов вводится диффузионное Н. ч. $Nu_д = \beta_c l/D$ или $Nu_д = \beta_p R T l_0/D$, где β_c и β_p — коэф. массотдачи для данного компонента смеси, отнесённые соответственно к разности массовых долей (β_c) и разности парциальных давлений (β_p), R — газовая постоянная, D — коэф. диффузии для рассматриваемого компонента смеси, T — абс. темп-ра. $Nu_д$ иногда наз. также числом Шервуда.

С. Л. Вишневецкий.

НУТАЦИЯ (от лат. nutatio — колебание) — движение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку, к-рое происходит одновременно с собств. вращением и прецессией тела и определяется изменением угла нутации θ (см. *Эйлера углы*). У *гироскопа* (волчка), движущегося под действием силы тяжести P, Н. представляет собой колебания оси собств. вращения гироскопа, амплитуда и период к-рых тем меньше, чем больше угл. скорость

собств. вращения Ω. При больших Ω удвоенная амплитуда $\theta_1 - \theta_0$ и период τ Н. приближённо равны:

$$\theta_1 - \theta_0 \approx \frac{2Pa\,A\sin\theta_0}{C^2\Omega^2}, \quad \tau \approx \frac{2\pi A}{c\Omega},$$

где θ_0 и θ_1 — пределы изменения угла θ, a — расстояние от неподвижной точки до центра тяжести, C — момент инерции гироскопа относительно его оси симметрии, A — момент инерции относительно оси, перпендикулярной к оси симметрии и проходящей через неподвижную точку. Частота $\nu = 1/\tau$ при больших Ω может быть столь велика, что нутац. колебания оси волчка будут восприниматься на слух (жужжание).

Под Н. гироскопич. системы (механич. системы, содержащей гироскопы) понимают то периодич. изменение углов, определяющих положение системы, к-рое происходит с малыми амплитудами и большими частотами. Из-за наличия сопротивлений (трения) нутац. колебания довольно быстро затухают, после чего гироскоп (или гироскопич. система) совершает чисто прецессионное движение. См. также *Прецессия*. *С. М. Targ.*

НЬЮТО́Н (Н, N) — единица силы в СИ. Названа в честь И. Ньютона (I. Newton). 1 Н — сила, сообщающая телу массой 1 кг ускорение 1 м/с² в направлении действия силы. 1 Н = 10^5 дн = 0,102 кгс.

НЬЮТОНА ЗАКО́Н ТРЕ́НИЯ в гидромеханике — эмпирич. ф-ла, выражающая пропорциональность напряжения трения между двумя слоями прямолинейно движущейся вязкой жидкости относительной скорости скольжения этих слоёв, т. е. отнесённому к единице длины изменению скорости по нормали к направлению движения. Предложена И. Ньютоном в 1687. В соответствии с этим законом напряжение трения τ, действующее на поверхности элементарного объёма жидкости или газа, пропорц. градиенту скорости du/dy, где u — составляющая скорости жидкости вдоль поверхности, а y — координата, нормальная поверхности:

$$\tau = \eta(du/dy). \qquad (1)$$

Коэф. пропорциональности η наз. коэф. внутр. трения жидкости или динамич. коэф. вязкости (иногда просто *вязкостью*).

Перенос теплоты теплопроводностью в жидкости (газе) обусловлен теми же молекулярными процессами, что и вязкость. Аналогичная закону (1) ф-ла

$$q = \lambda(\partial T/\partial n), \qquad (2)$$

где q — кол-во теплоты, проходящее через единицу площади поверхности в единицу времени, T — абс. темп-ра, n — направление нормали к поверхности выделенного элементарного объёма жидкости или газа, наз. ф-лой или законом Фурье. Коэф. пропорциональности в ф-ле (2) наз. коэф. теплопроводности λ (или просто *теплопроводностью*).

Ф-ла (1) выражает также пропорциональность касат. напряжения в жидкости (газе) величине скорости деформации элементарного объёма жидкости в направлении скорости u. В случае произвольного движения жидкости или газа действующие на выделенный элементарный объём напряжения описываются тензором. Установлено, что тензор напряжений является линейной ф-цией тензора скоростей деформаций элементарного объёма жидкости. Эту линейную зависимость иногда наз. обобщённым законом Ньютона. В частности, в плоскости, перпендикулярной оси y, касат. напряжение

$$\tau_{yx} = -\eta\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right),$$

где v — составляющая скорости в направлении y, а ось x направлена вдоль поверхности. Н. з. т. (1) справедлив лишь в случае, когда $dv/dx \ll du/dy$.

Жидкости (газы), подчиняющиеся Н. з. т., наз. нормальными или *ньютоновскими жидкостями*, а все остальные, для к-рых закон (1) не выполняется, — аномальными или *неньютоновскими жидкостями*.

Лит.: Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987. *С. Л. Вишневецкий.*

НЬЮТОНА ЗАКО́Н ТЯГОТЕ́НИЯ — см. *Всемирного тяготения закон*.

НЬЮТОНА ЗАКО́НЫ МЕХА́НИКИ — три закона, лежащие в основе т. н. классич. механики. Сформулированы И. Ньютоном (1687) следующим образом: 1-й закон: «Всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменить это состояние». 2-й закон: «Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует». 3-й закон: «Действию всегда есть равное и противоположное противодействие, иначе, взаимодействия двух тел друг на друга между собою равны и направлены в противоположные стороны».

Согласно совр. представлениям и терминологии, в 1-м и 2-м законах под телом следует понимать *материальную точку*, а под движением — движение относительно *инерциальной системы отсчёта*. Матем. выражение 2-го закона в классич. механике имеет вид: $d(m\boldsymbol{v})/dt = \boldsymbol{F}$ или $m\boldsymbol{w} = \boldsymbol{F}$, где m — масса точки, $\boldsymbol{v}$ — её скорость, $\boldsymbol{w}$ — ускорение, t — время, $\boldsymbol{F}$ — действующая сила.

Н. з. м. появились как результат обобщения многочисл. наблюдений, опытов и теоретич. исследований Г. Галилея (G. Galilei), Х. Гюйгенса (Ch. Huygens), самого Ньютона и др. Н. з. м. перестают быть справедливыми для движения объектов очень малых размеров, сравнимых с размерами атомов (напр., элементарные частицы), и при движениях со скоростями, близкими к скорости света; см. *Квантовая механика*, *Относительности теория*.

Лит.: Галилей Г., Беседы и математические доказательства, касающиеся двух новых отраслей науки, относящихся к механике и местному движению, пер. с лат., Соч., т. 1, М.— Л., 1934; Ньютон И., Математические начала натуральной философии, пер. с лат., в кн.: Крылов А. Н., Собр. трудов, т. 7, М.— Л., 1936. См. также *лит.* при ст. *Динамика* и *Механика*. *С. М. Targ.*

НЬЮТОНА КО́ЛЬЦА — интерференц. *полосы равной толщины* в форме колец, расположенных концентрически вокруг точки касания двух сферич. поверхностей либо плоскости и сферы. Впервые описаны в 1675 И. Ньютоном. *Интерференция света* происходит в тонком зазоре (обычно воздушном), разделяющем соприкасающиеся поверхности; этот зазор играет роль тонкой плёнки (см. *Оптика тонких слоёв*). Н. к. наблюдаются и в проходящем, и — более отчётливо — в отражённом свете. При освещении монохроматич. светом длины волны λ Н. к. представляют собой чередующиеся тёмные и светлые полосы (рис. 1). Светлые возникают в местах, где разность фаз между прямым и дважды отражённым лучом (в проходящем свете) или между лучами, отражёнными от обеих соприкасающихся поверхностей (в отражённом свете), равна $2n\pi$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$) (т. е. разность хода Δ_m равна чётному числу полуволн). Тёмные кольца образуются там, где разность фаз равна $(2n + 1)\pi$. Разность фаз лучей определяется толщиной зазора δ_m с учётом изменения фазы световой волны при отражении (см. *Отражение света*). Так, при отражении от границы воздух — стекло фаза меняется на π, а при отражении от границы стекло — воздух фаза остаётся неизменной. Поэтому в случае двух стеклянных поверхностей (рис. 2), с учётом различий в условиях отражения от ниж. и верх. поверхностей зазора (потеря по-

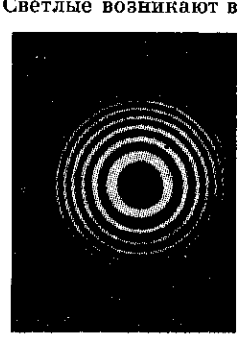


Рис. 1. Кольца Ньютона в отражённом свете.

луволны), m-е тёмное кольцо образуется, если $\Delta_m = 2\delta_m + \lambda/2 = (2m+1)\lambda/2$, т. е. при толщине зазора $\delta_m = m\lambda/2$. Радиус r_m m-го кольца определяется из треугольника $A'O'C$: $r_m^2 = R^2 - (R - \delta_m)^2 \approx 2R\delta_m$.

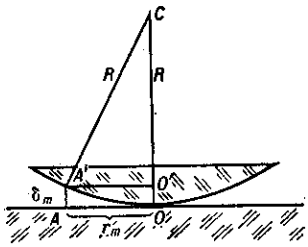


Рис. 2. Схема образования колец Ньютона: O — точка касания сферы радиуса R и плоской поверхности; δ_m — толщина воздушного зазора в области образования кольца радиуса r_m.

Откуда $r_m = \sqrt{2R\delta_m}$, для тёмного m-го кольца $r_m = \sqrt{Rm\lambda}$. Это соотношение позволяет с хорошей точностью определять λ по измерениям r_m. Если λ известна, Н. к. можно использовать для измерения радиусов поверхностей линз и контроля правильности формы сферич. и плоских поверхностей. При освещении немонохроматич. (напр., белым) светом Н. к. становятся цветными. Наиб. отчётливо Н. к. наблюдаются при малой толщине зазора (т. е. при использовании сферич. поверхностей больших радиусов).

Лит.: Шишловский А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; Дитчберн Р., Физическая оптика, пер. с англ., М., 1965.

А. П. Гагарин.

НЬЮТОНОВСКАЯ ЖИДКОСТЬ — вязкая жидкость, подчиняющаяся при своём течении закону вязкого трения Ньютона. Для прямолинейного ламинарного течения этот закон устанавливает наличие линейной зависимости между касат. напряжением τ в плоскостях соприкосновения слоёв жидкости и производной от скорости течения v по направлению нормали n к этим плоскостям, т. е. $\tau = \eta dv/dn$, где η — динамич. коэф. вязкости. В общем случае пространств. течения для Н. ж. имеет место линейная зависимость между тензорами напряжений σ_{ij} и скоростей деформаций ε_{ij}. Свойствами Н. ж. обладают большинство жидкостей (вода, смазочное масло и др.) и все газы. Течение Н. ж. изучается в *гидроаэромеханике* (см. *Ньютона закон трения*). Жидкости, для к-рых указанные выше зависимости не являются линейными, наз. *неньютоновскими жидкостями*. К ним относится ряд суспензий и растворов полимеров. Такие течения изучает *реология*.

ОБЕДНЁННЫЙ СЛОЙ — то же, что *запорный слой*.

ОБЕРТОН (от нем. Oberton — высокий тон, высокий звук) — синусоидальная составляющая периодич. колебания сложной формы с частотой, более высокой, чем *основной тон*. Любое периодич. колебание можно представить как сумму осн. тона и О., причём частоты и амплитуды этих О. определяются как физ. свойствами колебат. системы, так и способом её возбуждения. Если частоты всех О.— целые кратные осн. частоте, то такие О. наз. гармоническими или гармониками. Если же частоты зависят от осн. частоты более сложным образом, то говорят о негармонич. О. В этом случае представление периодич. колебания в виде суммы гармоник будет приближённым, но тем более точным, чем большее число гармоник взято. Если частота осн. тона f (первая гармоника), то частота второй гармоники равна $2f$ или близка к этому значению, частота третьей $3f$ и т. д. Состав и кол-во О. сложного звука определяет его качеств. окраску, или *тембр звука*. Анализ колебаний и выделение О. относится не только к акустическим, но и к электрич. колебаниям; в последнем случае их обычно наз. гармониками.

ОБЛУЧЁННОСТЬ — то же, что *энергетическая освещённость*.

ОБМЁННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — специфич. взаимное влияние одинаковых (тождественных) частиц, эффективно проявляющееся как результат нек-рого особого взаимодействия. О. в.— чисто квантовомеханич. эффект, не имеющий аналога в классич. физике (см. *Квантовая механика*).

Вследствие квантовомеханич. принципа неразличимости одинаковых частиц (*тождественности принципа*) волновая ф-ция системы должна обладать определённой симметрией относительно перестановки двух таких частиц, т. е. их координат и проекций спинов: для частиц с целым спином — бозонов — волновая ф-ция системы не меняется при такой перестановке (является симметричной), а для частиц с полуцелым спином — фермионов — меняет знак (является антисимметричной). Если силы взаимодействия между частицами не зависят от их спинов, волновую ф-цию системы можно представить в виде произведения двух ф-ций, одна из к-рых зависит только от координат частиц, а другая — только от их спинов. В этом случае из принципа тождественности следует, что координатная часть волновой ф-ции, описывающая движение частиц в пространстве, должна обладать определённой симметрией относительно перестановки координат одинаковых частиц, зависящей от симметрии спиновой части волновой ф-ции. Наличие такой симметрии означает, что имеет место определённая согласованность, корреляция движения одинаковых частиц, к-рая сказывается на энергии системы (даже в отсутствие силовых взаимодействий между частицами). Поскольку обычно влияние частиц друг на друга является результатом действия между ними к.-л. сил, о взаимном влиянии одинаковых частиц, вытекающем из принципа тождественности, говорят как о проявлении специфич. взаимодействия — О. в.

Возникновение О. в. можно проиллюстрировать на примере атома гелия [впервые это было сделано В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) в 1926]. Спиновые взаимодействия в лёгких атомах малы, поэтому волновая ф-ция двух электронов в атоме гелия может быть представлена в виде

$$\Psi = \Phi(r_1, r_2)\chi(s_1, s_2), \qquad (1)$$

где $\Phi(r_1, r_2)$ — ф-ция координат электронов, $\chi(s_1, s_2)$ — ф-ция проекций их спинов на нек-рое направление. Т. к. электроны являются фермионами, полная волновая ф-ция должна быть антисимметричной. Если суммарный спин S обоих электронов равен нулю (спины антипараллельны — парагелий), то спиновая ф-ция χ антисимметрична относительно перестановки спиновых переменных и, следовательно, координатная ф-ция Φ должна быть симметрична относительно перестановки координат электронов. Если же $S = 1$ (спины параллельны — ортогелий), то χ симметрична, а Φ антисимметрична. Обозначая через $\psi_n(r_1)$, $\psi_m(r_2)$ волновые ф-ции отд. электронов в атоме гелия (индексы n, m означают набор квантовых чисел, определяющих состояние электрона в атоме), можно, пренебрегая сначала взаимодействием между электронами, записать координатную часть волновой ф-ции в виде

$$\Phi_a = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_n(r_1)\psi_m(r_2) - \psi_m(r_1)\psi_n(r_2)\right] \text{ для } S = 1,$$
$$\Phi_c = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_n(r_1)\psi_m(r_2) + \psi_m(r_1)\psi_n(r_2)\right] \text{ для } S = 0 \qquad (2)$$

(множитель $1/\sqrt{2}$ введён для нормировки волновой ф-ции). В состоянии с антисимметричной координатной ф-цией Φ_a ср. расстояние между электронами оказывается бо́льшим, чем в состоянии с симметричной

ф-цией Φ_c; это видно из того, что вероятность $|\Psi|^2 = |\Phi_a|^2\ |\chi_c|^2$ нахождения электронов в одной и той же точке ($r_1 = r_2$) для состояния Φ_a равна нулю. Поэтому ср. энергия кулоновского взаимодействия (отталкивания) двух электронов оказывается в состоянии Φ_a меньшей, чем в состоянии Φ_c. Поправка к энергии системы, связанная с взаимодействием электронов, определяется по теории возмущений:

$$\mathscr{E}_{\text{вз}} = K \pm A, \qquad (3)$$

где знаки ± относятся соответственно к симметричному и антисимметричному координатным состояниям,

$$K = e^2 \int \frac{|\psi_n(r_1)|^2 |\psi_m(r_2)|^2}{|r_1 - r_2|} d\tau_1 d\tau_2,$$
$$A = e^2 \int \frac{\psi_n^*(r_1)\psi_m(r_1)\psi_m^*(r_2)\psi_n(r_2)}{|r_1 - r_2|} d\tau_1 d\tau_2 \qquad (4)$$

(e — заряд электрона, $d\tau = dxdydz$ — элемент объёма). Величина K имеет наглядный классич. смысл и соответствует электростатич. взаимодействию двух заряж. «облаков» с плотностями заряда $e|\psi_n(r_1)|^2$ и $e|\psi_m(r_2)|^2$. Величину A, называемую обменным интегралом, можно интерпретировать как электростатич. взаимодействие заряж. «облаков» с плотностями заряда $e\psi_n^*(r_1)\psi_m(r_1)$ и $e\psi_m^*(r_2)\psi_n(r_2)$ (звёздочка означает комплексное сопряжение), т. е. когда каждый из электронов находится одновременно в состояниях φ_n и ψ_m (что бессмысленно с точки зрения классич. физики). Из (3) следует, что полная энергия пара- и ортогелия с электронами в аналогичных состояниях отличается на величину $2A$. Т. о., хотя непосредственно спиновое взаимодействие мало и не учитывается, тождественность двух электронов в атоме гелия приводит к тому, что энергия системы оказывается зависящей от полного спина системы, как если бы между частицами существовало дополнительное, обменное взаимодействие. Очевидно, что О. в. в данном случае является частью кулоновского взаимодействия электронов и явным образом выступает при приближённом рассмотрении квантовомеханич. системы, когда волновая ф-ция всей системы выражается через волновые ф-ции отд. частиц (в частности, в приближении Хартри — Фока; см. *Хартри — Фока метод*).

О. в. эффективно проявляется в тех случаях, когда «перекрываются» волновые ф-ции отд. частиц системы, т. е. когда существуют области пространства, в к-рых с заметной вероятностью может находиться частица в разл. состояниях движения. Это видно из выражения для обменного интеграла A: если степень перекрытия состояний $\psi_n^*(r)$ и $\psi(r)$ незначительна, то величина A очень мала.

Из принципа тождественности следует, что О. в. возникает в системе одинаковых частиц даже в случае, если прямыми силовыми взаимодействиями частиц можно пренебречь, т. е. в идеальном газе тождеств. частиц. Эффективно оно начинает проявляться, когда ср. расстояние d между частицами становится сравнимым (или меньшим) с длиной *волны де Бройля* λ, соответствующей ср. скорости частиц. Поскольку $d = n^{-1/3}$ (где n — концентрация частиц), а $\lambda = \hbar/\bar{p} \approx \hbar/\sqrt{m\mathbf{k}T}$ (где $\bar{p} \approx \sqrt{m\mathbf{k}T}$ — ср. импульс, m — масса частиц, T — абс. темп-ра), условие $\lambda \gtrsim d$ даёт простой критерий «включения» О. в. в идеальном газе: $\mathbf{k}T \leqslant \hbar^2 n^{2/3}/m$ (условие вырождения).

Характер О. в. различен для фермионов и для бозонов. Для фермионов О. в. является следствием *Паули принципа*, препятствующего сближению тождеств. частиц с одинаковым направлением спинов, и эффективно проявляется как отталкивание их друг от друга на расстояниях $d \leqslant \lambda$; отличие от нуля энергии *вырожденного газа* фермионов (ферми-газа) целиком обусловлено таким О. в. Для сильно сжатого вещества, когда d значительно меньше размеров атомов (но больше ядерных), О. в. электронов (отталкивание) обусловливает осн. вклад в давление при «низких» темп-рах, удовлетворяющих условию вырождения. Такие условия осуществляются в звёздах типа *белых карликов*.

В системе тождеств. бозонов О. в., напротив, имеет характер взаимного притяжения частиц. Рассмотрение систем из большего числа одинаковых частиц производится на основе *Ферми — Дирака статистики* для фермионов и *Бозе — Эйнштейна статистики* для бозонов.

Если взаимодействующие тождеств. частицы находятся во внеш. поле, напр. в кулоновском поле ядра, то существование определённой симметрии волновой ф-ции и соответственно определённой корреляции движения частиц влияет на их энергию в этом поле, что также является обменным эффектом. Обычно (в атоме, молекуле, кристалле) это О. в. вносит вклад обратного знака по сравнению с вкладом О. в. частиц друг с другом. Поэтому суммарный обменный эффект может как понижать, так и повышать полную энергию взаимодействия в системе. Энергетич. выгодность или невыгодность состояния с параллельными спинами фермионов, в частности электронов, зависит от относит. величин этих вкладов. Так, в ферромагнетике (аналогично рассмотренному атому гелия) более низкой энергией обладает состояние, в к-ром спины (и магн. моменты) электронов в незаполненных оболочках соседних атомов параллельны; в этом случае благодаря О. в. возникает спонтанная намагниченность (см. *Ферромагнетизм*). Напротив, в молекулах с ковалентной хим. связью, напр. в молекуле H_2, энергетически выгодно состояние, в к-ром спины валентных электронов соединяющихся атомов антипараллельны.

О. в. объясняет, т. о., закономерности атомной и молекулярной спектроскопии, хим. связь в молекулах, ферромагнетизм (и антиферромагнетизм), а также др. специфич. явления в системах одинаковых частиц.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика*.

Д. А. Киржниц, С. С. Герштейн.

ОБМЕ́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ в магнетизме — специфически квантовомеханич. связь между носителями магнетизма в атомных ядрах, атомах, молекулах, газах и конденсир. средах (*обменное взаимодействие, косвенное обменное взаимодействие, РККИ-обменное взаимодействие*). Первопричиной О. в. является принцип неразличимости тождеств. частиц (*тождественности принцип*). О. в. по своему генезису имеет электростатич. происхождение. Как правило, энергия электрич. взаимодействия микрочастиц больше (по порядку величин) энергии магн. взаимодействия. Это следует из сравнения квазиклассич. выражений для электрич. энергии взаимодействия двух элементарных зарядов $e \sim 10^{-10}$ СГСЭ (расположенных на атомном расстоянии $a \sim 10^{-8}$ см), равной $e^2/a \sim 10^{-12}$ эрг, и энергии взаимодействия двух элементарных магн. моментов (магнетонов Бора $\mu_Б \sim 10^{-20}$ СГСМ), равной $\mu_Б^2/a^3 \sim 10^{-16}$ эрг. В классич. физике все магн. свойства микро- и макросистем определяются только магн. взаимодействиями микрочастиц. В то же время точки Кюри T_C мн. ферромагнетиков (т. е. темп-ра, выше к-рой ферромагнетизм исчезает) порядка $10^2 \div 10^3$ К и, следовательно, соответствующие этим темп-рам энергии $kT_C \sim 10^{-14} \div 10^{-13}$ эрг, что в десятки или сотни раз больше любой возможной энергии чисто магн. связи. Кроме того, опыты Я. Г. Дорфмана (1927) по определению отклонения β-частиц в спонтанно намагниченном ферромагнетике показали однозначно, что внутри ферромагнетика нет никакого эфф. поля магн. происхождения. Эти факты позволили предположить, что такое яркое магн. явление, как ферромагнетизм, по своему происхождению в основном не является магн. эффектом, а обусловлено электрич. силами связи атомных носителей магнетизма в твёрдом теле. Связь магн. состояния простейших двухэлектронных микросистем с электрич. взаимодействием электронов была показана на примере атома гелия В. Гейзенбергом (W. Heisen-

berg, 1926) и молекулы водорода В. Гайтлером и Ф. Лондоном (W. Heitler, F. W. London, 1927). Расчёт для этих систем проводился при полном пренебрежении магнитными (спин-спиновыми, спин-орбитальными и орбит-орбитальными) взаимодействиями. Тем не менее оказывается, что энергия системы резко зависит от её магн. состояния. В двухэлектронной спиновой системе для s-состояний, в к-рых отсутствуют орбитальные магн. вклады, возможны два типа состояний: синглетное с нулевым результирующим спином $S = 0$ и триплетное с результирующим спином $S = 1$. Полуразность между энергиями этих состояний ${}^0\mathscr{E}$ и ${}^3\mathscr{E}$ и есть энергия О. в. двухэлектронной системы, т. е.

$$A = {}^1/_2({}^0\mathscr{E} - {}^3\mathscr{E}). \qquad (1)$$

Из (1) видно, что при $A > 0$ имеем ${}^3\mathscr{E} < {}^0\mathscr{E}$, т. е. основным состоянием является триплетное намагниченное состояние со спином $S = 1$. Напротив, при $A < 0$ имеем ${}^0\mathscr{E} < {}^3\mathscr{E}$ и основным состоянием является немагнитный синглет. По П. Дираку (P.A.M.Dirac, 1926) и Дж. Ван Флеку (J. H. Van Vleck, 1932), энергию двухэлектронной системы можно записать в виде

$$\mathscr{E} = {}^1/_2({}^0\mathscr{E} + {}^3\mathscr{E}) - {}^1/_2\varkappa({}^0\mathscr{E} - {}^3\mathscr{E}), \quad \varkappa = \pm 1; \qquad (2)$$

при $\varkappa = -1$ $\mathscr{E} = {}^0\mathscr{E}$, а при $\varkappa = +1$ $\mathscr{E} = {}^3\mathscr{E}$. Из квантовой механики известно, что квадрат оператора вектора суммарного спина двухэлектронной системы $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{s}_1 + \boldsymbol{s}_2$, в единицах $\hbar^2$, равен $\boldsymbol{S}^2 = 3/2 + 2\boldsymbol{s}_1\boldsymbol{s}_2 = S(S+1)$. Здесь $\boldsymbol{s}_1$ ($\boldsymbol{s}_2$) спиновые моменты одного электрона со спиновым квантовым числом $s = {}^1/_2$, поэтому $\boldsymbol{s}_1^2 = \boldsymbol{s}_2^2 = s(s+1) = 3/4$. Оператор $({}^1/_2 + 2\boldsymbol{s}_1\boldsymbol{s}_2)$ имеет собств. значения $S(S+1) - 1$, совпадающие с возможными значениями параметра $\varkappa$ из (2) при $S = 0$ и $S = 1$. Поэтому оператор энергии (2) можно записать как:

$$\mathscr{H} = \mathscr{E}_0 - 2A\boldsymbol{s}_1\boldsymbol{s}_2, \qquad (3)$$

где $\mathscr{H}$ имеет требуемые собств. ф-ции по отношению к спину и точные собств. значения энергии. Здесь $\mathscr{E}_0 = {}^1/_4({}^0\mathscr{E} + 3{}^3\mathscr{E})$ — ср. энергия всех 4 спиновых состояний (синглетного с $S = 0$ и трёх триплетных с $S = 1$ и $S_z = 0, +1, -1$) с учётом их статистич. весов. Вычисление обменного параметра A требует знания волновых ф-ций задачи. Из (3) мы только знаем, что при $A > 0$ основное состояние триплетное (магнитное), а при $A < 0$ оно синглетное (немагнитное). Дирак и Ван Флек обобщили гамильтониан (3) на случай кристалла. Приближённая ф-ла обобщённого гамильтониана имеет вид

$$\mathscr{H}_{об} = \mathscr{E}_0 - 2\sum_{i<k} A_{ik}\boldsymbol{s}_i\boldsymbol{s}_k. \qquad (4)$$

Здесь $\boldsymbol{s}_i$ — операторы векторов спинов отд. электронов со спиновым квантовым числом ${}^1/_2$. Возможны и др. гамильтонианы обмена для более сложных типов связи. Обычно ф-лу (4) применяют к случаям, когда под векторами $\boldsymbol{s}_i$ подразумевают полные спины незаполненных d- или f-слоёв электронной оболочки атомов $\boldsymbol{S}_\alpha = \sum_i \boldsymbol{s}_i$:

$$\mathscr{H}_{об} = \mathscr{E}_0 - 2\sum_{\alpha<\beta} A_{\alpha\beta}\boldsymbol{S}_\alpha\boldsymbol{S}_\beta, \qquad (5)$$

где α и β — номера узлов решётки. Законность перехода от (4) к (5) не столь очевидна и требует спец. исследования. Если считать, что обменный параметр заметно отличен от нуля только для узлов α и β — ближайших соседей в решётке, то, вводя обозначение $A = A_{\alpha\beta}$, будем иметь вместо (5)

$$\mathscr{H}_{об} = \mathscr{E}_0 - 2A\sum_{\alpha<\beta} \boldsymbol{S}_\alpha\boldsymbol{S}_\beta, \qquad (6)$$

где сумма берётся только по парам ближайших соседей.

Для квадрата суммарного спина всего кристалла снова, как и для двухэлектронной системы, имеем

$$\left(\sum_{\alpha=1}^{N}\boldsymbol{S}_\alpha\right)^2 = \sum_{\alpha=1}^{N}\boldsymbol{S}_\alpha^2 + \sum_{\alpha\neq\beta}\boldsymbol{S}_\alpha\boldsymbol{S}_\beta = NS(S+1) + \sum_{\alpha\neq\beta}\boldsymbol{S}_\alpha\boldsymbol{S}_\beta = S'(S'+1), \qquad (7)$$

где S' — спиновое квантовое число всей системы N атомов. Число членов в двойной сумме в (7) равно $N(N-1)$, поэтому среднее от её отд. члена даётся выражением

$$\langle\boldsymbol{S}_\alpha\boldsymbol{S}_\beta\rangle = \frac{S'(S'+1) - NS(S+1)}{N(N-1)}. \qquad (8)$$

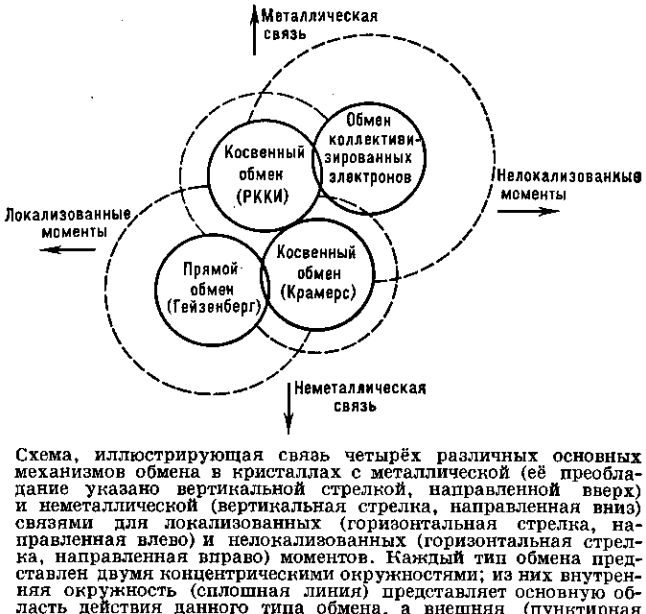
Число членов в сумме (6) равно $NZ/2$, где Z — число ближайших соседей узла решётки. Поэтому ср. значение $\mathscr{H}_{об}$ с точностью до аддитивной постоянной $\mathscr{E}_0$ равно

$$\langle\mathscr{H}_{об}\rangle \approx -\frac{ZA}{N-1}[S'(S'+1) - NS(S+1)].$$

Результирующий спин S отд. узла решётки — порядка единицы, а число S' — порядка доли всех узлов кристалла, участвующих в намагниченности, к-рая равна $m = Ny$ (здесь $y = I/N\mu_Б$ — относительная намагниченность). Поэтому в ферромагнетиках с точностью до величины порядка N^{-1} имеем

$$\bar{\mathscr{E}}_{об} = \langle\mathscr{H}_{об}\rangle \approx -\frac{ZA}{N}m^2 = -NZAy^2. \qquad (9)$$

Последнее эквивалентно выражению для энергии молекулярного поля в классич. феноменологич. теории ферромагнетизма Вейса (P. Weiss, 1907). Однако квантовая теория даёт физ. интерпретацию электростатич. происхождения обменного параметра A, что не могло быть получено в классич. теории (см. *Молекулярное поле*). Используя даже очень грубое приближение обменной проблемы (приближение энергетич. центров тяжести по Гейзенбергу), получаем критерий для магн. состояния твёрдого тела: $A > 0$ — это необходимое условие для возникновения ферромагнетизма, а $A < 0$ — для немагн. состояния (антиферромагнетизма или парамагнетизма). Этот критерий, естественно, не может носить характера достаточного условия в силу приближённости теории энергетич. центров тяжести для локализов. атомных спиновых моментов в кристалле. Большие трудности возникают до сих пор как при попытках уточнения вида



Схема, иллюстрирующая связь четырёх различных основных механизмов обмена в кристаллах с металлической (её преобладание указано вертикальной стрелкой, направленной вверх) и неметаллической (вертикальная стрелка, направленная вниз) связями для локализованных (горизонтальная стрелка, направленная влево) и нелокализованных (горизонтальная стрелка, направленная вправо) моментов. Каждый тип обмена представлен двумя концентрическими окружностями; из них внутренняя окружность (сплошная линия) представляет основную область действия данного типа обмена, а внешняя (пунктирная линия) — возможную область (подчинённого) действия.

обменного гамильтониана (5), так и при проведении вычислений величины и определения знака обменного параметра A. Совершенно по-особому следует рассматривать магнетики разл. типов (металлические, полупроводниковые и диэлектрические), кристаллы чистых элементов, их разл. сплавы (упорядоченные и неупорядоченные), аморфные твёрдые тела, *металлические стёкла*, *спиновые стёкла* и т. д., а также системы с локализованными или коллективизир. атомными магн. моментами. Во всех этих случаях требуется свой особый подход для выяснения типа обменной связи. Схематич. иллюстрацию ситуации в обменной проблеме для магнетиков даёт наглядная схема, предложенная Херрингом (C. Herring, 1966) (рис.).

Лит.: Heisenberg W., Mehrkörperprobleme und Resonanz in der Quantenmechanik 1—2, «Z. Phys.», 1926, Bd 38, S. 411; 1927, Bd 41, S. 239; его же, Zur Theorie des Ferromagnetismus, «Z. Phys.», 1928, Bd 49, S. 619; его же, Über die Spectra von Atomsystemen mit zwei Elektronen, «Z. Phys.», 1926, Bd 39, S. 499; Heitler W., London F., Wechselwirkung neutraler Atome und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik, «Z. Phys.», 1927, Bd 44, S. 455; Dirac P., Quantum mechanics of many-electronsystems, «Proc. Roy. Soc.», 1929, v. 123, p. 714; Van Vleck J. H., The theory of electric and magnetic susceptibilities, Oxf., 1932; Herring C., в кн.: Magnetism, v. 4, N. Y., 1966; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Нагаев Э. Л., Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988. *С. В. Вонсовский.*

ОБОБЩЁННАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ — характеристика отклика системы на внеш. воздействие. Внеш. силы (механич., электрич., магн.), соответствующие этому воздействию, описываются добавлением к гамильтониану H_0 системы, на к-рую воздействуют, члена вида $xF(t)$, где в классич. случае x — *обобщённая координата* системы, в квантовом случае — соответствующий оператор, $F(t)$ — *обобщённая сила*, связанная с этой координатой (сопряжённая ей). Обобщённая сила определяется только внеш. условиями, она не зависит от свойств системы и является заданной ф-цией времени как в классическом, так и в квантовом случае.

О. в. (ф-ции отклика) на воздействие обладают рядом свойств, не зависящих от конкретного вида внеш. воздействия (напр., свойством аналитичности), что позволяет получить для них общие выражения. Кроме того, через О. в. выражаются нек-рые характеристики системы в отсутствие внеш. поля. Предполагается, что в отсутствие внеш. поля квантовомеханич. среднее значение $\langle x\rangle = 0$. Тогда линейная связь между $\langle x\rangle$ и обобщённой силой $F(t)$ выражается через ф-цию $\varkappa(t-t')$:

$$\langle x(t)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \varkappa(t-t')F(t')dt'.$$

Отклик $\langle x(t)\rangle$ не может зависеть от $F(t')$ в моменты времени $t < t'$, т. е. $\varkappa(t-t') = 0$ при $t < t'$, что является выражением *причинности принципа*. Выполнив преобразование Фурье, получим

$$\langle x(\omega)\rangle = \varkappa(\omega)F(\omega).$$

Ф-ция

$$\varkappa(\omega) = \int_0^{\infty} \varkappa(t)e^{i\omega t}dt,$$

определяющая поведение системы под действием внеш. поля, наз. О. в. Иногда вводят также обобщённый адмиттанс $Y(\omega) = -i\omega\varkappa(\omega)$ и обобщённый импеданс $Z(\omega) = i/\omega\varkappa(\omega)$.

О. в. $\varkappa(\omega)$ является в общем случае комплексной величиной: $\varkappa(\omega) = \varkappa'(\omega) + i\varkappa''(\omega)$. Поскольку величины $\langle x\rangle$ и $F(t)$ действительны, получаем: $\varkappa'(\omega) = \varkappa'(-\omega)$ и $\varkappa''(\omega) = -\varkappa''(-\omega)$. Мнимая часть О. в. связана с диссипацией энергии в системе. Если на систему действует монохроматич. поле $F(t) = \mathrm{Re} f_0 \exp(-i\omega t)$, то потери Q в единицу времени равны

$$Q = \omega\varkappa''(\omega)|f_0|^2/2.$$

Т. к. в устойчивых системах возможна только диссипация энергии ($Q > 0$), то для них $\omega\varkappa''(\omega) > 0$.

Матем. выражением принципа причинности является отсутствие полюсов у О. в. в верх. полуплоскости комплексной частоты. Это означает, что ф-ции $\varkappa'(\omega)$ и $\varkappa''(\omega)$ удовлетворяют *дисперсионным соотношениям*

$$\begin{Bmatrix}\varkappa'(\omega)\\ \varkappa''(\omega)\end{Bmatrix} \Rightarrow \frac{1}{\pi} P\int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix}\varkappa''(E)\\ -\varkappa'(E)\end{Bmatrix} \frac{dE}{E-\omega}.$$

Здесь P — символ *главного значения интеграла* и предполагается, что $\varkappa \to 0$ при $\omega \to \infty$. Из дисперсионных соотношений и положительности $\omega\varkappa''(\omega)$ следует, что статическая величина $\varkappa(0)$ положительна:

$$\varkappa(0) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\infty} \frac{\varkappa''(\omega)}{\omega} d\omega > 0.$$

В общем случае, когда О. в. зависит не только от времени, но и от координат (пространств. дисперсия), необходимо учитывать релятивистский принцип причинности: причина не может влиять на следствие, если их мировые точки разделены пространственноподобным интервалом. Поэтому в однородной системе для фурье-образа О. в. $\varkappa(\boldsymbol{q}, \omega)$ (где $\boldsymbol{q}$ — волновой вектор) получим:

$$\varkappa'(\boldsymbol{q},\omega) = \frac{1}{\pi} P\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varkappa''(E, \boldsymbol{q} = u|E - \omega|/c)}{E-\omega} dE,$$

где параметр $\boldsymbol{u}$ пробегает значения $u < c$, c — скорость света в вакууме ($\boldsymbol{u} = 0$ соответствует обычным дисперсионным соотношениям).

Для определения О. в. по микроскопич. свойствам системы обычно используют *Кубо формулу*

$$\varkappa(\omega) = i\hbar^{-1}\int_0^{\infty} e^{i\omega t}\langle[\hat{x}(t), \hat{x}(0)]\rangle dt$$

(здесь $[a, b]$ обозначает коммутатор величин a и b), откуда можно получить т. н. спектральное представление для О. в.:

$$\varkappa(\omega) = \frac{1}{\hbar}\sum_m |\hat{x}_{nm}|^2 \left[\frac{1}{\omega_{nm} - \omega - i0} + \frac{1}{\omega_{nm} + \omega + i0}\right],$$

где $\hat{x}_{nm}$ — матричный элемент перехода из состояния с энергией $\mathscr{E}_n$ в состояние с энергией $\mathscr{E}_m$, а $\omega_{nm} = (\mathscr{E}_m - \mathscr{E}_n)/\hbar$ — соответствующая частота.

Мнимая часть О. в. (а следовательно, и диссипация энергии) связана с флуктуациями величины x при темп-ре T (т. н. *флуктуационно-диссипативная теорема*):

$$\langle x^2(\omega)\rangle = \hbar\varkappa''(\omega)\mathrm{cth}(\hbar\omega/2kT).$$

Для неск. флуктуирующих величин x_i эта теорема обобщается следующим образом:

$$\langle \hat{x}_i(\omega)\hat{x}_{\mathbf{k}}(\omega)\rangle = (i\hbar/2)\left(\varkappa^*_{\mathbf{k}i} - \varkappa_{i\mathbf{k}}\right)\mathrm{cth}(\hbar\omega/2\mathbf{k}T).$$

Отсюда можно получить важные соотношения симметрии для О. в. В отсутствие внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$: $\varkappa_{i\mathbf{k}}(\omega) = \varkappa_{\mathbf{k}i}(\omega)$. При наличии магн. поля $\varkappa_{i\mathbf{k}}(\omega, \boldsymbol{H}) = \varkappa_{\mathbf{k}i}(\omega - \boldsymbol{H})\varepsilon_i\varepsilon_{\mathbf{k}}$, где ε_i и $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ принимают значения ± 1 в зависимости от того, как меняются знаки величин x_i и $x_{\mathbf{k}}$ при обращении времени. Эти соотношения можно рассматривать как обобщение принципа симметрии кинетич. коэф. (см. *Онсагера теорема*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971. *О. В. Долгов.*

ОБОБЩЁННАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — ядерная модель, одновременно учитывающая как одночастичные (нуклонные), так и коллективные (колебательные и вращательные) степени свободы атомного ядра (см. *Коллективные возбуждения ядра*). О. м. я. представляет собой дальнейшее развитие *оболочечной модели* (независимых нуклонов), к-рая не объясняла ряд опытных фактов: большие величины электрич. *квадрупольных моментов*

ядра, природу слабовозбуждённых состояний ряда чётно-чётных и нечётных ядер и вероятностей перехода между ними.

О. м. я. предложена О. Бором (A. Bohr) и Б. Моттельсоном (B. R. Mottelson) в нач. 1950-х гг.; она основана на предположении о независимом движении нуклонов в поле с медленно меняющимся потенциалом. Нуклоны внутр. заполненных оболочек образуют «остов», к-рый обладает коллективными степенями свободы и описывается с помощью модели жидкой капли (см. *Капельная модель ядра*). Нуклоны внешних, незаполненных оболочек, взаимодействуя с поверхностью этой капли, образуют общий, как правило, несферический, самосогласов. потенциал. Адиабатичность изменения этого потенциала позволяет отделить одночастичное движение нуклонов, происходящее в фиксир. потенциале, от коллективного движения, приводящего к изменению формы и ориентации ср. поля ядра. Такой подход аналогичен разделению движения электронов и ядер в молекулах.

В ядрах, близких к *магическим ядрам*, статич. деформация остова внеш. нуклонами меньше или сравнима с деформацией, обусловленной его нулевыми колебаниями. Эти ядра имеют сферич. форму, и коллективное движение в них связано с колебанием поверхности ядра. Наиб. развиты квадрупольные колебания, к-рые образуют спектр низших возбуждённых состояний большинства сферич. ядер (см. *Колебательные возбуждения ядер*). Для ядер, удалённых от магических, статич. деформация больше динамической. Эти ядра являются деформированными (см. *Деформированные ядра*). Они обладают аномально большим электрич. квадрупольным моментом и имеют спектр вращат. возбуждений (см. *Вращательное движение ядра*).

Использование капельной модели для остова является упрощением (позволяющим избежать сложных многочастичных расчётов в оболочечной модели). Поэтому О. м. я. является феноменологической с априорным введением коллективных степеней свободы. Коллективный гамильтониан этой модели содержит феноменологич. параметры (жёсткость, массовые коэф. и т. п.), индивидуальные для каждого ядра. Результаты количеств. расчёта этих параметров на основе капельной или оболочечной модели не совпадали с экспериментом. Так, вычисления момента инерции по капельной модели приводили к значениям, на порядок меньшим наблюдаемых, а по оболочечной модели — в 2—3 раза большим наблюдаемых. Тем не менее О. м. я. позволила объяснить большие электрич. квадрупольные моменты ядер, усиление электрич. квадрупольных переходов с низших возбуждённых состояний и предсказала вращат. возбуждения ядер.

Дальнейшее развитие О. м. я. связано с появлением теории сверхпроводимости. Использование идей этой теории и методов теории квантовых многочастичных систем позволило дать микроскопич. обоснование О. м. я. (см. *Сверхтекучая модель ядра*).

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971.

И. М. Павличенков.

ОБОБЩЁННАЯ ФУНКЦИЯ — матем. понятие, обобщающее классич. понятие ф-ции. Потребность в таком обобщении возникает во многих техн., физ. и матем. задачах. Понятие О. ф. даёт возможность выразить в математически корректной форме такие идеализир. понятия, как плотность материальной точки, точечного заряда, точечного диполя, плотность (пространств.) простого или двойного слоя, интенсивность мгновенного источника и т. д. С др. стороны, в понятии О. ф. находит отражение тот факт, что реально нельзя измерить значение физ. величины в точке, а можно измерять лишь её ср. значения в достаточно малых окрестностях данной точки. Т.о., О. ф. служат удобным и адекватным аппаратом для описания распределений разл. физ. величин, поэтому О. ф. наз. также р а с п р е д е л е н и я м и.

О. ф. были введены впервые в кон. 20-х гг. 20 в. П. Дираком (P.A.M. Dirac) в его исследованиях по квантовой механике. Основы матем. теории О. ф. были заложены С. Л. Соболевым в 1936 при решении задачи Коши для гиперболич. ур-ний, а в 50-х гг. Л. Шварц (L. Schwartz) дал систематич. изложение теории О. ф. и указал мн. применения. Теория О. ф. имеет многочисл. применения и вошла в обиход математиков, физиков и инженеров.

Основные определения. Формально О. ф. f определяют как линейный непрерывный функционал над тем или иным векторным пространством достаточно «хороших» (основных) ф-ций $\varphi(x)$; $f : \varphi \to (f, \varphi)$. Важным примером основного пространства является пространство $D(O)$ бесконечно дифференцируемых финитных в открытом множестве $O \subset \mathbb{R}^n$ ф-ций φ. Наим. замкнутое множество, вне к-рого $\varphi = 0$, наз. н о с и т е л е м φ. Последовательность φ_j сходится к ф-ции φ в $D(O)$, если носители ф-ций φ_j содержатся в нек-ром ограниченном замкнутом подмножестве O и любая производная ф-ций $\varphi_j(x)$ сходится при $j \to \infty$ равномерно по x к соответствующей производной ф-ции $\varphi(x)$.

Примером основной ф-ции из $D(\mathbb{R}^n)$ служит «шапочка»

$$\omega_\varepsilon(x) = \begin{cases} C_\varepsilon \exp[-\varepsilon^2/(\varepsilon^2 - |x|^2)], & |x| \leqslant \varepsilon, \\ 0, & |x| > \varepsilon; \end{cases} \qquad \int \omega_\varepsilon(x)dx = 1.$$

Соответствующее $D(O)$ пространство О. ф. обозначают $D'(O)$; $D = D(\mathbb{R}^n)$, $D' = D'(\mathbb{R}^n)$. Сходимость последовательности О. ф. из $D'(O)$ определяют как с л а б у ю с х о д и м о с т ь функционалов в $D'(O)$, т. е. $f_k \to 0$, $k \to \infty$ в $D'(O)$ означает, что $(f_k, \varphi) \to 0$, $k \to \infty$ для всех $\varphi \in D(O)$.

Для того чтобы линейный функционал f на $D(O)$ был О. ф. в O, т. е. $f \in D'(O)$, необходимо и достаточно, чтобы для любого открытого множества $O' \Subset O$ существовали числа K и m такие, что

$$|(f, \varphi)| \leqslant K\|\varphi\|_m, \quad \varphi \in D(O'), \qquad (1)$$

где $\|\varphi\|_m$ означает верх. грань модуля φ и её производных порядка $\alpha \leqslant m$.

Если в неравенстве (1) целое число m не зависит от O', то О. ф. f имеет конечный порядок; наименьшее такое m наз. п о р я д к о м f в O. Т. о., в силу (1) всякая О. ф. f из $D'(O)$ имеет конечный порядок в любом $O' \Subset O$.

Пространство $D'(O)$ — полное: если последовательность О. ф. f_k, $k = 1, 2, \ldots$, из $D'(O)$ такова, что для любой ф-ции $\varphi \in D(O)$ числовая последовательность (f_k, φ) сходится, то функционал $(f, \varphi) = \lim\limits_{k\to\infty}(f_k, \varphi)$ принадлежит $D'(O)$.

Простейшими примерами О. ф. являются функционалы, порождаемые локально интегрируемыми в O ф-циями:

$$\varphi \to (f, \varphi) = \int f(x)\varphi(x)dx, \quad \varphi \in D(O). \qquad (2)$$

О. ф., определяемые локально интегрируемыми в O ф-циями $f(x)$ по ф-ле (2), наз. р е г у л я р н ы м и О. ф. в O; остальные О. ф. наз. с и н г у л я р н ы м и.

Примером сингулярной О. ф. в $\mathbb{R}^n$ служит *дельта-функция* Дирака, $(\delta, \varphi) = \varphi(0)$, $\varphi \in D$. Она описывает плотность массы 1, сосредоточенной в точке $x = 0$. При этом «шапочка» $\omega_\varepsilon(x)$ аппроксимирует δ-функцию, $\omega_\varepsilon \to \delta$, $\varepsilon \to +0$ в D'. Пусть $f \in D'(O)$ и $\omega_\varepsilon(x)$ — «шапочка». Тогда ф-ция $f_\varepsilon(x) = (f(y), \omega_\varepsilon(x - y))$ наз. *регуляризацией* О. ф. f и $f_\varepsilon \to f$, $\varepsilon \to +0$ в $D'(O)$. Более того, всякая f из $D'(O)$ есть слабый предел ф-ций из $D(O)$. Последнее свойство иногда берут в качестве исходного для определения О. ф., что вместе с теоремой о полноте пространства О. ф. приводит к эквивалентному определению О. ф.

О. ф., вообще говоря, не имеют значений в отд. точках. Тем не менее можно говорить о совпадении О. ф. с локально интегрируемой ф-цией на открытом множестве: О. ф. f из $D'(O)$ совпадает в $O' \subset O$ с локально ин-

тегрируемой в O' ф-цией $f_0(x)$, если её сужение на O' есть f_0, т. е. в соответствии с (2)

$$(f, \varphi) = \int f_0(x)\varphi(x)dx$$

для всех $\varphi \in D(O')$, при этом считается $f = f_0(x)$, $x \in O'$. В частности, при $f_0 \equiv 0$ получается определение того, что О. ф. f обращается в нуль в O'. Множество точек O, ни в какой окрестности к-рых О. ф. f не обращается в нуль, наз. носителем О. ф. f и обозначается $\operatorname{supp} f$. Если $\operatorname{supp} f \Subset O$, то О. ф. f наз. финитной в O.

Справедлива теорема о кусочном склеивании О. ф.: пусть в окрестности $U_y \subset O$ каждой точки y задана О. ф. f_y из $D'(U_y)$, причём элементы f_y согласованы, т. е. $f_{y_1} = f_{y_2}$ в $U_{y_1} \cap U_{y_2}$; тогда существует О. ф. f из $D'(O)$, совпадающая с f_y в U_y при всех $y \in O$.

Напр., для δ-функции Дирака: $\operatorname{supp} \delta = \{0\}$. О. ф. $\mathscr{P}(1/x)$, определяемая равенством

$$(\mathscr{P}(1/x), \varphi) = \mathscr{P}\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)x^{-1}dx, \quad \varphi \in D(\mathbb{R}^1),$$

наз. *главным значением интеграла* от ф-ции $1/x$; $\operatorname{supp} \mathscr{P}(1/x) = \mathbb{R}^1$. О. ф. $\mathscr{P}(1/x)$ сингулярна в $\mathbb{R}^1$, однако на открытом множестве $x \neq 0$ она регулярна и совпадает с $1/x$.

Поверхностная δ-функция. Пусть S — кусочно гладкая поверхность и μ — непрерывная ф-ция на S. О. ф. $\mu\delta_S$ определяется равенством

$$(\mu\delta_S, \varphi) = \int_S \mu(x)\varphi(x)dS_x.$$

При этом $\mu\delta_S(x) = 0$ вне S, $\mu\delta_S$ — сингулярная О. ф. Эта О. ф. описывает пространств. плотность масс или зарядов, сосредоточенных на поверхности S с поверхностной плотностью μ (плотность простого слоя).

Линейные операции над О. ф. вводят как расширение соответствующих операций над основными ф-циями.

Замена переменных. Пусть $f \in D'(O)$ и $x = Ay + b$ — линейное преобразование O на O_1, $\det A \neq 0$. О. ф. $f(Ay + b)$ из $D'(O')$ определяют равенством

$$(f(Ay + b), \varphi) = \left(f, \frac{\varphi[A^{-1}(x - b)]}{|\det A|}\right), \quad \varphi \in D(O_1). \qquad (3)$$

В частности, если $A = \lambda I$, $\lambda \neq 0$ ($x = \lambda y$ — подобие), то $(f\lambda(y), \varphi) = |\lambda|^{-1}(f, \varphi(x/\lambda))$; если $A = I$ ($x = y + b$ — сдвиг на b), то $(f(y + b), \varphi) = (f, \varphi(x - b))$. Ф-ла (3) позволяет определить трансляционно инвариантные, сферически симметричные, центрально симметричные, однородные, периодические и т. д. О. ф.

Пусть непрерывно дифференцируемая ф-ция a имеет только простые нули $x_1, x_2, \ldots$ на оси $\mathbb{R}^1$. Ф-цию $\delta(a(x))$ определяют равенством

$$\delta(a(x)) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\delta(x - x_k)}{|a'(x_k)|}.$$

Напр., $\delta(-x) = \delta(x)$; $(\delta(x - x_0), \varphi) = \varphi(x_0)$; $\delta(x^2 - a^2) = (2a)^{-1}[\delta(x - a) + \delta(x + a)]$, $a > 0$;

$$\delta(\sin x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - k\pi).$$

Произведение. Пусть $f \in D'(O)$ и $a \in C^\infty(O)$, произведение $af = fa$ определяют равенством

$$(af, \varphi) = (f, a\varphi), \quad \varphi \in D(O).$$

Оказывается, что $af \in D'(O)$ и для обычных ф-ций произведение af совпадает с обычным умножением ф-ций $f(x)$ и $a(x)$. Напр., $a(x)\delta(x) = a(0)\delta(x)$; $x\mathscr{P}(1/x) = 1$.

Однако эта операция произведения не допускает распространения на любые О. ф. так, чтобы она была ассоциативной и коммутативной. В нек-рых классах О. ф. такое произведение можно определить, однако оно может оказаться неоднозначным.

Дифференцирование. Пусть $f \in D'(O)$. Обобщённую производную О. ф. f

$$\partial^\alpha f(x) = \frac{\partial^{|\alpha|} f(x)}{\partial x_1^{\alpha_1} \ldots \partial x_n^{\alpha_n}}, \quad |\alpha| \equiv \alpha_1 + \ldots + \alpha_n,$$

порядка $\alpha = (\alpha_1, \ldots, \alpha_n)$ определяют равенством

$$(\partial^\alpha f, \varphi) = (-1)^{|\alpha|}(f, \partial^\alpha \varphi), \quad \varphi \in D(O). \qquad (4)$$

Т. к. операция $\varphi \to (-1)^{|\alpha_1|}\partial^\alpha\varphi$ линейна и непрерывна, то функционал $\partial^\alpha\varphi$, определяемый правой частью равенства (4), есть О. ф. из $D'(O)$.

Имеют место след. свойства: операция $f \to \partial^\alpha f$ линейна и непрерывна, любая О. ф. из $D'(O)$ бесконечно дифференцируема (в обобщённом смысле); дифференцирование не зависит от порядка; справедлива ф-ла Лейбница для дифференцирования произведения af, где $a \in C^\infty(O)$; дифференцирование не увеличивает носителя; всякая О. ф. f из $D'(O)$ во всяком открытом множестве $O' \Subset O$ есть нек-рая производная от непрерывной ф-ции в O'; любое дифференц. ур-ние $Lu = f$, $f \in D'(O)$ с пост. коэф. разрешимо в $D'(O)$; любая О. ф. f порядка N с носителем в точке 0 единств. образом представима в виде

$$f(x) = \sum_{\alpha \leqslant N} a_\alpha \partial^\alpha \delta(x).$$

Напр., $\theta'(x) = \delta(x)$, где θ — ф-ция Хевисайда: $\theta(x) = 1$, $x \geqslant 0$; $\theta(x) = 0$, $x < 0$; $(\delta', \varphi) = -\varphi'(0)$; ф-ция $-\delta'(x)$ описывает плотность зарядов, соответствующую диполю момента, равного $+1$ в точке $x = 0$ и ориентированного вдоль положительного направления оси x.

Обобщением $\delta'(x)$ является нормальная производная от плотности простого слоя на ориентируемой поверхности S:

$$\left(\frac{\partial}{\partial n}(\mu\delta_S), \varphi\right) = -\int_S \mu \frac{\partial\varphi}{\partial n} dS_x.$$

О. ф. — $\partial(\mu\delta_S)/\partial n$ описывает пространств. плотность зарядов, соответствующих распределению диполей на поверхности S с поверхностной плотностью момента μ и ориентированных вдоль заданного направления нормали n на S (плотность двойного слоя).

Общее решение ур-ния $xu = 0$ в классе $D'(\mathbb{R}^1)$ есть $u(x) = C\delta(x)$;

$$x^m\delta^{(k)}(x) = 0, \quad k = 0, 1, \ldots, m - 1.$$

Тригонометрич. ряд

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k \exp(ikx), \quad |a_k| \leqslant A(1 + |k|)^m$$

сходится в D', и его можно дифференцировать в D' почленно любое конечное число раз;

$$(2\pi)^{-1}\sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(ikx) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - 2k\pi).$$

Прямое произведение. Пусть $f(x)$ и $g(y)$ — локально интегрируемые ф-ции в пространствах $\mathbb{R}^n$ и $\mathbb{R}^m$ соответственно. Ф-ция $f(x) \times g(y)$ локально интегрируема в $\mathbb{R}^{n+m}$, она определяет регулярную О. ф.

$$(f(x) \times g(y), \varphi) = \int f(x)\int g(y)\varphi(x, y)dxdy = \\ = (f(x), (g(y), \varphi)), \quad \varphi(x, y) \in D, \qquad (5)$$

наз. прямым произведением f и g. Ф-ла (5) служит основой для определения прямого произведения О. ф. $f(x)$ из $D'(\mathbb{R}^n)$ и $g(y)$ из $D'(\mathbb{R}^m)$. Прямое произведение

коммутативно и ассоциативно. Напр., $\delta(x) = \delta(x_1) \times \times \ldots \times \delta(x_n)$.

Свёртка. Если $f(x)$ и $g(x)$ локально интегрируемы в $\mathbb{R}^n$ и ф-ция $h(x) = \int |g(y)f(x-y)|dy$ также локально интегрируема в $\mathbb{R}^n$, то свёрткой $f * g$ наз. ф-ция

$$(f * g)(x) = \int f(y)g(x-y)dy.$$

Эта ф-ция локально интегрируема в $\mathbb{R}^n$ и определяет регулярную О. ф.:

$$(f * g, \varphi) = \int f(x)g(y)\varphi(x+y)dxdy = (f(x) \times g(y), \varphi(x+y)), \ \varphi \in D. \quad (6)$$

Свёртка заведомо существует, если одна из ф-ций f или g финитна. Если свёртка существует, то она коммутативна: $f * g = g * f$; справедливы ф-лы дифференцирования свёртки:

$$f * \partial^\alpha g = \partial^\alpha (f * g) = \partial^\alpha f * g.$$

Если учесть, что $f * \delta = \delta * f = f$, получим $\partial^\alpha f = f * \partial^\alpha \delta$.

Свёртка, вообще говоря, не ассоциативна. Однако если рассмотреть, напр., совокупность D'_+ О. ф. из $D'(\mathbb{R}^1)$, обращающихся в нуль при $x < 0$, то их свёртка существует и ассоциативна.

О. ф. $\mathscr{E}$ из D' наз. **фундаментальным решением** (ф-цией точечного источника) дифференц. оператора $L(\partial)$ с пост. коэффициентами, если она удовлетворяет ур-нию

$$L(\partial)\mathscr{E}(x) = \delta(x).$$

Зная фундам. решение $\mathscr{E}$ оператора $L(\partial)$, можно построить решение ур-ния $L(\partial)u = f$ для тех f из D', для к-рых свёртка $f * \mathscr{E}$ существует, и это решение даётся ф-лой $u = f * \mathscr{E}$. Напр., для ур-ния $\Delta\mathscr{E} = \delta(x)$

$$\mathscr{E}(x) = \ln|x|/2\pi, \ n = 2; \ \mathscr{E}(x) = -1/4\pi|x|, \ n = 3$$

(см. также *Грина функция*).

Преобразование Фурье определяют для класса О. ф. $S' = S'(\mathbb{R}^n)$ медленного роста. Пространство основных ф-ций $S = S(\mathbb{R}^n)$ состоит из ф-ций, убывающих на бесконечности вместе со всеми производными быстрее любой степени $|x|^{-1}$. Норма в S задаётся выражением

$$\|\varphi\|_p = \sup_{|\alpha| \leqslant p} (1+|x|^2)^{p/2} |\partial^\alpha \varphi(x)|, \ \varphi \in S, \ p = 0, 1, \ldots$$

Локально интегрируемые в $\mathbb{R}^n$ ф-ции медленного роста содержатся в S', определяя по ф-ле (2) регулярные функционалы на S. Всякая О. ф. из S' есть нек-рая производная от непрерывной ф-ции медленного роста и, стало быть, имеет конечный порядок в $\mathbb{R}^n$.

Преобразование Фурье $F[f]$ О. ф. f из S' определяется равенством

$$(F[f], \varphi) = (f, F[\varphi]), \quad \varphi \in S,$$

где

$$F[\varphi](\xi) = \int \varphi(x)\exp[i(\xi, x)]dx, \quad \varphi \in S$$

классич. преобразование Фурье. Обратная операция к F:

$$F^{-1}[f] = (2\pi)^{-n} F[f(-\xi)], \ f \in S'.$$

Основные ф-лы для $f \in S'$:

$$\partial^\alpha F[f] = F[(ix)^\alpha f], \quad x^\alpha = x_1^{\alpha_1} \ldots x_n^{\alpha_n};$$

$$F[\partial^\alpha f] = (i\xi)^\alpha F[f]; \ F[f * g] = F[f]F[g],$$

если g финитна. Если О. ф. f — периодическая с периодом $T = (T_1, \ldots, T_n)$, $T_j > 0$, то $f \in S'$ и её можно разложить в тригонометрич. ряд

$$f(x) = \sum_{|k|=0}^{\infty} c_{\mathbf{k}}(f)\exp[i(k\omega x)], \ |c_{\mathbf{k}}(f)| \leqslant A(1+|k|)^m,$$

сходящийся к f в S'; здесь

$$\omega = \left(\frac{2\pi}{T_1}, \ldots, \frac{2\pi}{T_n}\right), k\omega = \left(\frac{2\pi k_1}{T_1}, \ldots, \frac{2\pi k_n}{T_n}\right).$$

Напр., $F[x^\alpha] = (2\pi)^n(-i)^{|\alpha|}\partial^\alpha\delta(\xi)$, в частности $F[1] = (2\pi)^n\delta(\xi)$; $F[\partial^\alpha\delta] = (-i\xi)^\alpha$, в частности $F[\delta] = 1$; $F(\theta) = i/(\xi + i0) = \pi\delta(\xi) + i\mathscr{P}(1/\xi)$.

Преобразование Лапласа в одномерном случае. Пусть S'_+ — пересечение множеств S' и D'_+, тогда множество О. ф. из D'_+, таких, что $f(x)\exp(-\sigma x) \in S'_+$ при всех $\sigma > a$, обозначают $D'_+(a)$. Если f и $g \in D'_+(a)$, то $f * g \in D'_+(a)$, причём $(f * g)\exp(-\sigma x) = f\exp(-\sigma x) * g\exp(-\sigma x)$, $\sigma > a$.

Пусть $f \in D'_+(a)$, тогда преобразование Лапласа f есть

$$L_f(p) = F[f(x)\exp(-\sigma x)](-\omega) = 2\pi F^{-1}[f(x)\exp(-\sigma x)](\omega), \ \sigma > a.$$

$L_f(p)$ — аналитич. ф-ция в полуплоскости $\sigma > a$. Ф-цию $f(x)$ наз. **оригиналом**, ф-цию $L_f(p)$ — **изображением**, между ними имеется взаимно однозначное соответствие $f(x) \leftrightarrow L_f(p)$, $\sigma > a$. Обратное преобразование определяют равенством

$$f(x) = (2\pi)^{-1}\exp(\sigma x)F_\omega[L_f(\sigma + i\omega)](x), \quad \sigma > a.$$

Справедливы след. ф-лы:

$$\partial^m L_f(p) \longleftrightarrow (-x)^m f(x),$$

$$p^m L_f(p) \longleftrightarrow \partial^m f(x),$$

$$(f * g)(x) \longleftrightarrow L_f(p)L_g(p).$$

Напр.,

$$\partial^m\delta(x-\xi) \longleftrightarrow p^m\exp(-\xi p),$$

$$\xi \geqslant 0, \ p - \text{любое}, \ m = 0, 1, \ldots$$

Лит.: Гельфанд И. М., Шилов Г. Е., Обобщенные функции, в. 1—3, М., 1958; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Шварц Л., Математические методы для физических наук, пер. с франц., М., 1965; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; его же, Обобщенные функции в математической физике, 2 изд., М., 1979; Антосик П., Микусинский Я., Сикорский Р., Теория обобщенных функций. Секвенциальный подход, пер. с англ., М., 1976; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1982; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987.

В. С. Владимиров.

ОБОБЩЁННЫЕ ИМПУЛЬСЫ — физ. величины, p_i, определяемые ф-лами $p_i = \partial T/\partial\dot{q}_i$, где T — кинетич. энергия, или $p_i = \partial L/\partial\dot{q}_i$, здесь L — *Лагранжа функция*. T и L относятся к классич. механич. системе, зависят от *обобщённых координат* q_i, обобщённых скоростей $\dot{q}_i$ и времени t. Размерность О. и. зависит от размерности обобщённой координаты. Если размерность q_i — длина, то p_i имеет размерность обычного импульса, т. е. произведения массы на скорость; если же координатой q_i является угол (величина безразмерная), то p_i имеет размерность момента кол-ва движения, и т. д.

ОБОБЩЁННЫЕ КООРДИНАТЫ — независимые между собой параметры q_i ($i = 1, 2, \ldots, s$) любой размерности, число к-рых равно числу s степеней свободы механич. системы и к-рые однозначно определяют положение системы. Закон движения системы в О. к. даётся s ур-ниями вида $q_i = q_i(t)$, где t — время. О. к. пользуются при решении мн. задач, особенно когда система подчинена связям, налагающим ограничения на её движение. При этом значительно уменьшается число ур-ний, описывающих движение системы по срав-

нению, напр., с ур-ниями в декартовых координатах (см. *Лагранжа уравнения* механики). В системах с бесконечно большим числом степеней свободы (сплошные среды, физ. поля) О. к. являются особые ф-ции пространств. координат и времени, наз. потенциалами, волновыми ф-циями и т. п.; при этом оказывается возможным характеризовать движение таких систем с помощью *Лагранжа функции*, зависящей определённым образом от выбранных О. к.

ОБОБЩЁННЫЕ СИЛЫ — величины Q_i, произведения к-рых на элементарные приращения *обобщённых координат* q_i системы дают выражение элементарной работы действующих на систему сил. Т. о., выражение элементарной работы сил, действующих на систему с s степенями свободы, через О. с. имеет вид

$$\delta A = Q_1\delta q_1 + Q_2\delta q_2 + \ldots + Q_s\delta q_s.$$

С помощью *Лагранжа функции* L О. с. определяются ф-лами $Q_i = \partial L/\partial q_i$ (см. также *Лагранжа уравнения* механики).

Размерность О. с. зависит от размерности соответствующей обобщённой координаты. Если размерность q_i — длина, то Q_i имеет размерность обычной силы; если же координата q_i — угол (величина безразмерная), то Q_i имеет размерность момента силы, и т. п. О. с. и *обобщённые импульсы* p_i связаны друг с другом так же, как обычные силы и импульсы, по второму закону Ньютона, т. е. $dp_i/dt = Q_i$.

ОБОГАЩЁННЫЙ СЛОЙ — то же, что *антизапорный слой*.

ОБОЛО́ЧЕЧНАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — теория, основанная на представлении об атомном ядре как о системе нуклонов, движущихся независимо в потенциальном поле, создаваемом др. нуклонами. В более широком смысле с О. м. я. связывают модели ядра, для к-рых это т. н. ср. поле и одночастичное движение нуклонов являются исходными пунктами, а коллективные движения описываются на основе одночастичного. Так понимаемая О. м. я.— основа большинства совр. микроскопич. подходов в теории ядра. Обычно О. м. я. противопоставляется модели жидкой капли, в к-рой ядро рассматривается как непрерывная среда и движение отд. нуклонов не выделено (см. *Капельная модель ядра*).

О. м. я. возникла в нач. 1930-х гг. по аналогии с моделью электронных оболочек *атома*. Её появление было связано с обнаружением нерегулярностей в поведении энергии связи атомных ядер как ф-ции числа нейтронов в ядре N и протонов Z (массовое число $A = N + Z$). Ядра, у к-рых числа N и Z соответствуют наиб. выраженным максимумам энергии связи (2; 8; 20; 28; 50; 82 и $N = 126$), получили назв. *магических ядер*. Объяснение существования всех магич. ядер было дано М. Гёпперт-Майер (M. Goeppert-Mayer) и Й. Х. Йенсеном (J. H. Jensen) [1] и отмечено Нобелевской премией. О. м. я. сыграла большую роль в развитии ядерной физики и в создании микроскопич. подходов в теории ядра.

Одночастичная модель — простейший вариант О. м. я. (нуклоны, движущиеся в ср. поле ядра, не взаимодействуют между собой). Волновая ф-ция ядра представляется в виде антисимметризов. произведения одночастичных волновых ф-ций φ_λ — решений одночастичного *Шрёдингера уравнения*. Входящий в это ур-ние потенциал О. м. я. является суммой центрального U_c и спин-орбитального U_{sL} членов. В сферич. ядрах U_c и U_{sL} зависят только от модуля радиуса-вектора r. В качестве U_c, как правило, берут т. н. потенциал Саксона — Вудса:

$$U_c(r) = Uf(r),\ f(r) = [1 + \exp\{(r - R)/d\}]^{-1}, \qquad (1)$$

где $R = r_0A^{1/3}$ (r_0 — параметр, приближённо равный среднему расстоянию между нуклонами в ядре) и параметр d, определяющий толщину диффузионного слоя, обычно одинаковы для нейтронов и протонов, а глубина потенциальной ямы U для нейтронов и протонов при $N \neq Z$ различна. Она состоит из двух слагаемых: изоскалярного члена U_0, одинакового для нейтронов и протонов, и изовекторного члена U_1, вклад к-рого пропорц. нейтронному избытку и имеет разный знак для нейтронов и протонов:

$$U^{n,p} = U_0 + U_1(N - Z)/A. \qquad (2)$$

Для протонов к (1) добавляется кулоновский потенциал. Его чаще всего аппроксимируют выражением для потенциала равномерно заряженной сферы.

Спин-орбитальный потенциал обычно полагают сосредоточенным в основном на поверхности ядра. Он аппроксимируется выражением

$$U_{sL} = W\frac{1}{r}\frac{df}{dr}(\hat{\boldsymbol{s}}\,\hat{\boldsymbol{l}}).$$

Здесь $\hat{\boldsymbol{s}}$ и $\hat{\boldsymbol{l}}$ — операторы спинового и орбитального угл. моментов, величина $W^{n,p}$ определяется ф-лой, аналогичной (2). Существует множество наборов параметров потенциала О. м. я., типичные их значения: $U_0 \approx -50$ МэВ, $U_1 \approx 20$ МэВ, $r_0 \approx 1{,}25$ фм, $d \approx 0{,}6$ фм, $W_0 \approx W_1 \approx 12$ МэВ фм^2. Величина U_{sL} заметно меньше U_c, но значительно превышает ср. энергию взаимодействия 2 нуклонов, к-рая по порядку величины колеблется от U_0/A до $U_0/A^{2/3}$, в зависимости от суммарного угл. момента взаимодействующей пары. Поэтому в ядрах, за исключением самых лёгких, осуществляется т. н. j — j-связь: орбитальный момент $\boldsymbol{l}$ и спин $\boldsymbol{s}$ складываются в полный угл. момент $\boldsymbol{j}$ нуклона, а векторы $\boldsymbol{j}_i$ отд. нуклонов складываются в полный угл. момент ядра $\boldsymbol{I}$.

Состояние нуклона в сферич. ядре характеризуется полным моментом j и *чётностью* π. Это определяет и орбитальный момент l, т. к. два возможных (по правилам сложения угл. моментов) значения $l = j \pm 1/2$ отвечают разл. чётности $\pi = (-1)^l$. Состояния нуклона с одинаковыми l, j нумеруют в порядке увеличения энергии гл. квантовым числом $n = 1, 2, \ldots$ (число узлов радиальной волновой ф-ции равно $n - 1$). Разл. состояния нуклона принято обозначать: $1s_{1/2}$ ($n = 1$, $l = 0$, $j = 1/2$); $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $2s_{1/2}$ и т. п. Проекция m вектора $\boldsymbol{j}$ на ось квантования может принимать $(2j + 1)$ значений от $-j$ до $+j$. В сферич. ядре энергия $\mathscr{E}_\lambda$ ($\lambda = n, l, j, m$) не зависит от m и одночастичные уровни $(2j + 1)$ кратно вырождены. В отсутствие U_{sL} вырожденными были бы и уровни с $j = l \pm 1/2$. Т. к. матричный элемент $(\boldsymbol{sl})_{\lambda\lambda}$ по ф-циям $\varphi_\lambda(\boldsymbol{r})$ зависит от j [равен $l/2$ для $j = l + 1/2$ и $-(l + 1)/2$ для $j = l - 1/2$], то включение U_{sL} снимает это вырождение, причём уровень с $j = l + 1/2$ опускается вниз, а с $j = l - 1/2$ поднимается вверх. Расстояние между соответствующими уровнями — спин-орбитальное расщепление Δ_{sL} пропорц. $(2l + 1)$. Эта закономерность хорошо подтверждается экспериментально.

Согласно одночастичной О. м. я., нуклоны данного сорта (p или n) заполняют j-уровень (подоболочку). Затем заполняется след. подоболочка. Подоболочки группируются в оболочки, разделённые энергетич. «зазорами», значительно превышающими ср. расстояние между уровнями (2—3 МэВ в лёгких ядрах и 0,5 МэВ — в тяжёлых). Эти «зазоры» наз. маговыми просветами (рис.).

Тенденция к группированию подоболочек в оболочки особенно выражена для потенциала гармонич. осциллятора, где в отсутствие U_{sL} вырождены все уровни с данным осцилляторным квантовым числом $N = 2(n - 1) + l$ [2]. Причина этого явления связана с квазиклассич. условиями квантования орбит движения частицы в трёхмерной потенциальной яме [2].

Значения магич. чисел зависят от вида потенциала. На рис. приведена схема уровней для нейтронов и протонов в ^{208}Pb, рассчитанная для потенциала Саксона — Вудса. В более лёгких ядрах нек-рые детали схемы уровней изменяются, но в целом заполнение уровней происходит в соответствии со схемой (см. рис.). Она демонстрирует возникновение магич. чисел и роль в этом явле-

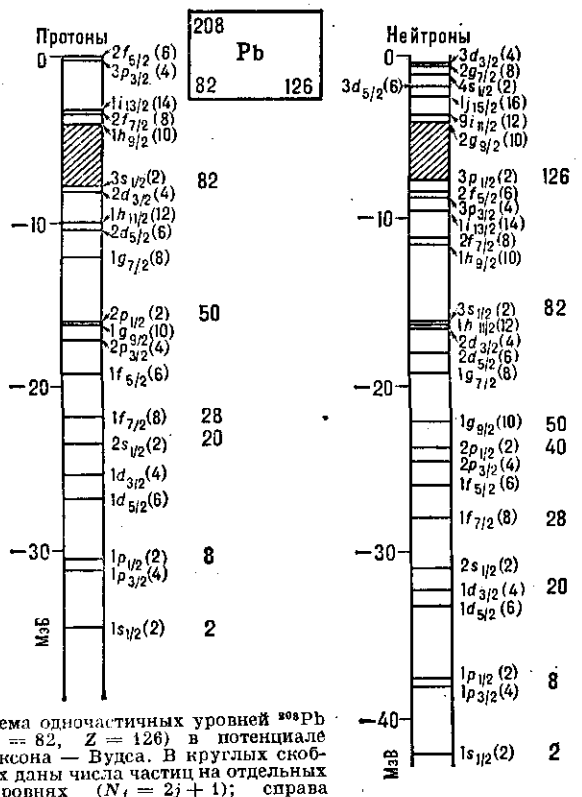


Схема одночастичных уровней ^{208}Pb ($N = 82$, $Z = 126$) в потенциале Саксона — Вудса. В круглых скобках даны числа частиц на отдельных j-уровнях ($N_j = 2j + 1$); справа указаны магические (и полумагические) числа, отвечающие заполнению оболочек. Заштрихованы маговые просветы, отделяющие заполненные уровни от незаполненных.

нии U_{SL}. Первые оболочки: $[(1s_{1/2}), (1p_{3/2}, 1p_{1/2}), (1d_{5/2}, 2g_{1/2}, 1d_{3/2})]$ совпадают с оболочками гармонического трёхмерного сферически симметричного осциллятора, где уровни внутри каждой оболочки были бы полностью вырождены. Почти такое же правило применимо и дальше, но здесь к данной оболочке присоединяется уровень из след. осцилляторной оболочки, имеющей наиб. значение j. Опускание уровней в ниж. оболочку связано с тем, что для дублетов с большими j спин-орбитальное расщепление превосходит по величине маговые просветы. Именно эти спустившиеся в соседнюю оболочку ниж. уровни спин-орбитальных дублетов нейтронов и протонов с максимальными j и обеспечивают правильные значения магич. чисел, кроме самых первых.

Помимо объяснения природы и правильного воспроизведения значений магич. чисел одночастичная О. м. я. в большинстве случаев правильно описывает спины нечётных ядер. Она даёт однозначные предсказания значений магн. и квадрупольных электрич. моментов, а также вероятностей β^- и γ-переходов в нечётных ядрах (ядра с нечётным A). Так, магн. момент нечётного ядра в одночастичной О. м. я. (индекс одн.) определяется только последним нуклоном и даётся простыми ф-лами (Т. Шмидт, Th. Schmidt, 1937), содержащими только гиромагн. отношения свободных нуклонов (см. *Барионы*). Согласно этим ф-лам, магн. момент [в единицах ядерного *магнетона* $3{,}1524515(53) \times \times 10^{-18}$ МэВ/Гс] для протонно-нечётного ядра (Z нечётное, N чётное):

$$\mu = \mu_p = j[1 - 2{,}29/(j+1)] \quad \text{при } j = l - 1/2;$$

$$\mu = \mu_p = j + 2{,}29 \quad \text{при } j = l + 1/2.$$

Для нейтронно-нечётного ядра:

$$\mu = \mu_n = 1{,}91j/(j+1) \quad \text{при } j = l - 1/2;$$

$$\mu = \mu_n = -1{,}91 \quad \text{при } j = l + 1/2.$$

Т. о., в одночастичной О. м. я. магн. моменты нечётных ядер должны располагаться на двух парах т. н. линий Шмидта. Эксперим. значения μ всегда находятся между линиями Шмидта, при этом, как правило, отличия μ от шмидтовских значений порядка 20—30%. Магн. моменты нечётно-нечётных ядер с большой точностью равны векторной сумме магн. моментов соответствующих нечётных ядер.

Вероятности эл.-магн. переходов магн. типа связаны с величинами магн. моментов. Так, $M1$-переходы связаны с излучением γ-кванта магн. дипольного излучения при изменении ориентации спинового магн. момента. Эксперим. значения вероятностей перехода $B(M1)$, как правило, отличаются от предсказаний одночастичной О. м. я. не более чем в 2—3 раза. Отдельно стоят т. н. l-запрещённые $M1$-переходы. Это одночастичные переходы с изменением орбитального момента l на 2, напр. переход $d_{3/2} \to s_{1/2}$. В одночастичной О. м. я. такие переходы строго запрещены, т. к. ответственный за них оператор спина не может изменять орбитальный момент частиц. В действительности эти переходы происходят, но с вероятностью, на 2—3 порядка меньшей, чем разрешённые $M1$-переходы, в к-рых l не меняется (напр., $d_{3/2} \to d_{5/2}$). Снятие l-запрета связано с поправками к одночастичной О. м. я. [2]. Магн. переходы высших мультипольностей также качественно объясняются одночастичной О. м. я.

Характеристики ядер О. м. я. описывает хуже. Электрич. квадрупольный момент протоннонечётного ядра с p_j протонами на незаполненном j-уровне в одночастичной О. м. я. даётся выражением

$$Q = -\frac{2}{5}\langle r^2\rangle_{\lambda\lambda}\frac{j - p_j + 1/2}{j+1}, \qquad (3)$$

куда входит ср. значение $\langle r^2\rangle_{\lambda\lambda}$ от квадрата радиуса по состоянию $\varphi_\lambda(r)$, зависимость к-рого от деталей потенциала О. м. я. невелика. Ф-ла (3) правильно определяет знак квадрупольных моментов большинства протонно-нечётных ядер, но расхождения с экспериментом достигают иногда целого порядка. Ещё больше расхождения с экспериментом в случае нейтронно-нечётных ядер. Здесь О. м. я. предсказывает $Q = 0$, тогда как измеренные значения Q в большинстве случаев сравнимы с Q протонно-нечётных ядер.

Одночастичная О. м. я. предсказывает отсутствие электрич. квадрупольных переходов ($E2$) в нейтронно-нечётных ядрах, а они идут прибл. с такими же вероятностями, что и в протонно-нечётных ядрах. В последних же расхождения с экспериментом в величине вероятностей ещё сильнее, чем в случае квадрупольных моментов. Наиб. сильные расхождения между эксперим. и теоретич. значениями квадрупольных моментов и вероятностей электрич. квадрупольных переходов наблюдались для ядер в области редкоземельных элементов ($150 \lesssim A \lesssim 180$) и актинидов ($A \gtrsim 220$). Именно это обстоятельство наряду с нек-рыми др. фактами (напр., скачок в величине изотопич. смещений уровней атомных s-электронов в районе $A \approx 150$) послужило толчком к предположению о несферичности тяжёлых ядер (см. *Деформированные ядра*).

Одночастичные состояния в деформированных ядрах. Идеи О. м. я. были обобщены для описания одночастичных состояний в деформир. ядрах, где они служат основаниями ротац. полос в нечётных ядрах. Все известные деформированные ядра аксиально симметричны. Кроме того, они обладают т. н. R-инвариантностью — симметрией по отношению к повороту на угол π относительно любой оси, перпендикулярной оси симметрии z. Статич. моменты деформир. ядер говорят о близости их формы к форме аксиального эллипсоида с характерными значениями параметра деформации (эксцентриситет эллипсоида) $\delta \sim 0{,}2$—$0{,}3$. В таком случае не зависящая от спина нуклона часть среднего ядерного потенциала может быть представлена в виде

$$U(r, \theta) = U_0(r) + U_2(r)P_2(\cos\theta), \qquad (4)$$

где θ — азимутальный угол, $P_2(x)$ — полином Лежандра. По масштабу величины $|U_2| \sim \delta |U_0|$. Аналогично модифицируется и выражение для U_{sL}[2].

В аксиальном потенциале полный угл. момент частицы j не сохраняется, сохраняется лишь его проекция Ω на ось z. При малых деформациях δ, рассматривая второй член в (4) как малое возмущение, для уровней энергии можно получить

$$\mathscr{E}_{n,l,j,\Omega} = \mathscr{E}^0_{n,l,j} - \frac{3\Omega^2 - j(j+1)}{4j(j+1)}(U_2)_{n,l,j}, \qquad (5)$$

где $(U_2)_{n,l,j}$ — ср. значение $U_2(r)$ по состоянию (n, l, j). Деформация ядра снимает вырождение по $|\Omega|$. Остаётся лишь как следствие R-инвариантности вырождение по знаку Ω. В вытянутом ядре энергетически выгоднее состояния с малыми $|\Omega|$, в сплюснутом — с большими.

Деформация ядра разрушает оболочечную структуру одночастичных уровней. Это происходит из-за того, что уже при $\delta \approx 0{,}2$—$0{,}3$ второй член в (5) превосходит по величине маговый просвет между оболочками сферич. ядра и оболочки перепутываются. Однако при увеличении деформации снова возникает оболочечная структура, характеризующаяся чередованием сгущений и разрежений одночастичных уровней.

При больших деформациях требуется численное решение ур-ния Шрёдингера в деформир. внешнем поле, но качеств. картину можно понять, рассматривая потенциал анизотропного осциллятора с неравными частотами колебаний вдоль (ω_z) и перпендикулярно ($\omega_\perp$) оси z; ω_z и $\omega_\perp$ связаны с параметром деформации соотношениями: $\omega_z \approx \omega_0(1 - 2\delta/3)$; $\omega_\perp \approx \omega_0(1 + \delta/3)$. В осцилляторном потенциале движение разделяется на независимые колебания вдоль и перпендикулярно оси z, а энергии

$$\mathscr{E}_{n_z,\, n_\perp} = (n_z + {}^1/_2)\hbar\omega_z + (n_\perp + {}^1/_2)\hbar\omega_\perp ,$$

где $n_\perp = n_x + n_y$ — полное число квантов колебания по осям x и y. Т. о., состояния с различными n_x и n_y, но с одним $n_\perp$ вырождены. При значении δ, при к-ром отношение осцилляторных частот рационально ($\omega_\perp/\omega_z = p/q$; p, q — целые числа), возникает дополнит. вырождение уровней, отвечающих одному и тому же значению комбинации $N = pn_\perp + qn_z$ (оболочечное квантовое число в деформир. ядрах). Хотя это вырождение по N в реальном ядре снимается из-за отличий ср. поля от потенциала осциллятора, тенденция к восстановлению оболочечной структуры с ростом параметра деформации δ сохраняется и для неосцилляторных потенциалов.

Смешивание конфигураций. Многочастичная модель оболочек. В более совершенных вариантах О. м. я. помимо ср. поля вводится т. н. остаточное взаимодействие между нуклонами, т. е. дополнительное к взаимодействию, формирующему потенциал ср. поля. В результате к основной, одночастичной компоненте волновой ф-ции ядра примешиваются более сложные, многочастичные компоненты (конфигурации). В многочастичной О. м. я. выделяют один или несколько частично заполненных («валентных») уровней поверх инертного «остова» (заполненные оболочки) и пытаются учесть все возможные конфигурации частиц, находящихся на выделенных уровнях. При этом применяются методы теории *групп*, к-рые в простейших случаях позволяют однозначно найти многочастичную волновую ф-цию ядра. С ростом номера оболочки и числа валентных нуклонов вычислит. трудности быстро растут. Но даже в тех случаях, когда точный расчёт возможен, из него сложно извлечь физически важную информацию.

Успешней оказались подходы, в к-рых рассматриваются лишь нек-рые многочастичные конфигурации, связанные с простейшими остовными возбуждениями, но кол-во «валентных» уровней достаточно велико или даже неограниченно. Простейшее возбуждение остова отвечает переходу одной из частиц остова в незаполненное состояние, в результате чего в остове образуется «дырка». Соответствующие конфигурации наз. состояниями типа «частица—дырка». Популярным методом является т. н. приближение случайных фаз, в к-ром учтены возбуждения типа «1 частица — 1 дырка», а также наиб. существенные из возбуждений остова типа «2 частицы — 2 дырки».

Учёт смешивания конфигураций объясняет (по крайней мере, качественно) l-запрещённые переходы, отклонение магн. моментов от линий Шмидта, значения квадрупольных моментов нейтронно-нечётных ядер и нек-рые др. факты, непонятные с точки зрения одночастичной О. м. я. Кроме того, приближение случайных фаз служит основой описания в рамках О. м. я. коллективных возбуждений чётно-чётных ядер — как низколежащих поверхностных *колебательных возбуждений ядер*, так и *гигантских резонансов* [2].

Одно из наиб. существенных проявлений остаточного взаимодействия — спаривание между нуклонами в ядре и ядерная сверхтекучесть (см. *Сверхтекучая модель ядра*). Одночастичная О. м. я. с учётом ядерной сверхтекучести в сочетании с капельной моделью применялась и к вычислению масс ядер и барьеров деления [3].

Обоснование и интерпретация О. м. я. Концепция квазичастиц. По характеру осн. идей О. м. я. тесно связана с таким микроскопич. подходом, как приближение самосогласов. поля. Простейший вариант теории самосогласов. поля — метод Хартри — Фока в ядрах «работает» плохо из-за сильного взаимодействия между нуклонами. В методе Хартри — Фока с эфф. силами используется обычная для О. м. я. волновая ф-ция и вводится феноменологич. эффективное взаимодействие между нуклонами в ядре, к-рое отличается от взаимодействия двух свободных нуклонов (в частности, оно сильно зависит от плотности). Этот метод позволил количественно описать свойства ядер (энергии связи, радиусы и т. п.). В нём меньше «подгоночных» параметров, т. к. ср. поле, к-рое в О. м. я. задаётся независимо от остаточного взаимодействия, здесь рассчитывается.

Ключ к пониманию О. м. я., а также метода Хартри — Фока с эфф. силами дают теория ферми-жидкости Ландау и построенная на её принципах теория конечных ферми-системы (ТКФС) [3]. Основа этих теорий — концепция квазичастиц, согласно к-рой в ферми-системе с сильным взаимодействием между частицами существует ветвь одночастичных фермионных возбуждений — квазичастиц, движущихся в ср. поле, создаваемом др. частицами. Если энергия квазичастичного возбуждения невелика, то оно может жить достаточно долго: вероятность испытать неупругое столкновение мала из-за действия принципа Паули, резко ограничивающего число допустимых конечных состояний. Свойства таких возбуждений похожи на свойства возбуждения газа невзаимодействующих фермионов, помещённых в потенциальную яму. Так, спин их равен ${}^1/_2$, заряды по отношению к электрич. полю равны e для протонной квазичастицы и 0 — для нейтронной. Все эти утверждения следуют из точных законов сохранения.

Квазичастицы взаимодействуют между собой. В большинстве случаев можно ограничиться парным взаимодействием квазичастиц, к-рое эффективно учитывает и многочастичные взаимодействия частиц и поэтому отличается от взаимодействия свободных нуклонов. В теории ферми-жидкости коллективные возбуждения системы описываются в терминах этого эфф. взаимодействия с помощью ур-ния, учитывающего явно только двухчастичные корреляции и по форме совпадающего с ур-нием приближения случайных фаз. Именно возможность ограничиться двухчастичными корреляциями обусловливает выигрыш при переходе от частиц к квазичастицам.

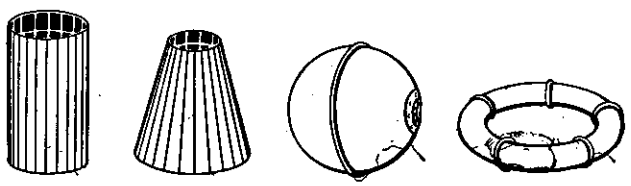
В теории конечных ферми-систем эфф. взаимодействие квазичастиц предполагается универсальным для

всех ядер и задаётся феноменологически. Использование ур-ний ферми-жидкостного типа (см. *Квантовая жидкость*) позволило описать не только коллективные возбуждения чётных ядер, но также статич. электрич. и магн. мультипольные моменты, вероятности эл.-магн. и β-переходов в нечётных ядрах и мн. др. ядерные характеристики.

Концепция квазичастиц оказалась плодотворной и при описании глобальных ядерных свойств: энергий связи, плотностей, самосогласов. поля. Была сформулирована самосогласов. ТКФС, по своим возможностям совпадающая с методом Хартри — Фока с эфф. силами, но более последовательная [4]. Используемое эфф. взаимодействие квазичастиц зависит от их энергий и скоростей. Поэтому и ср. поле, действующее на квазичастицу, также зависит от её энергии и скорости [4]. Квазичастичные волновые ф-ции подчиняются ур-нию, подобному ур-нию Шрёдингера с зависящей от координат эфф. массой $m^*(r)$. Эфф. массы нейтронов и протонов в ядре очень близки к массам свободных нуклонов. О. м. я. сыграла важную роль в развитии ядерной физики и в создании современных микроскопич. подходов в теории ядра.

Лит.: 1) Гепперт-Майер М., Иенсен И., Элементарная теория ядерных оболочек, пер. с англ., М., 1958; 2) Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; 3) Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; 4) Khodel V. A., Saperstein E. E., Finite Fermi systems theory and self-consistency relations, «Phys. Repts», 1982, v. 92, № 5, p. 183. *Э. Е. Саперштейн.*

ОБОЛО́ЧКА — твёрдое деформируемое тело, ограниченное двумя криволинейными поверхностями, расстояние между к-рыми (толщина О.) мало по сравнению с двумя другими размерами. Поверхность, к-рая делит пополам толщину О., наз. срединной поверхностью; в зависимости от очертания О. различаются по форме (рис.). О. классифицируются также по полной *кривизне* срединной поверхности — т. н. гауссовой



а *б* *в* *г*

Оболочки различной формы: *а* — цилиндрическая оболочка кругового сечения; *б* — коническая; *в* — сферическая; *г* — тороидальная.

кривизне: положительной — сферические, эллипсоидальные; нулевой — цилиндрические, конические; отрицательной — гиперболич. параболоиды, тороидальные кругового или эллипсоидального сечения во внутр. его части. О. могут иметь постоянную или переменную толщину. В зависимости от материала О. могут быть изотропными или анизотропными.

Под воздействием внеш. нагрузок в О. возникают внутр. усилия, равномерно распределённые по толщине (т. н. мембранные напряжения или напряжения в срединной поверхности), и усилия изгиба, образующие в сечениях О. изгибающие и крутящие моменты, а также поперечные силы. Благодаря наличию мембранных усилий О. сочетают значит. жёсткость и прочность со сравнительно малой массой. Если напряжениями изгиба при расчёте О. можно пренебречь, то её наз. безмоментной. Наличие моментов характерно для участков О., прилегающих к краям (т. н. краевой эффект), в зонах быстрого изменения геометрии, вблизи мест приложения сосредоточенных нагрузок. Если напряжения лежат в пределах пропорциональности для материала О., то для расчёта О. пользуются зависимостями *упругости теории*. В статич. расчёте на прочность и жёсткость определяют напряжения, деформации и перемещения разл. точек О. в зависимости от заданной нагрузки. Как правило, в расчётах на прочность прогибы О. (перемещения вдоль нормали к срединной поверхности) могут считаться малыми по сравнению с толщиной О.; тогда соотношения между перемещениями и деформациями линейны; соответственно линейными (в упругой задаче) будут основные дифференц. ур-ния.

При определении несущей способности О. часто встречаются случаи, когда осн. напряжения лежат за пределами действия *Гука закона* для материала О. Тогда в качестве исходных зависимостей следует принимать ур-ния *пластичности теории*. При проектировании конструкций из О., находящихся в условиях повышенных темп-р, надо учитывать соотношения *ползучести теории*.

Важным для О. является расчёт на устойчивость (см. *Устойчивость упругих систем*). Специфич. особенность тонкостенных О.— потеря устойчивости в виде хлопка или прощёлкивания, выражающегося в резком (катастрофич.) переходе от одного устойчивого равновесного состояния к другому. Этот переход наступает при разл. нагрузках, в зависимости от нач. несовершенств формы О., нач. напряжений и др. Если рассчитывать О. на устойчивость с помощью линейных ур-ний (как это принято для стержней или пластинок), то можно определить лишь т. н. верхнюю критич. нагрузку. Реальные О. теряют устойчивость часто значительно раньше, в зависимости от указанных выше факторов. Поэтому уточнённые расчёты на устойчивость проводятся с помощью геометрически нелинейных зависимостей. Практич. расчёты должны вестись с учётом эксперим. данных, с их статистич. обработкой. При проектировании уникальных сооружений из О.— с учётом их устойчивости — целесообразно проводить предварит. эксперименты над их моделями. Своеобразие процесса потери устойчивости О. описывается с геом. стороны *катастроф теорией*. Для обеспечения устойчивости равновесия О. часто приходится подкреплять рёбрами, напр. фюзеляжи и крылья летат. аппаратов, нек-рые типы тонкостенных перекрытий.

В задачах динамики О. рассматриваются периодич. колебания и нестационарные процессы, связанные с быстрым, или ударным, нагружением. Раздел теории О., связанный с реакцией выполненных из них конструкций на быстро возрастающую нагрузку, наз. расчётом на динамич. устойчивость. В отд. случаях несущая способность О., подверженных потере устойчивости, при быстром нагружении резко возрастает по сравнению со случаем медленного нагружения. Важным является при этом анализ процесса распространения упругих волн в материале О.

При обтекании О. потоком жидкости или газа могут наступить неустойчивые (автоколебательные) режимы, определение к-рых составляет раздел т. н. гидро- или *аэроупругости*. К ним относятся явления классич. и панельного флаттера; наблюдаются также явления срывного флаттера. Вынужденные колебания О. под действием срывных течений носят назв. бафтинга. Во мн. разделах динамики О. следует вести расчёт на основании нелинейных зависимостей. О. широко применяются в качестве покрытий зданий, в летат. аппаратах, деталях разл. машин и т. д.

Отд. класс О. составляют т. н. мягкие О., применяемые, напр., для парашютов. Подобные О. не могут иметь сжатых зон; они являются также безмоментными. При воздействии срывных течений мягкие О. подвергаются полосканию.

Наряду с металлич. О. в авиации, кораблестроении и др. областях техники всё более широко применяются О., изготовленные из композиц. и керамич. материалов. К ним относятся также О., имеющие разл. строение по толщине, с чередующимися жёсткими слоями и слоями связующего. Введение композиц. материалов даёт возможность обеспечить необходимую прочность и

жёсткость конструкции при заметно снижающейся массе. Расчёты О., выполненных из композиц. материалов, а также трёхслойных и многослойных О. представляют собой отд. разделы общей теории О.

Для расчёта О. как элементов конструкций наравне с аналитич. методами всё шире применяются самые различные числ. методы, реализуемые с использованием ЭВМ. Наиб. интенсивно развиваются методы конечных элементов и метод многоуровневых суперэлементов. Применяются также метод конечных разностей, метод динамич. программирования и др. Числ. методы служат для установления напряжённо-деформир. состояния О. и параметров их устойчивости и динамики. Подобные методы могут быть также приложены для анализа процесса возникновения и распространения трещин в материале О. При этом вводятся т. н. сингулярные элементы, отображающие напряжённое состояние у вершины трещины. Такой анализ может служить для определения параметров т. н. лавинного процесса распространения трещин, напр. в магистральных трубопроводах.

Лит.: Власов В. З., Общая теория оболочек и ее приложения в технике, М.— Л., 1949; Новожилов В. В., Теория тонких оболочек, Л., 1951; Гольденвейзер А. Л., Теория упругих тонких оболочек, 2 изд., М., 1976; Амбарцумян С. А., Общая теория анизотропных оболочек, М., 1974; Вольмир А. С., Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи аэроупругости, М., 1976; его же, Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи гидроупругости, М., 1979; Палий О. М., Спиро В. Е., Анизотропные оболочки в судостроении, Л., 1977; Методы расчета оболочек, под ред. А. Н. Гузя, т. 1—5, К., 1980—82; Васильев В. В., Механика конструкций из композиционных материалов, М., 1988.

А. С. Вольмир.

ОБОРА́ЧИВАЮЩАЯ СИСТЕ́МА — оптич. система, предназначенная для поворота изображения на 180° вокруг оптич. оси. О. с. используются в первую очередь в зрительных трубах для наблюдения наземных (а не астрономических) объектов и в микроскопах с целью восстановления правильной (прямой) ориентации изображения объекта, т. к. большинство объективов формируют перевёрнутое. В этих приборах О. с. располагается обычно между объективом и окуляром.

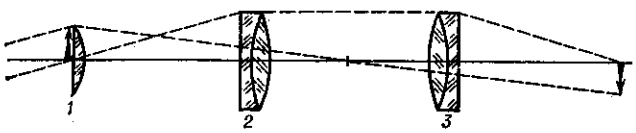


Рис. 1. Схема линзовой оборачивающей системы.

О. с. бывают призменными и линзовыми. Помимо оборачивающего действия О. с. может изменять габариты оптич. системы, укорачивая её (призменная О. с.) или удлиняя (линзовая О. с.). Обычно линзовая О. с. (рис. 1) состоит из двух сложных линз *2* и *3* и добавочной плоско-выпуклой линзы *1*, наз. коллективом, расположенной вблизи фокальной плоскости объектива, предшествующего О. с. Коллектив *1* формирует изображение входного зрачка этого объектива между линзами *2* и *3*, что позволяет свести к минимуму поперечные размеры О. с. Линзовая О. с. позволяет осуществлять скачкообразное или плавное (панкратическое) изменение масштаба изображения путём перемещения всей О. с. или её отд. частей вдоль оптич. оси. Однако применение линзовых О. с. вызывает неизбежное ухудшение качества изображения, связанное с наличием таких трудноустранимых аберраций, как кривизна изображения и вторичный спектр. Линзовые О. с. используются в перископах подводных лодок.

В призменных О. с. наиб. употребительны прямоугольные призмы с взаимно перпендикулярными гранями (т. н. призмы Порро). Проходя через неск. призм, лучи испытывают полное внутр. отражение от граней и выходят параллельно своему первонач. направлению, а изображение объекта оказывается перевёрнутым на 180° без изменения величины. На рис. 2 представлена призменная О. с. Пехана, используемая в совр. малогабаритных биноклях. Преимуществами призменных О. с. перед линзовыми являются значительно меньшее расстояние между объективом и окуляром (что позволяет использовать их, напр., в биноклях) и значительно меньшие аберрации, легко поддающиеся компенсации аберрациями др. компонентов оптич. системы, как правило аберрациями объектива.

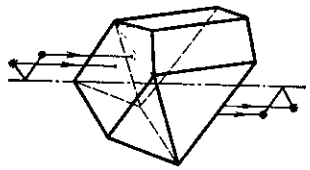


Рис. 2. Призменная оборачивающая система Пехана.

В нек-рых типах совр. оптико-электронных приборов используются волоконно-оптич. О. с.— т. н. поворотники, представляющие собой жгут оптич. волокон, выходной торец к-рых повёрнут на 180° относительно входного торца.

А. П. Грамматин.

ОБОРО́ТНЫЙ МА́ЯТНИК — прибор для эксперим. определения ускорения свободного падения g. Представляет собой физ. *маятник* в виде, напр., массивной пластины (рис.) с двумя трёхгранными ножами, из к-рых один неподвижен, а другой может перемещаться вдоль прорези на пластине. Острые рёбра ножей O_1 и O_2, помещаемые попеременно на неподвижную опору, служат осями качаний О. м. Подвижный нож перемещают вверх или вниз до тех пор, пока периоды колебаний О. м. вокруг каждой из осей не совпадут. Расстояние $O_1O_2 = l$ между осями измеряют с помощью нанесённой на пластину шкалы с нониусом. Тогда по свойствам физ. маятника O_2 будет для O_1 центром качаний, и наоборот, а период малых колебаний О. м. будет при этом равен $T = 2\pi\sqrt{l/g}$. Зная значения T и l из опыта, можно по данной ф-ле вычислить g. О. м. позволяет определить величину g со значительно более высокой степенью точности, чем матем. маятник.

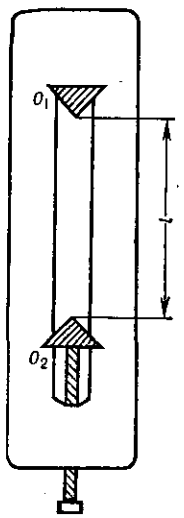


Схема оборотного маятника.

ОБРАБО́ТКА РЕЗУЛЬТА́ТОВ ИЗМЕРЕ́НИЙ — см. *Анализ данных.*

ОБРАТИ́МОСТИ ТЕОРЕ́МА (принцип обратимости хода лучей света) — одно из осн. положений *геометрической оптики*, согласно к-рому путь элементарного светового потока, распространяющегося в оптич. средах *1*, *2*, *3*... по лучу $ABCD$..., заменяется на прямо противоположный путь $DCBA$, если свет исходит в направлении, противоположном первоначальному. О. т. широко используется, в частности, при расчёте оптич. систем и построении *изображений оптических*, даваемых такими системами.

О. т. в простейшем истолковании является следствием *Снелля закона* преломления света, применяемого к двум любым расположенным одна за другой средам из последовательности *1*, *2*, *3*,...: $\sin i_1/\sin i_2 = n_2/n_1 = n_{12}$, где n_{12} — относит. показатель преломления, n_2 и n_1 — показатели преломления во второй и первой средах, i_1 — угол падения луча света на границу раздела сред, i_2 — угол преломления во вторую среду. При замене i_1 на i_2 (и наоборот) значения углов остаются неизменными, т. к. неизменны n_1 и n_2. Аналогичное положение справедливо и при отражении света, поэтому О. т. можно пользоваться в любой (как линзовой, так и зеркальной) оптич. системе.

О. т. предполагает, что ослабление луча света при его прохождении через оптич. среды не зависит от замены направления луча на противоположный. Это следует из обратимости *Френеля формул* относительно направления света.

О. т. применима и для систем, состоящих из сред с плавно изменяющимися значениями n. В средах, для к-рых характерна оптич. анизотропия, а также при высоких интенсивностях световых потоков (лазерное излучение) вопрос о применимости О. т. усложняется см. *Обращение волнового фронта*).

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.— Л., 1948; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.
Г. Г. Слюсарев.

ОБРАТИ́МЫЙ ПРОЦЕ́СС в термодинамике— процесс перехода термодинамич. системы из одного состояния в другое, к-рый может протекать как в прямом, так и в обратном направлении через те же промежуточные состояния. О. п. должен протекать столь медленно, чтобы его можно было рассматривать как непрерывный ряд равновесных состояний. Это означает, что процесс должен быть медленным по сравнению с процессами установления термодинамич. равновесия в данной системе. Строго говоря, О. п. характеризуется бесконечно медленным изменением термодинамич. параметров (плотности, давления, темп-ры и др.), определяющих равновесие системы. Такие процессы наз. также квазистатическими или квазиравновесными.

Обратимость квазиравновесного процесса следует из того, что любое промежуточное состояние есть состояние термодинамич. равновесия и не чувствительно к тому, идёт ли процесс в прямом или обратном направлении. Т. о., квазистатичность изменения термодинамич. параметров есть достаточное условие обратимости термодинамич. процесса.

О. п.— одно из осн. понятий равновесной макроскопич. термодинамики. Действительно, *первое начало термодинамики* формулируется для О. п. в виде равенства $du = \delta Q + \delta A$ между бесконечно малым приращением энергии du и суммой подведённого тепла δQ и элементарной работы δA, совершаемой над системой при квазистатич. процессе, а *второе начало термодинамики* — в виде равенства $dS = \delta Q/T$ между дифференциалом энтропии dS и отношением δQ к темп-ре T в абс. шкале, что справедливо для О. п. Для *необратимого процесса* второе начало формулируется в виде неравенства $dS > \delta Q/T$, ограничивающего возможные направления процесса.

Все процессы в природе протекают с конечной скоростью и сопровождаются явлениями трения или теплопроводности, поэтому они необратимы. О. п.— идеализация реальных процессов, протекающих так медленно, что необратимыми явлениями можно пренебречь. Иногда быстрые процессы можно рассматривать приближённо как квазиравновесные, если равновесие успевает установиться не во всей системе, а в её малых элементах объёма, и *производством энтропии* можно пренебречь (напр., распространение звука в приближении идеальной гидродинамики).

Микроскопич. теорию О. п. изучают в *статистической физике*, где рассматривают малые квазистатич. возмущения распределения Гиббса при медленном изменении внеш. параметров.

Лит. см. при ст. *Термодинамика.*
Д. Н. Зубарев

ОБРА́ТНАЯ ВОЛНА́ — волна с противоположно направленными фазовой и групповой скоростями. Впервые термин «О. в.» введён в ВЧ-электронике, где на взаимодействии О. в. с электронными пучками основано действие широкого класса СВЧ-приборов — *ламп обратной волны*. Волны с подобными свойствами известны также в пространственно-периодич. структурах и средах.

Простейшими примерами О. в. являются системы с плоскими волнами, в частности в линиях передачи, где распространение волн возможно только вдоль к.-л. определённого направления. В однородных линиях передачи для гармонич. процессов $\mathrm{Re}\exp i(\omega t - kx)$, когда фазовая скорость равна $v_\phi = \omega/k$, а групповая скорость $v_{гр} = d\omega/dk$, существует О. в. при

$$\frac{k}{\omega}\frac{d\omega}{dk} < 0. \qquad (*)$$

Здесь $\omega = \omega(k)$ — дисперсионная характеристика (см. *Дисперсия волн*), k — волновое число.

По существу $v_{гр}$ является скоростью перемещения волнового пакета — набора гармонич. волн с частотами $\omega\in(\omega_0 - \Delta\omega,\ \omega_0 + \Delta\omega)$ из узкого интервала $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$, так что поток энергии S и её погонная плотность W связаны соотношением $S = Wv_{гр}$. Поскольку W, вообще говоря, положительна, то в О. в. направление переноса энергии противоположно направлению перемещения фаз.

Условие $(*)$, согласно к-рому $(\omega/v_\phi)(dv_\phi/d\omega) > 1$, может выполняться только в системах с т. н. аномальной дисперсией, когда $(\omega/v_\phi)(dv_\phi/d\omega) > 0$. На рис. 1 приведено несколько примеров дисперсионных характеристик: для волн в полых волноводах с замагниченной плазмой (*1*) и в волноводах, частично заполненных изотропной плазмой (*2*), для быстрых циклотронных волн в потоках заряж. частиц, направляемых маги. полем (*3*).

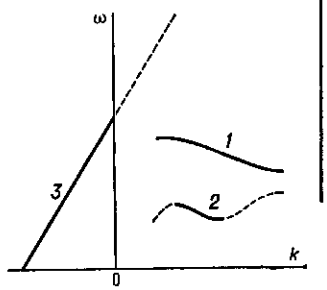


Рис. 1. Дисперсионные характеристики обратных волн (сплошные линии); пунктирные линии соответствуют прямым волнам.

В периодич. структурах, когда волновые процессы можно представить в виде набора (ряд Флоке) пространств. гармоник

$$\mathrm{Re}\exp i[\omega t - k_0 x - (2\pi/D)nx],\ n = \pm 1, \pm 2, \ldots,$$

где D — период, обратными являются гармоники с $n < -(k_0 D/2\pi)$, поскольку направление их фазовых скоростей противоположно направлению потока энергии волны. При синхронном взаимодействии одной из таких пространств. гармоник с к.-л. др. волнами, потоками частиц или просто периодически расположенными излучателями термин «О. в.» относится и к волне в целом, если вклад остальных гармоник в энергообмен несуществен.

Напр., для цепочки связанных маятников дисперсионная характеристика состоит из отд. ветвей (рис. 2), к-рые в области $k < 0$ соответствуют обратным гармоникам, т. к. их фазовые скорости отрицательны, а направление групповой скорости, общей для всех пространств. гармоник, положительно. В фильтре высоких частот (рис. 3, *а*) О. в., в отличие от предыдущего, является и осн. гармоника, расположенная в интервале $-\pi/D < k < \pi/D$.

Как известно, в потоках частиц, в линиях передач с активными элементами и вообще в неравновесных средах возможно распространение волновых возмущений с т. н. отрицательной «псевдоэнергией», т. е. волн, возбуждение к-рых приводит к уменьшению энергии системы. Если такая волна обратная, $(k/\omega)(d\omega/dk) < 0$, то направление переноса энергии в ней будет совпадать с направлением фазовой, а не групповой скорости. О. в. с положительной и отрицательной энергиями приводят к разл. эффектам при синхронном взаимодействии их с обычными прямыми, $(k/\omega)(d\omega/dk) > 0$, волнами. Если в первом случае возникает полоса запирания (рис. 4, *а*), т. е. область частот $\Delta\omega_3$, где $\mathrm{Im}k \neq 0$ даже при отсутствии тепловых потерь, то во втором — система становится абсолютно неустойчивой и амплитуды обеих взаимодействующих волн в полосе $\Delta k_н$ (рис. 4, *б*) нарастают во времени экспоненциально; причём в волне с отрицат. «псевдоэнергией» это происходит за счёт уменьшения энергии, а в волне с положит. энергией — соответственно за счёт её увеличения.

В однородной и изотропной среде групповая скорость $v_{гр}$ и волновой вектор $\mathbf{k}$, определяющий перемещение фаз $\exp i(\omega t - \mathbf{kr})$, могут быть только параллельными (прямые волны) или антипараллельными (О. в.). Интересным примером О. в. являются плоские эл.-маги. волны в «экзотической» среде с электрич. и магн. проницаемостями $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$, осуществимой в принципе с помощью искусств. рассеивателей. В анизотропной же среде понятия прямых и О. в. строго применимы лишь к вполне определённым направлениям, связанным с гл. осями тензоров восприимчивости или деформации.

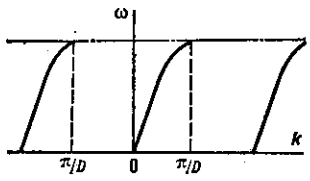


Рис. 2. Дисперсионная характеристика волны, распространяющейся в цепочке упругосвязанных маятников. Левая ветвь ($k < 0$) соответствует обратной пространственной гармонике.

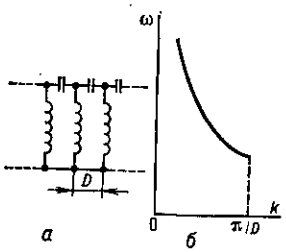


Рис. 3. Электрическая схема фильтра высоких частот (*а*) и дисперсионная характеристика распространяющейся в нём волны с отрицательной групповой скоростью $v_{гр} < 0$ (*б*).

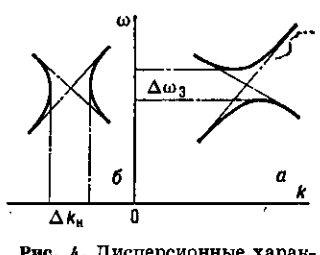


Рис. 4. Дисперсионные характеристики связанных прямой и обратной волн: обе волны с положительной энергией (*а*), одна из волн с положительной, а другая с отрицательной энергиями (*б*).

Лит.: Бриллюэн Л., Пароди М., Распространение волн в периодических структурах, пер. с франц., М., 1959; Силин Р. А., Сазонов В. П., Замедляющие системы, М., 1966; Веселаго В. Г., Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ, «УФН», 1967, т. 92, с. 517. *Н. Ф. Ковалёв.*

ОБРАТНАЯ РЕШЁТКА — периодич. решётка в обратном пространстве, элементарные векторы трансляции к-рой $\boldsymbol{b}_i$ связаны с осн. векторами трансляции $\boldsymbol{a}_i$ исходной *Браве решётки* (прямой решётки) условиями

$$\boldsymbol{b}_i\boldsymbol{a}_j = \begin{cases} 2\pi, & i = j; \\ 0, & i \neq j. \end{cases} \qquad (1)$$

Узлы О. р. задаются соотношениями $\boldsymbol{G} = \sum_i L_i \boldsymbol{b}_i$, где L_i — произвольные целые числа, $i = 1, 2, 3$ для трёхмерной решётки, $i = 1, 2$ для двухмерной. Размерность О. р. совпадает с размерностью прямой решётки. Так, для трёхмерной прямой решётки О. р. является трёхмерной с элементарными векторами трансляции, равными в соответствии с (1):

$$\boldsymbol{b}_1 = 2\pi[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{a}_3]/V;\ \boldsymbol{b}_2 = 2\pi[\boldsymbol{a}_3\boldsymbol{a}_1]/V;\ \boldsymbol{b}_3 = 2\pi[\boldsymbol{a}_1\boldsymbol{a}_2]/V. \qquad (2)$$

Здесь $V = (\boldsymbol{a}_1[\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{a}_3])$ — объём элементарной ячейки прямой решётки; объём элементарной ячейки О. р. равен $(2\pi)^3/V$. Вектор О. р. $\boldsymbol{G}_{hkl} = h\boldsymbol{b}_1 + k\boldsymbol{b}_2 + l\boldsymbol{b}_3$ перпендикулярен плоскости с *индексами кристаллографическими* h, k, l.

Между прямыми и О. р. имеется взаимно однозначное соответствие, причём прямая решётка является обратной к обратной. Поэтому для каждого кристалла О. р. вводится однозначно, а симметрия О. р. полностью определяется симметрией решётки Браве кристалла. Напр., О. р. для простой кубич. решётки — простая кубическая, для гранецентрир. кубической — объёмноцентрир. кубическая (и наоборот) и т. д.

Понятие О. р. является одним из основных в физике твёрдого тела. О. р. определяет структуру пространства квазиимпульсов *квазичастиц*. Их волновые векторы определены с точностью до векторов трансляции О. р. $\boldsymbol{G}$; состояния квазичастиц, для которых квазиимпульсы отличаются на величину $\hbar\boldsymbol{G}$, а остальные квантовые числа одинаковы, тождественны. Поэтому область всех физически неэквивалентных значений волнового вектора квазичастицы образует элементарную ячейку О. р. Соответственно энергетич. спектр квазичастиц и др. ф-ции волнового вектора являются периодич. ф-циями векторов трансляции О. р. При этом мн. характеристики квазичастиц кристалла могут задаваться разложением в ряд Фурье по векторам трансляции О. р. Это позволяет перейти к квазиимпульсному представлению для операторов и волновых ф-ций квазичастиц по аналогии с переходом к импульсному представлению для частиц в свободном пространстве (см. *Импульсное представление* в квантовой механике).

Экстремумы энергетич. спектра обычно соответствуют точкам высокой симметрии ячеек О. р. При столкновениях квазичастиц сумма их квазиимпульсов сохраняется с точностью до $\boldsymbol{G}$ (см. *Переброса процессы*). *Вигнера — Зейтца ячейка* О. р. является первой *Бриллюэна зоной* для кристалла.

О. р.— важный матем. образ, находящий многочисл. применения в кристаллографии и физике твёрдого тела. Напр., понятие О. р. удобно использовать при описании дифракции частиц на кристаллич. решётке (см. *Дифракция нейтронов*, *Нейтронография структурная*, *Рентгеновский структурный анализ*, *Электронография*). Соответственно нейтроно- и рентгенограммы кристалла могут дать «изображение» О. р.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979. *А. Э. Мейерович.*

ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ — воздействие результатов к.-л. процесса на его протекание; самовоздействие, взаимовлияние разл. степеней свободы *динамической системы*. Если нач. отклонение к.-л. характеристики процесса от её исходного значения приводит благодаря действию О. с. к дальнейшему росту этого отклонения, то О. с. наз. положительной, а в противоположном случае — отрицательной.

Термин «О. с.» первоначально появился в радиоэлектронике, где им обозначалось электрич. воздействие анодной цепи лампового усилителя на цепь сетки усиливающей лампы (см. *Генератор электромагнитных колебаний*). Впоследствии этот термин использовался для обозначения воздействия управляемого процесса на орган управления автоматич. регулирования, а также для обозначения эффектов взаимовлияния хим. и тепловой степеней свободы системы в теории теплового взрыва. При разработке теории нелинейных колебаний понятие О. с. применялось Л. И. Мандельштамом, А. А. Андроновым и др. для общей характеристики особенностей нелинейного взаимодействия разл. степеней свободы динамич. систем. Термин «О. с.» широко использовался по отношению к любым эффектам самовоздействия в физ., хим., биол., социологич. и др. системах, осуществляемым либо с помощью внеш. цепи, либо в силу природы их внутр. устройства.

Простейшим примером системы с положительной О. с. является усилитель с громкоговорителем, звуковой сигнал к-рого воздействует на микрофон, подключённый к входу усилителя. Хорошо известный эффект самовозбуждения такой системы обусловлен О. с., реализуемой по акустич. каналу. Аналогично положительная О. с. по оптич. каналу осуществляется с помощью телекамеры, установленной против экрана телевизора, на вход к-рого через усилитель подаётся сигнал с телекамеры (рис. 1). Результатом самовозбуждения в такой системе являются спонтанно возникающие узоры на экране телевизора.

В качестве примера устройств с отрицательной О. с. можно привести разл. системы автоматич. регулирования. Так, механич. отрицательная О. с. имеется в цент-

робежном регуляторе Уатта, используемом для стабилизации скорости вращения вала паровой машины. Исследование Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) и И. А. Вышнеградским свойств такого регулятора положило начало теории О. с. В стабилизаторе напряжения

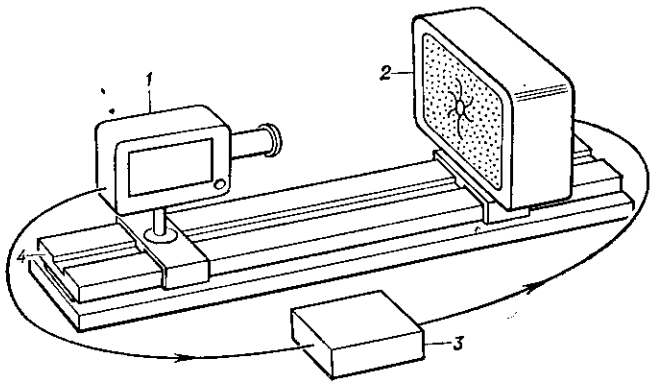


Рис. 1. Блок-схема электрооптической системы с обратной связью: *1* — телекамера; *2* — монитор; *3* — усилитель в цепи обратной связи; *4* — оптическая скамья.

в результате электрич. отрицательной О. с. происходит увеличение (или уменьшение) напряжения, вызывающее соответственное увеличение (или уменьшение) его внутр. сопротивления. По аналогичному принципу сконструирована автоматич. регулировка усиления в радиоприёмниках и ряде др. устройств.

Системы с О. с. часто представляют в виде схемы, на к-рой сигнал с выхода усилителя поступает на его вход (рис. 2). В общем случае блок «усилитель» на схеме понимается как устройство, осуществляющее по известному закону преобразование входного сигнала z в выходной сигнал Z. Преобразование сигнала О. с. $x \to X$ по известному или заданному алгоритму происходит в цепи О. с.

Для полного теоретич. описания системы, изображённой на рис. 2, необходимо также задать правило ответвления сигнала x в цепь О. с. от общего сигнала Z

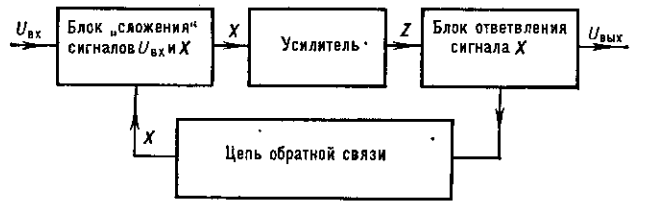


Рис. 2. Блок-схема системы с обратной связью.

на выходе усилителя и закон «сложения» сигнала X с входным сигналом $U_{вх}$ на входе усилителя. Важной характеристикой О. с. при этом является коэф. передачи β по каналу О. с., к-рый показывает долю выходного сигнала, передаваемого на вход усилителя, $X = \beta Z$. В устройствах автоматич. регулирования в цепь О. с. ответвляется «сигнал ошибки», пропорц. разности сигнала на выходе усилителя и нек-рого эталонного сигнала U_0. Соответственно, закон «сложения» сигналов на входе усилителя может иметь как простейший вид $z = U_{вх} + X$, так и более сложный, учитывающий, напр., фазовые соотношения между сигналами переменного тока. Задачей теории О. с. является описание поведения системы с разл. законами преобразования $z \to Z$, $Z \to x$, $x \to X$, $(X,\ U_{вх}) \to z$, к-рые могут иметь характер алгебраич. действий, дифференцирования, интегрирования и т. п.

В радиоэлектронике используется термин «запаздывающая О. с.» для цепей О. с., содержащих линию задержки. Если цепь О. с. по переменному току содержит фазосдвигающие элементы, то О. с. наз. комплексной. В нелинейной оптике и нек-рых др. дисциплинах вместо термина «запаздывающая О. с.» используют термин «инерционное самовоздействие» или «инерционная нелинейность». В теории автоматич. регулирования употребляют термины «непрерывная О. с.», если сигнал О. с. подаётся на вход системы в течение всего процесса управления, или «прерывистая О. с.», если сигнал по цепи О. с. поступает периодически (или по заданной программе). О. с., охватывающая всю систему управления в целом, наз. полной, для О. с., замыкающейся в отд. части системы, используется термин «локальная О. с.». В биологии О. с. характеризуют по механизму её реализации (напр., кинетич. О. с. или биохим. О. с.), а также по функциональному назначению соответствующей цепи (О. с. для регуляции метаболич. процессов, О. с. в цепи гормональной регуляции и т. п.).

В связи с чрезвычайно общим, междисциплинарным характером понятия «О. с.» его дальнейшую детализацию удобно проводить, отправляясь от числа степеней свободы и типа преобразования сигналов в модели, изображённой на рис. 2.

О. с. в сосредоточенных системах осуществляется посредством зависимости скоростей dx_i/dt от значений самих величин x_i, характеризующих процесс в данный момент времени. Теоретически такая связь описывается системой обыкновенных дифференц. ур-ний:

$$\frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, \ldots, x_n), \quad i = 1, \ldots, n, \qquad (1)$$

где f_i — нек-рые функции, в общем случае — нелинейные; n — размерность фазового пространства.

Величины x_i оказывают воздействие на величины скоростей dx_i/dt, а скорости dx_i/dt в свою очередь инерционным образом влияют на величины x_i, определяя их приращение dx_i за интервал времени dt. В результате осуществляется самовоздействие — величины x_i оказывают влияние на самих себя.

Важнейшим элементом анализа системы (1) является исследование *бифуркации* стационарных решений при изменении параметров задачи и соответствующих изменений фазового портрета системы (см. *Нелинейные колебания и волны*).

Наглядным примером влияния О. с. на динамику системы с $n = 1$ может служить теория теплового взрыва. В этой теории скорость изменения темп-ры dT/dt определяется конкуренцией энерговыделения химической реакции $Q_в = W \exp(-T_0/T)$ и теплопотерь $Q_п = \eta(T - T_н)$:

$$\frac{dT}{dt} = W\exp(-T_0/T) - \eta(T - T_н). \qquad (2)$$

Здесь T_0 — энергия активации реакции, $T_н$ — темп-ра окружающей среды, W и η характеризуют соответственно тепловой эффект реакции и интенсивность теплообмена. В теории имеется два существенных параметра: $p = W/(\eta T_0)$ и $\Phi_н = T_н/T_0$, причём величина p играет роль коэф. передачи по каналу О. с. Стационарная темп-ра $\Phi = T/T_0$ в соответствии с (2) определяется из ур-ния

$$\exp(-1/\Phi) = (\Phi - \Phi_н)/p. \qquad (3)$$

На рис. 3 (диаграмма Семёнова) изображены графики левой и правой частей ур-ния (3), к-рые характеризуют соотношение между энерговыделением и теплоотводом. Видно, что при $p < p_1$ или $p > p_2$ уравнение (3) имеет единственное решение, в то время как при $p_1 < p < p_2$ — *стационарных состояний* системы три. Из них два крайних (высоко- и низкотемпературное) устойчивы, а сред-

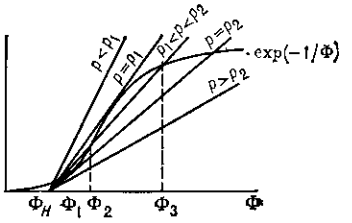


Рис. 3. Диаграмма Семёнова.

нее (темп-ра воспламенения) неустойчиво. При малом превышении этой темп-ры энерговыделение превышает теплоотвод, что ведёт к увеличению скорости реакции и её дальнейшему лавинообразному ускорению (тепловой взрыв). Мн. процессы (взрыв, воспламенение, электрич. пробой и т. д.) являются следствием положительной О. с. в системе (см. *Термодинамика неравновесных процессов*).

Как следует из (3), при плавном изменении коэф. передачи стационарная темп-ра может изменяться гистерезисным образом (рис. 4). Явление, для к-рого характерно существование в системе двух устойчивых стационарных состояний, наз. бистабильностью. Бистабильность даёт возможность скачкообразных изменений состояния системы при непрерывном изменении соответствующего параметра, напр. коэф. передачи по каналу О. с. Теория скачкообразных изменений при непрерывном изменении параметра составляет предмет *катастроф теории*. Отображение гладкой поверхности Φ на плоскость параметров p и $\Phi_н$ характеризуется особенностью, называемой особенностью типа сборки (рис. 5). Отвечающая этой особенности бифуркац. граница $p = y^2\exp(1/y)$, $y = (1 \pm \sqrt{1 \pm 4\Phi_н})/2$, разделяет на плоскости параметров $\{p, \Phi_н\}$ области, в к-рых ур-ние (3) имеет одно или три стационарных состояния.

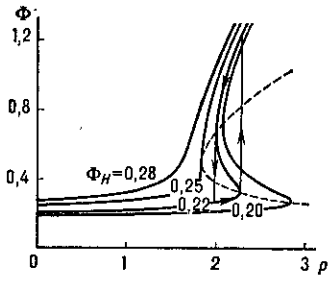


Рис. 4. Зависимость стационарной температуры Ф от параметра p. Пунктиром обозначена спинодаль — кривая, проходящая через точки, где $\Phi(p)$ имеет вертикальную касательную. Для кривой $\Phi_н = 0{,}22$ стрелками показана петля гистерезиса.

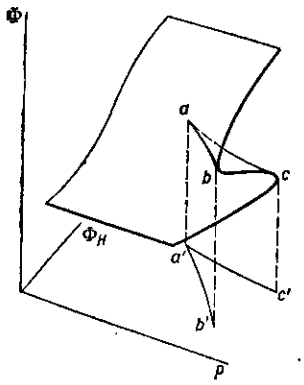


Рис. 5. Катастрофа сборки, характерная для задач теории теплового взрыва.

К тем же выводам можно прийти, рассматривая изображённый на рис. 2 усилитель, к-рый в отсутствие О. с. характеризуется нелинейной передаточной ф-цией $Z = f(z)$. В установившемся режиме величина сигнала z на входе усилителя определяется из ур-ния

$$U_{вх} + \beta f(z) = z, \qquad (4)$$

где β — коэф. передачи по каналу О. с. Для нелинейной характеристики вида $f(z) = A\exp(-U_0/z)$ ур-ние (4) сводится к (3) простым переобозначением переменных. Если же усилитель без О. с. характеризуется линейным коэф. усиления $K_0[f(z) = K_0 z]$, то из (4) определяется коэф. усиления K усилителя с О. с.: $K = K_0/(1-\beta K_0)$. Случай $\beta K_0 = 1$ соответствует потере устойчивости и возможности самовозбуждения усилителя.

Для нелинейного усилителя, описываемого ур-нием (4), аналогом рис. 4 является N-образная вольт-амперная характеристика, содержащая падающий участок. В ряде устройств полупроводниковой электроники (*Ганна диод*, *туннельный диод* и др.) аналогичный N-образный вид вольт-амперной характеристики реализуется благодаря положительной О. с., возникающей при разогреве электронов в зонах проводимости (см. *Горячие электроны*).

Эффекты бистабильности (или мультистабильности), соответствующие скачки и гистерезисные явления характерны для мн. систем с положительной О. с. Напр., рис. 4 имеет качественно тот же вид, что и V — T-диаграмма, описываемая ур-нием Ван-дер-Ваальса; т. о., бистабильные системы ведут себя подобно системам с фазовым переходом (см. *Синергетика*).

В механич. системах примером бистабильности является скачкообразное изменение прогиба упругой пластинки под действием приложенной нагрузки. В оптич. системах важную роль играет бистабильность интенсивности когерентного света в резонаторе Фабри — Перо с насыщающимся поглотителем. Эффекты бистабильности можно наблюдать при лазерном нагреве среды с обратимой хим. реакцией $A \rightleftarrows B$ в случае, когда свет селективно поглощается одним из реагентов.

В каждом из перечисленных примеров можно выделить свой механизм формирования О. с. Напр., при лазерном нагреве химически активная О. с. обусловлена зависимостью констант скоростей реакций от темп-ры и изменением поглощения света при изменении концентрации реагентов.

Новые динамич. свойства систем с О. с. возникают при увеличении числа степеней свободы. Так, для систем, описываемых двумя ур-ниями (1), на фазовой плоскости наряду с особыми точками — состояниями равновесия, могут также возникать особые траектории — предельные циклы, отвечающие *автоколебаниям*. Примером механич. системы с автоколебаниями являются часы с анкерным устройством, к-рое осуществляет О. с. между источником энергии (пружиной, гирей) и маятником.

Автоколебания — общее свойство нелинейных систем с положительной О. с. Колебания в газовом разряде, вызывающие мерцание неоновой рекламы, и самопроизвольное завывание водопроводной трубы при открывании крана, флаттер самолётов и звучание духовых и смычковых музыкальных инструментов с позиций теории отличают лишь физ. механизмы формирования О. с. между разл. степенями свободы соответствующих систем и конкретные виды нелинейности.

В биол. системах важную роль играет О. с., ответственная за возникновение биоритмов и др. периодич. процессов, напр. дыхания и сердцебиения (см. *Биофизика*).

В экол. системах хорошо известны периодич. колебания численности популяций в сообществах типа «хищник — жертва». О. с. здесь осуществляется за счёт увеличения (уменьшения) скорости прироста численности хищников при увеличении (уменьшении) числа жертв, являющихся для них пищей.

В теории сосредоточенных систем с большим числом степеней свободы важную роль играет то обстоятельство, что динамич. переменные, как правило, изменяются с разными скоростями. Напр., в системе, описываемой ур-нием

$$\frac{dx_1}{dt} = f_1(x_1, x_2), \quad \varepsilon\frac{dx_2}{dt} = f_2(x_1, x_2), \qquad (5)$$

где ε — малый параметр, а f_1 и f_2 — одного порядка, x_1 является «медленной», а x_2 «быстрой» переменной. Эволюция такой системы на фазовой плоскости происходит след. образом. Из нач. состояния система «быстро» релаксирует к нуль-изоклине $x_2 = g(x_1)$, определяемой из ур-ния $f_2(x_1, x_2) = 0$, а затем «медленно» релаксирует вдоль этой нуль-изоклины к устойчивому состоянию равновесия. Это означает, что осн. время система пребывает вблизи траектории $x_2 = g(x_1)$, т. е. переменная x_2 «подчинена» переменной x_1. Утверждение составляет содержание принципа подчинения, в силу к-рого дифференц. связь, задаваемая вторым ур-нием (5), может быть заменена на алгебраич. связь между пере-

менными x_2 и x_i. Такое приближение, наз. адиабатическим, позволяет уменьшить число степеней свободы системы и тем самым упростить исходную задачу. Вследствие принципа подчинения поведение системы в целом определяется законом эволюции медленной переменной, к-рую в этом случае называют параметром порядка. Особое значение имеет то обстоятельство, что принцип подчинения наиб. ярко проявляется в точках бифуркаций, где поведение системы определяется только параметрами порядка (см. *Гинзбурга — Ландау теория*).

В силу принципа подчинения динамич. особенности системы (5) могут быть определены непосредственно

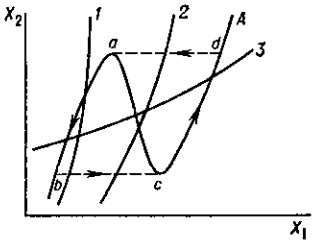


Рис. 6. *N*-образная нуль-изоклина «быстрой» переменной (*A*), пересекающаяся с монотонной нуль-изоклиной «медленной» переменной. Различные случаи отвечают ждущему (*1*), автоколебательному (*2*) и триггерному (*3*) режимам.

по форме и взаимному расположению её нуль-изоклин. Если, напр., нуль-изоклина ур-ния для быстрой переменной имеет *N*- или *И*-образный вид (рис. 6), то в зависимости от характера её пересечения с нуль-изоклиной ур-ния для медленной переменной можно выделить случаи, отвечающие ждущему, автоколебательному и триггерному режимам. В автоколебат. режиме единств. состояние равновесия (точка пересечения нуль-изоклин) неустойчиво и система движется вдоль *предельного цикла*, состоящего из участков *ab* и *cd* медленных движений и быстрых скачкообразных движений на участках *bc* и *da*. Строгое обоснование правил «сшивок» траекторий быстрых и медленных движений даёт теория асимптотич. разложений решений обыкновенных дифференциальных ур-ний, содержащих малый параметр при старшей производной.

С ростом числа степеней свободы усложнение динамики системы, напр. при изменении коэф. передачи по каналу О. с., может осуществляться за счёт бифуркаций периодич. движений, приводящих, в частности, к рождению *странного аттрактора*. Поведение фазовых траекторий на таком аттракторе и вблизи него хаотично, поэтому с рождением странного аттрактора связывают возникновение в системах хаотич. движения (см. *Стохастические колебания*).

Такое хаотич. движение может демонстрировать уже система, состоящая всего из трёх ур-ний типа (1) (см. *Лоренца система*).

Аналогичное усложнение динамики системы наблюдается при наличии запаздывания в цепи О. с., когда простейших нелинейностей достаточно для того, чтобы, изменяя коэф. передачи по каналу О. с., реализовать множество динамич. режимов: от простейших колебаний до хаоса.

О. с. в системах с распределёнными параметрами носит нелокальный характер, т. е. взаимовлияние осуществляется между величинами, расположенными в разл. точках пространства. Во многих физ. и хим. системах такое взаимовлияние обусловлено процессами необратимого переноса типа диффузии. В этих системах нелокальная О. с. теоретически описывается системой ур-ний в частных производных:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = \nabla(D_{ij}\nabla u_j) + f_i(u_1, \ldots u_n) \qquad (6)$$
$$(i = 1, \ldots, n),$$

где D_{ij} — матрица коэф. диффузии, в общем случае нелинейная и недиагональная, u_i — переменная, описывающая поведение системы.

В случае одномерной и однокомпонентной среды с постоянной диффузией ($D_{ij} = D = \text{const}$) ур-ние (6) принимает вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + f(u). \qquad (7)$$

Если ф-ция $f(u)$ имеет *N*-образный вид, то ур-ние (7) описывает движение стационарной волны переключения (см. *Автоволны*). Матем. образом такой волны на фазовой плоскости (u_ξ, u), $\xi = x - vt$, является сепаратриса, соединяющая два устойчивых стационарных состояния $u_1 = u(-\infty)$ и $u_3 = u(\infty)$. Модель (7) характерна для мн. задач физики горения, биологии, экологии и т. д. Она рассматривалась в 30-е гг. А. Н. Колмогоровым, П. Г. Петровским, Н. С. Пискуновым (распространение эпидемий) и Я. Б. Зельдовичем и Д. А. Франк-Каменецким (волна горения). Причиной нетривиального поведения систем типа (7) является положительная О. с., формирующаяся между потоком $j = -D\partial u/\partial x$ и самой величиной u. Для стационарной волны переключения такое самовоздействие осуществляется по схеме

$$\partial j/\partial u = \Psi(j, u).$$

В многокомпонентных ($n > 1$) системах ур-ния (6) описывают О. с. между разл. потоками j_k. Наличие О. с. между потоками вблизи положений равновесия в термодинамике впервые отмечено Л. Онсагером (см. *Онсагера теорема*).

С помощью моделей одномерных двухкомпонентных ($n = 2$) систем с постоянной диагональной диффузией

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = D_{11}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + f_1(u_1, u_2),$$
$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = D_{22}\frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + f_2(u_1, u_2) \qquad (8)$$

удаётся описать такие явления, как распространение *нервного импульса* [А. Л. Ходжкин (A. L. Hodgkin), А. Ф. Хаксли (A. F. Huxley), 1952], формирование стационарных неоднородных структур [А. М. Тьюринг (A. M. Turing), 1952; см. *Диссипативные структуры*], автоколебат. процессы в реакциях Белоусова — Жаботинского и т. д. Ур-ния (8) описывают системы, в к-рых формируются О. с. между скоростями $\partial u_i/\partial t$, потоками $\partial u_i/\partial x$ и самими величинами u_i. На языке теории нелинейных волн такие О. с. приводят к эффектам синхронизации и конкуренции мод, что в свою очередь влечёт за собой разл. явления самоорганизации.

Для достаточно «быстрых» нелинейностей, когда времена релаксации τ различных физ. величин, от к-рых зависит τ, сопоставимы с обратной частотой световой волны ω^{-1}, самовоздействие света приводит к разл. эффектам генерации гармоник, *вынужденному рассеянию света* и др. Максимальный коэф. передачи по каналу положительной О. с. в этих случаях обеспечивается при выполнении условий резонансной связи мод (условий фазового синхронизма).

Др. примером самовоздействия являются эффекты типа самофокусировки и самодефокусировки излучения, обусловленные деформацией фазового фронта распространяющейся волны. Напр., в среде с показателем преломления n, зависящим от интенсивности световой волны $n = n_0 + n_2E^2$ (безынерц. нелинейность), положительная О. с. формируется за счёт отклонения лучей в область большого показателя преломления, что в свою очередь приводит к росту показателя преломления за счёт роста интенсивности света, фокусируемого такой нелинейной линзой. Если коэф. передачи по каналу такой положительной О. с. превышает коэф. передачи по каналу отрицательной О. с., связанной с дифракцией света, то наблюдается эффект самосжатия, «схлопывания» лазерного пучка при его распространении через нелинейную среду.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в хими-

ческой кинетике, 3 изд., М., 1987; Николис Г., Пригожин И., Самоорганизация в неравновесных системах, пер. с англ., М., 1979; Физика XX века. Развитие и перспективы. Сб. ст., М., 1984; Хакен Г., Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г., Автоволновые процессы, М., 1987; Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С., Термохимическое действие лазерного излучения, «УФН», 1982, т. 138, с. 45; их же, Структуры при лазерном окислении металлов, «УФН», 1987, т. 152, с. 162.

Н. В. Карлов, Б. С. Лукьянчук.

ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ МЕТОД — метод исследования нек-рых *нелинейных уравнений математической физики*. Введён К. Гарднером (C. S. Gardner), Дж. Грином (J. M. Greene), М. Крускалом (M. D. Kruskal) и Р. Миурой (R. M. Miura) в 1967, хотя отд. элементы метода были известны ещё в 19 в. (см. *Беклунда преобразование*). Основан на представлении исследуемого нелинейного ур-ния в виде условия совместности для системы линейных ур-ний. Первонач. вариант метода, использующий теорию рассеяния для дифференц. операторов (отсюда назв. метода), был применён к *Кортевега — де Фриса уравнению*

$$u_t - 6uu_x + u_{xxx} = 0, \qquad (1)$$

к-рое является условием совместности переопределённой линейной системы ур-ний

$$(\hat{L} - \lambda^2)\psi = 0, \qquad (2)$$

$$\psi_t + \hat{A}\psi = 0, \qquad (3)$$

$\hat{L} = -d^2/dx^2 + u(x, t)$, $\hat{A} = 4d^3/dx^3 + 3[ud/dx + (d/dx)u]$

и эквивалентно операторному соотношению (представлению Лакса)

$$\partial\hat{L}/\partial t = [\hat{L}, \hat{A}]. \qquad (4)$$

Ур-ние (2) — стационарное одномерное *Шрёдингера уравнение* с потенциалом $u(x, t)$, зависящим от времени t как от параметра [предполагаем, что $u(x, t)$ достаточно быстро убывает при $x \to \pm\infty$].

Основные понятия. Волновые ф-ции ψ, соответствующие непрерывному спектру оператора $\hat{L}$, определим асимптотич. выражениями

$$\psi \to e^{-i\lambda x} + r(\lambda, t)e^{-i\lambda x} \quad \text{при } x \to +\infty,$$
$$\psi \to a^{-1}(\lambda, t)e^{i\lambda x} \quad \text{при } x \to -\infty.$$

Из представления (4) следуют соотношения

$$r(\lambda, t) = r(\lambda, 0)e^{8i\lambda^3 t}, \quad a(\lambda, t) = a(\lambda, 0),$$
$$r(\lambda, 0) \equiv r(\lambda), \quad a(\lambda, 0) \equiv a(\lambda). \qquad (5)$$

Ф-ция $r(\lambda, t)$ имеет смысл амплитуды рассеяния назад, ф-ция $a^{-1}(\lambda)$ — амплитуды рассеяния вперёд. Ф-ция $a(\lambda)$ аналитична и имеет на верх. мнимой полуоси конечное число нулей $\lambda_n = i\varkappa_n$, определяющих дискретный спектр оператора Шрёдингера $\hat{L}$. Положение нулей не зависит от времени. Собств. ф-ции дискретного спектра $\psi_n(x, t)$ определим нормировкой $\psi_n \to \exp(-\varkappa_n x)$ при $x \to +\infty$, тогда $\psi_n \to c_n(t)\exp(\varkappa_n x)$ при $x \to -\infty$. Из ф-л (5) следует, что

$$c_n(t) = c_n(0)\exp\left(8\lambda_n^3 t\right), \quad c_n(0) \equiv c_n. \qquad (6)$$

Рассмотрим интегральное уравнение Гельфанда — Левитана — Марченко для ф-ции $K(x, z)$, позволяющей решить обратную задачу рассеяния:

$$K(x, z) + F(x + z) + \int_x^\infty K(x, s)F(s + z)ds = 0, \qquad (7)$$

здесь

$$F(\xi) = \sum_{n=1}^{N} M_n^2 e^{-\varkappa_n \xi} + \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} r(\lambda)e^{i\lambda\xi}d\lambda,$$

$$M_n^2 = ic_n/(da/d\lambda)_{\lambda=i\varkappa_n}$$

При помощи ф-лы $u(x) = 2dK(x, x)/dx$ можно восстановить потенциал в ур-нии Шрёдингера (2) по набору т. н. данных рассеяния, т. е. величин $r(\lambda)$, $\varkappa_n$, c_n. При физически очевидных предположениях $|r(\lambda)| < 1$, $M_n^2 > 0$, $\varkappa_n > 0$ эта задача однозначно разрешима. Вместо данных рассеяния можно говорить о функции $F(\xi)$.

О. з. р. м. основан на соотношениях (5), (6), определяющих зависимость данных рассеяния от времени и позволяющих решать задачу Коши для ур-ния (1) по схеме

$$u(x) \xrightarrow{\text{I}} F(\xi) \xrightarrow{\text{II}} F(\xi, t) \xrightarrow{\text{III}} u(x, t).$$

На I этапе решается прямая задача рассеяния, на III этапе — обратная. Для эфф. решения этих задач, вообще говоря, необходимы численные расчёты. Достоинство О. з. р. м. состоит в том, что он позволяет сколь угодно далеко продвинуться по времени без потери точности.

При $r(\lambda) = 0$ ур-ние (7) сводится к системе N линейных алгебраич. ур-ний и его решение выражается в элементарных ф-циях. Это решение описывает взаимодействие N уединённых волн (*солитонов*) и наз. N-солитонным. При любом t профили N-солитонных решений представляют собой по отношению к ур-нию Шрёдингера безотражат. потенциалы (потенциалы Баргмана), на к-рых не происходит отражения назад.

Описанный вариант О. з. р. м. можно рассматривать как нелинейный аналог метода разделения переменных при решении задачи Коши для линейных эволюц. ур-ний (напр., *диффузии уравнения*). Этот вариант метода можно использовать также для решений ур-ния Кортевега — де Фриса, убывающих в одном направлении, но нельзя использовать для неубывающих решений. Нек-рые из таких решений можно построить методами алгебраич. геометрии. Профили этих решений — периодич. или квазипериодич. потенциалы, в непрерывном спектре к-рых имеется конечное число n запрещённых зон (см., напр., *Бриллюэна зона*). Простейший из них (однозонный потенциал) выражается через эллиптические функции и описывает частное решение ур-ния (1) — стационарную периодич. волну. Общее решение (n-зонный потенциал) описывает взаимодействие n таких волн. С n-зонными потенциалами связаны Θ-функции Якоби, при помощи к-рых можно записать и решения линейной системы (2), (3) — функции Блоха.

Применение метода. Описанная схема применима к разл. нелинейным дифференц. и интегро-дифференц. ур-ниям, представимым в виде

$$u_t = f(\hat{\Lambda}, t)u_x. \qquad (8)$$

Здесь $f(\xi, t)$ — произвольная рациональная ф-ция переменной ξ, а $\hat{\Lambda}$ — т. н. рекурсионный оператор:

$$\hat{\Lambda}\varphi = \varphi_{xx} - 4u\varphi + 2u_x\int_x^\infty \varphi(y)dy$$

[для ур-ния Кортевега — де Фриса $f(\xi, t) \equiv \xi$]. В частном случае $f(\xi) = \xi^m$ ур-ния (8) (т. н. высшие ур-ния Кортевега — де Фриса) являются дифференциальными и имеют порядок $(2m + 1)$. Ур-ния (8) являются условиями совместности линейной системы ур-ний, к-рая отличается от системы (2), (3) видом оператора $\hat{A}$. Если $f(\xi, t)$ — полином по переменной ξ, то $\hat{A}$ — дифференц. оператор.

Все ур-ния (8) имеют n-солитонные и конечнозонные решения. Каждое из ур-ний (8) имеет бесконечное число интегралов движения. В качестве интеграла можно

взять любой функционал от сохраняющейся ф-ции $a(\lambda)$. Интегралы вида

$$I_p = \mathrm{Im}\int_{-\infty}^{\infty} (\lambda/2)^{2p+1} \ln a(\lambda) d\lambda$$

можно выразить через ф-цию u и её производные по x, напр.:

$$I_1 = \int u dx, \quad I_2 = \int u^2 dx, \quad I_3 = \int \left(u^3 + u_x^2/2\right) dx.$$

Все ур-ния (8) являются *гамильтоновыми системами*. Однако гамильтонова структура задаётся для них неоднозначно. Для задания этой структуры нужно определить скобку Пуассона $\{\alpha, \beta\}$ между функционалами от ф-ции u. Кроме обычной скобки Пуассона

$$\{\alpha, \beta\} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[\frac{\delta\alpha}{\delta u} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\delta\beta}{\delta u}\right]$$

можно ввести след. скобку Пуассона

$$\{\alpha, \beta\} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[\frac{\delta\alpha}{\delta u} F(\hat{\Lambda}, t) \frac{\partial}{\partial x} \frac{\delta\beta}{\delta u}\right].$$

Здесь $F(\xi, t)$ — произвольная рациональная ф-ция переменной ξ.

Любая из скобок Пуассона между любыми двумя интегралами движения равна 0. Этот факт тесно связан со свойством полной интегрируемости: нелинейное ур-ние в частных производных (8) распадается на бесконечную систему обыкновенных дифференц. ур-ний.

Дальнейшее расширение класса ур-ний, к к-рым применим О. з. р. м., связано с др. выбором оператора $\hat{L}$. В качестве $\hat{L}$ можно взять оператор 3-го или более высокого порядка. С каждым оператором $\hat{L}$ связаны свой рекурсионный оператор и своя бесконечная серия ур-ний вида (8). Лишь нек-рые из этих ур-ний имеют физ. применения. Так, оператор 3-го порядка позволяет исследовать возникающее в теории нелинейных волн ур-ние Буссинеска

$$u_{tt} + u_{xx} + u_{xxxx} + (u^2)_{xx} = 0.$$

В качестве оператора $\hat{L}$ можно взять разностные операторы, что позволяет применить О. з. р. м. к дифференциально-разностным ур-ниям, среди к-рых особенно интересны ур-ние Вольтерры

$$\dot{N}_k = N_k(N_{k-1} - N_{k+1}),$$

встречающееся в матем. биофизике и теории плазменной турбулентности, а также ур-ние для цепочки Тода

$$\ddot{N}_k = \exp(N_{k-1} - N_k) - \exp(N_k - N_{k+1}),$$

описывающее нелинейную модель одномерного кристалла. Оператор $\hat{L}$ может быть сингулярным интегральным оператором, такие операторы возникают в краевых задачах теории аналитич. ф-ций. Их можно использовать для изучения нелинейных ур-ний, возникающих в теории внутр. волн. Оператор $\hat{L}$ может быть матричным. Так, для применения О. з. р. м. к *Шрёдингера уравнению нелинейному* нужно подставить в ур-ние (2) вместо оператора $\hat{L}$ одномерный оператор Дирака (см. *Дирака уравнение*). При изучении важной для нелинейной оптики задачи о резонансном взаимодействии системы трёх волн с помощью О. з. р. м. в качестве $\hat{L}$ следует использовать обобщение оператора Дирака.

Обобщения метода. Описанная схема О. з. р. м. допускает разл. обобщения. Зависимость ур-ний, входящих в линейную систему, от спектрального параметра λ может описываться рациональными или эллиптич. ф-циями и даже дифференц. операторами по λ. Условия совместности линейной системы образуют разнообразный набор нелинейных ур-ний, имеющих, вообще говоря, переменные коэффициенты. Многие из этих ур-ний находят применение в физике, напр. в нелинейной оптике, теории ферромагнетизма и общей теории относительности. Для отыскания солитонных решений этих ур-ний развиты простые методы, основанные на свойствах аналитич. ф-ций.

Существует неск. вариантов обобщения О. з. р. м. на многомерный случай, однако лишь нек-рые ур-ния используются в физике, напр. *Кадомцева — Петвиашвили уравнение* и ур-ние дуальности для *Янга — Миллса полей*. Теория таких ур-ний не завершена.

Развитие О. з. р. м. позволило по-новому взглянуть на теорию конечномерных интегрируемых систем. В О. з. р. м. можно включить почти все известные системы такого рода. О. з. р. м. стимулировал исследования в разл. областях математики (спектральная теория дифференц. операторов, классич. алгебраич. геометрия). Результаты этих исследований используются в теории элементарных частиц (релятивистские струны).

Лит.: Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Лэм Дж., Введение в теорию солитонов, пер. с англ., М., 1983; Аблowиц М., Сигур Х., Солитоны и метод обратной задачи, пер. с англ., М., 1987. *В. Е. Захаров.*

ОБРАЩЁНИЕ ВОЛНОВО́ГО ФРО́НТА — автоматич. формирование с помощью разл. физ. механизмов и схемных решений т. н. обращённого пучка, в той или иной мере соответствующего обращённой во времени картине распространения падающего (входного) пучка. Наиб. развитие и осн. перспективы приложений О. в. ф. связаны с лазерными пучками.

На первый взгляд, создание обращённого во времени движения в равной мере может осуществляться и в механике взаимодействующих частиц, и в механике сплошной среды, и во всех др. физ. системах, где микроскопич. ур-ния движения ковариантны относительно замены знака времени. Однако для подавляющего большинства физ. систем характерна сильная неустойчивость поведения конкретных микротраекторий по отношению к малым возмущениям нач. условий. В результате даже чрезвычайно точное одновременное и мгновенное изменение знака всех обобщённых импульсов создаст картину обращённого движения лишь на небольшом интервале времени, после чего система станет необратимо эволюционировать в направлении роста энтропии (см. *Обращение времени*).

Исключением являются системы с линейными незатухающими колебаниями, а также волны в линейных недиссипативных средах. При распространении светового пучка в линейной поглощающей среде (в общем случае — пространственно неоднородной) сохраняются его энтропия, спектральная темп-ра, яркость и т. п. величины, что указывает на отсутствие неустойчивостей и на возможность обращения процесса.

Для монохроматич. световых полей

$$\boldsymbol{E}_{\text{вещ}}(\boldsymbol{R}, t) = \tfrac{1}{2}[\boldsymbol{E}(\boldsymbol{R})e^{-i\omega t} + \boldsymbol{E}^*(\boldsymbol{R})e^{+i\omega t}] \qquad (1)$$

систему ур-ний Максвелла в непоглощающей немагн. среде с симметричным веществ. тензором диэлектрич. проницаемости $\varepsilon_{ik}(\boldsymbol{R}) = \varepsilon_{ki}(\boldsymbol{R}) = \varepsilon_{ik}^*(\boldsymbol{R})$ можно свести к линейному ур-нию

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{R}) - \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\varepsilon}(\boldsymbol{R})\boldsymbol{E}(\boldsymbol{R}) = 0 \qquad (2)$$

для комплексной амплитуды поля $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{R})$. Тогда матем. формулировка возможности существования обращённой волны состоит в том, что любому решению ур-ния (2) можно поставить в соответствие ф-цию $\boldsymbol{E}_2(\boldsymbol{R}) = C\boldsymbol{E}_1^*(\boldsymbol{R})$, к-рая будет решением того же ур-ния (2) при любой комплексной константе $C = |C|e^{i\alpha}$. Звёздочка означает операцию комплексного сопряжения:

$$\boldsymbol{E}_2(\boldsymbol{R}) = C[\boldsymbol{E}_1(\boldsymbol{R})e^{i\varphi_1(\boldsymbol{R})}]^* = C[\boldsymbol{E}_1(\boldsymbol{R})e^{-i\varphi_1(\boldsymbol{R})}],$$

т. е. изменения знака пространственно зависящей фазы φ поля; поэтому в англоязычной научной литерату-

ре для О. в. ф. в оптич. диапазоне принят термин optical phase conjugation — оптич. фазовое сопряжение.

Волновой фронт определяется как поверхность постоянной фазы волны, $\varphi(\boldsymbol{R}) = \text{const}$. Поэтому формы волновых фронтов взаимно обращённых волн совпадают, $\varphi_1(\boldsymbol{R}) = -\varphi_2(\boldsymbol{R}) = \text{const}$, а направления распространения противоположны (рис. 1), откуда и название — О. в. ф.

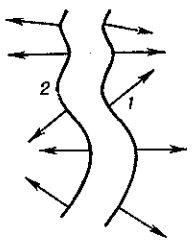


Рис. 1. Волновые фронты встречных волн — падающей (*1*) и обращённой (*2*) — совпадают.

При прохождении исходной, идеально направленной когерентной волны через среду из прозрачного материала с сильными неоднородностями показателя преломления направленность прошедшей волны во много раз ухудшается (рис. 2, *а*). Если на ту же среду с противоположной стороны направить волну, точно обращённую по отношению к прошедшей через неё (рис. 2, *б*), то, в силу обратимости законов линейного распространения (см. *Обратимости теорема*), обращённая волна в результате преломления на тех же неоднородностях выправится на обратном проходе до идеально

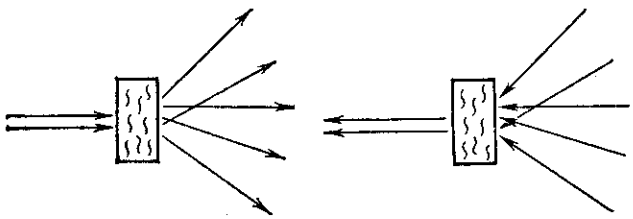


Рис. 2. Прохождение через оптически неоднородную среду: *а* — идеально направленного пучка, *б* — обращённого к нему.

направленной. Это необычное свойство обращённой волны лежит в основе большинства приложений О. в. ф. (см. ниже).

Наиб. просто обратить плоскую волну. Если известно направление её распространения $\boldsymbol{n}$, то для обращения достаточно установить плоское зеркало строго перпендикулярно $\boldsymbol{n}$. Однако сферическую волну плоским зеркалом обратить не удаётся: расходящейся сферич. волне для обращения должна соответствовать сходящаяся к тому же источнику сферич. волна. Для обращения волны произвольной структуры необходимо иметь зеркало с профилем, в точности совпадающим с профилем волнового фронта, т. е. для каждой волны требовалось бы своё особое зеркало, способное менять свою форму (см. *Адаптивная оптика*).

Методы нелинейной оптики и *динамической голографии* позволяют реализовать «зеркало», автоматически подстраивающееся под форму любой падающей волны так, чтобы отразить сигнал в форме обращённой волны. Существует ряд методов О. в. ф. с использованием нелинейнооптич. сред. Один из двух наиб. распространённых методов — О. в. ф. при вынужденном рассеянии (ВР) света назад [1] (чаще всего — Мандельштама — Бриллюэна, ВРМБ). В этом случае в нелинейную среду (жидкость, сжатый газ, кристалл, волоконный световод и т. п.) вводится квазимонохроматич. волна от лазера $E_L(x, y, z)e^{-i\omega t - ikz}$, к-рую предварительно пропускают через искажающий элемент (линзу, неоднородную фазовую пластинку и т. п.). Его назначение состоит в том, чтобы сделать распределение интенсивности волны E_L в среде сильно неоднородным как по поперечным (x, y), так и по продольной (z) координатам (рис. 3). Мощность и энергия этой волны должны быть выше порога развития ВРМБ. Порог определяется условием, чтобы очень слабый затравочный сигнал $I_s(0)$, появляющийся в результате спонтанного рассеяния, усилился за счёт ВРМБ на длине среды z в очень большое число раз: $I_s(z) = I_s(0)\exp(gz)$ с $gz \approx G|E_L|^2_z \approx 25$. Здесь G — константа, характерная для данной среды.

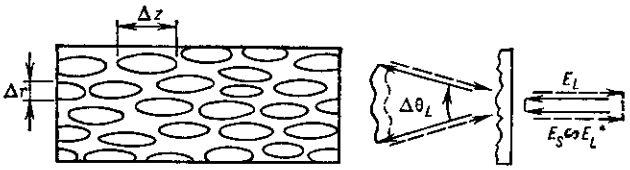


Рис. 3. Схема обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии.

Инкремент нарастания g (см^{-1}) для разл. конфигураций рассеянных волн $E_s(x, y, z)$ в каждом сечении $z = \text{const}$ определяется интегралом их перекрытия с профилем интенсивности падающей волны $E_L(x, y, z)$:

$$g_{\text{эфф}} = \frac{G\int|E_L(x, y, z)|^2\,|E_s(x, y, z)|^2dxdy}{\int|E_s(x, y, z)|^2dxdy}. \qquad (3)$$

Наиб. усиление испытывает такая волна $E_s(x, y)$, локальные максимумы к-рой всюду в пространстве совпадают с максимумами волны $E_L(x, y)$. В процессе распространения из-за дифракции и интерференции каждое из полей $E_L(x, y, z)$ и $E_s(x, y, z)$ меняет свою поперечную структуру. Если эти изменения достаточно глубоки, то единств. возможность сохранить во всём объёме согласованность неоднородностей интенсивности при их встречном распространении состоит в том, чтобы рассеянное поле $E_s(x, y, z)\exp(ikz)$ было сопряжённым к возбуждающему полю $E_L(x, y, z)\exp(-ikz)$. В этих условиях интеграл перекрытия (3) для рассеянной волны вида $E_s(x, y, z) = A(z)E_L^*(x, y, z)$, т. е. обращённой к падающей, оказывается в 1,5—2 раза больше, чем для всех остальных необращённых конфигураций рассеянных волн $E_s(x, y, z)$. Из-за огромного общего усиления ($e^{gz} \simeq e^{26} \simeq 2\cdot10^{11}$) даже относительно небольшое отличие инкремента необращённых конфигураций приводит к практически полной их дискриминации на выходе из среды. Т. о., при выполнении определ. условий [2] срабатывает дискриминац. механизм О. в. ф. при ВРМБ и рассеянная назад волна оказывается обращённой копией падающей волны.

Другой широко распространённый метод О. в. ф. основан на четырёхволновом смешении (ЧВС). В нели-

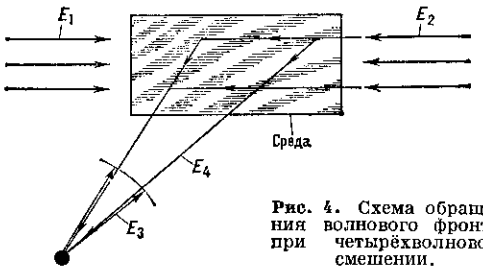


Рис. 4. Схема обращения волнового фронта при четырёхволновом смешении.

нейнооптич. среду одновременно подаются две точно встречные опорные волны $[E_1\exp(ikz) + E_2\exp(-ikz)]\times\exp(-i\omega t)$ и сигнал $E_3(\boldsymbol{R})\exp(-i\omega t)$, подлежащий обращению (рис. 4). Интерференционная картина полей E_1 и E_3 в нелинейной среде записывается в реальном масштабе времени в виде голограммы с пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon(\boldsymbol{R}) \propto E_1E_3^*(\boldsymbol{R})\exp(ikz)$. Эта голограмма тут же считывается с помощью второй опорной волны $E_2\exp(-ikz)$ и возбуждается четвёртая волна

$$E_4(\boldsymbol{R}) \propto E_1E_2E_3^*(\boldsymbol{R}),$$

точно обращённая (комплексно-сопряжённая) по отношению к падающему сигналу $E_3(R)$. К такому же результату приводит и второй процесс, идущий одновременно и когерентно с первым: запись голографич. решёток, пропорциональных $E_2E_3^*(R)\exp(-ikz)$, и их считывание первой опорной волной $E_1\exp(ikz)$.

О. в. ф. при ВРМБ даёт пример *самообращения* волнового фронта: ни к среде, ни к падающему пучку не предъявляются требования на идеальное оптич. качество, т. е. и среда может быть не идеально однородной, и пучок может иметь расходимость больше дифракционной,— обращается любой волновой фронт. К тому же процесс ВРМБ практически не селективен к частоте возбуждающего излучения. К недостаткам этого метода О. в. ф. следует отнести пороговый характер самого процесса ВРМБ по мощности или энергии падающего пучка.

Достоинствами метода О. в. ф. при ЧВС являются отсутствие порога по амплитуде обращаемого сигнала и возможность получить коэф. отражения в обращённую волну больше 1, т. е. $|E_4|^2 > |E_3|^2$. Недостаток метода ЧВС — необходимость идеально однородной нелинейной среды, а опорные волны E_1 и E_2 также должны быть идеально обращены друг к другу и обладать высокой мощностью. Последнее требование во многих нелинейных средах ведёт к заметным искажениям из-за самофокусировки и нарушению взаимообращённости опорных волн. В ряде случаев мощность опорных волн можно ослабить переходом к резонансным средам, а также к средам с медленно накапливающимся откликом (жидкие кристаллы, фоторефрактивные кристаллы и т. п.).

Разработан ещё ряд методов О. в. ф.: трёхволновое О. в. ф. (при подаче опорной волны на частоте, удвоенной по отношению к сигналу); О. в. ф. нелинейно отражающей поверхностью (в т. ч. О. в. ф. звука); О. в. ф. звука при однородной в пространстве модуляции свойств среды на удвоенной частоте; О. в. ф. с помощью фотонного эха. Существует также гибридная схема О. в. ф., где в методе ЧВС используется ВРМБ-нелинейность, а получение второй опорной волны из первой основано на методе О. в. ф. при ВРМБ [3]. Таким способом можно получить очень большой коэф. отражения обращённой волны, $|E_4|^2 \gg |E_3|^2$, с хорошим качеством обращения.

Большой интерес представляют ЧВС-схемы самообращения типа представленной на рис. 5. Здесь падающий пучок *1*, к-рый требуется обратить, пропускается через нелинейную среду и с помощью оптич. устройств — зеркал (как на рис. 5), световодов и т. п.— вводится в виде пучка *1′* в ту же среду под др. углом. Возникающая из флуктуаций волна *2′* проходит по тем же устройствам в обратном направлении и снова проходит через среду в виде волны *2*. Если волны *1′* и *2′* взаимно обращены, то автоматически взаимообращёнными будут и волны *1* и *2*; именно в этом случае их взаимодействие в нелинейной среде будет наиб. эффективным. Большинство экспериментов с такими схемами проведено с использованием непрерывных лазеров умеренной мощности и фоторефрактивных кристаллов в качестве нелинейной среды [4].

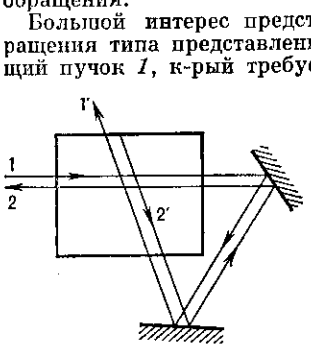


Рис. 5. Схема самообращения волнового фронта с использованием обратной связи.

Свойство обращённой волны детально воспроизводить ход падающей волны при своём распространении лежит в основе большинства возможных приложений О. в. ф. [5, 6]. К ним относится прежде всего схема компенсации фазовых искажений при двукратном прохождении пучка через усилитель (рис. 6). Идеально направленное излучение маломощного задающего лазера с помощью полупрозрачного зеркала вводится в усилитель. Оптич. неоднородности последнего существенно ухудшают направленность усиленного излучения. Прошедший пучок обращают тем или иным методом и вновь пропускают через усилитель. В результате обратного прохода обращённая волна восстанавливает исходную идеальную направленность и к тому же дополнительно усиливается. Предполагается также использование О. в. ф. в задачах: самонаведения излучения для доставки энергии на мишень малых размеров (в исследованиях по лазерному УТС) и для оптич. связи; оптич. обработки информации; компенсации временно́го расплывания импульсов при передаче информации по волоконным световодам; нелинейно-спектроскопич. исследований твёрдых тел, жидкостей и газов и др.

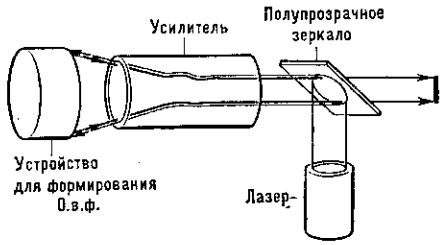


Рис. 6. Схема компенсации фазовых искажений усилителя с использованием обращения волнового фронта.

Лит.: 1) Зельдович Б. Я. и др., О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 160; 2) Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В., Обращение волнового фронта, М., 1985; 3) Беспалов В. И., Пасманик Г. А., Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы, М., 1985; 4) Cronin-Golomb M. и др., Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media, «IEEE J. Quant. Electronics», 1984, v. QE-20, № 1, p. 12; 5) Shkunov V. V., Zel'dovich B. Ya., Optical phase conjugation, «Scientific American», 1985, v. 253, № 6, p. 54; в рус. пер.— «В мире науки», 1986, № 2, с. 16; 6) Pepper D. M., Applications of optical phase conjugation, «Scientific American», 1986, v. 254, № 1, p. 74; в рус. пер.— «В мире науки», 1986, № 3, с. 34; 7) Носач О. Ю. и др., Компенсация фазовых искажений в усиливающей среде с помощью «бриллюэновского» зеркала, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 617.

Б. Я. Зельдович.

ОБРАЩЕ́НИЕ ВРЕ́МЕНИ (*T*-отражение) — операция замены времени $t \to -t$, сопоставляющая к.-л. движению (или эволюции) системы др. движение, в к-ром система последовательно в обратном порядке проходит те же состояния, что и в исходном движении (но с изменёнными на противоположные значениями векторов скорости частицы, моментов, напряжённости магн. поля и др. величин, меняющих знак при такой операции). Если взаимодействия, определяющие эволюцию системы, таковы, что обращённое по времени движение является одним из допустимых движений системы, то говорят о *T*-инвариантности движения при наличии данных взаимодействий. В классич. механике (или классич. теории поля) условием *T*-инвариантности является инвариантность *Лагранжа функции* относительно О. в. Так, ур-ния классич. механики (в отсутствие трения или к.-л. др. сил, пропорциональных нечётным производным по времени), как и *Максвелла уравнения*, обладают свойством *T*-инвариантности.

В квантовой механике инвариантность ур-ний движения — *Шрёдингера уравнения* — требует вместе с заменой $t \to -t$ комплексного сопряжения волновой ф-ции, что является не унитарной операцией (см. *Унитарные преобразования*). Поэтому не существует понятия временно́й чётности (см. *Чётность*). *T*-отражение переставляет начальные и конечные состояния частиц в матричных элементах амплитуды рассеяния. В силу *теоремы-CPT* нарушение *CP-инвариантности* автоматически означает нарушение *T*-инвариантности. Поэтому обнаруженное нарушение *CP-чётности* в распадах нейтральных К-мезонов, а также экспери-

менты по поиску дипольного момента нейтрона дают информацию о нарушении *Т-инвариантности* в физике элементарных частиц. (Дипольный момент нейтрона направлен вдоль его спина σ, а гамильтониан взаимодействия с внеш. электрич. полем E, $H \sim \sigma E$, явно нарушает T-инвариантность.)

Известно, что в макроскопич. процессах имеется выделенное направление времени. При этом возникает кажущийся парадокс: хотя ур-ние Ньютона, описывающее движение, напр., молекул в газе, T-инвариантно, система стремится к состоянию равновесия, а движение вспять по времени от равновесного состояния к неравновесному не реализуется на практике. В действительности нарушения T-инвариантности здесь нет: предпочтительность равновесного состояния обусловлена его макс. вероятностью — равновесных конфигураций гораздо больше, чем неравновесных. Этот факт находит отражение во *втором начале термодинамики*.

М. И. Высоцкий.

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (ОТО) — современная физ. теория пространства, времени и тяготения; окончательно сформулирована А. Эйнштейном в 1916. В основе ОТО лежит эксперим. факт равенства инертной массы (входящей во 2-й закон Ньютона) и гравитац. массы (входящей в закон тяготения) для любого тела, приводящий к *эквивалентности принципу*. Равенство инертной и гравитац. масс проявляется в том, что движение тела в поле тяготения не зависит от его массы. Это позволяет ОТО трактовать тяготение как искривление пространственно-временно́го континуума. Это искривление пространства-времени описывается метрикой, определяемой из ур-ний теории тяготения (см. *Тяготение*). Пространство Минковского, рассматриваемое в частной (специальной) теории относительности (т.е. в отсутствие тяготеющих тел), обладает высокой степенью симметрии, описываемой группой Пуанкаре. Эта группа в соответствии с принципом относительности порождает изоморфные последовательности событий. В пространстве, где есть поле тяготения, симметрия полностью исчезает, поэтому в нём не выполняется принцип относительности (т. е. нет сохранения относительной или внутренней структуры цепочек событий при действии группы симметрии). Назв. «О. т. о.», принадлежащее Эйнштейну, является поэтому неадекватным и постепенно исчезает из литературы, заменяясь на «теорию тяготения».

И. Ю. Кобзарев.

ОБЪЕКТИ́В (от лат. objectus — предмет) — оптич. система (или её часть), обращённая к объекту наблюдения или съёмки и создающая реальное, повёрнутое на 180° относительно объекта изображение. В зависимости от типа используемых оптич. деталей О. разделяют на линзовые, зеркальные, зеркально-линзовые и киноформные. Наиб. распространение получили линзовые О., обладающие широкими возможностями для получения разнообразных характеристик, что достигается увеличением кол-ва линз. Преимуществом зеркальных О. является принципиальное отсутствие *хроматических аберраций* и, как следствие, возможность использования для работы в области спектра, ограниченной лишь отражающей способностью зеркальных покрытий. Принципиальный недостаток зеркальных и зеркально-линзовых О.— экранирование (затенение) центр. части входного зрачка, за счёт чего ухудшается качество изображения и возникают дополнит. потери света. В киноформных О. наряду с линзами и зеркалами или без них используются *киноформы* — синтезиров. фазовые голограммы, аналогичные по своим аберрац. свойствам в монохроматич. свете линзам с асферич. поверхностями. Хроматич. аберрации киноформов не зависят от свойств материала, из к-рого они выполнены, а определяются (аналогично *дифракционным решёткам*) пространственной частотой структуры и спектральным диапазоном. Необычные дисперсионные свойства киноформов позволяют в сочетании с линзами, выполненными из обычных марок *оптических стёкол*, получать О. *апохроматы*, обладающие лучшим качеством изображения и более простой конструкцией, чем аналогичные О., содержащие кристаллич. среды и особые марки оптич. стекла. Применение киноформных О., не содержащих обычных линз и зеркал, возможно лишь в сочетании с лазерами, обладающими высокой монохроматичностью.

Фотографический О. или аналогичные О. киносъёмочных и телевизионных камер, приборов ночного видения, тепловизоров создают преим. уменьшенные изображения удалённых объектов на слое светочувствит. материала или на фотоэлектрич. приёмнике — телевизионной трубке, матрице или линейке фотоприёмников, фотокатоде электронно-оптич. прибора. Масштаб изображения пропорционален f' — фокусному расстоянию О., а освещённость обратно пропорц. квадрату диафрагменного числа K ($K = f'/D$, где D — диам. входного зрачка). Величину $1/K$ наз. относительным отверстием, а её квадрат — *светосилой*. Предельное значение диафрагменного числа, при к-ром возможно исправление аберраций, составляет $K = 0{,}5$, реально достигнутые значения $K \gtrsim 0{,}6$, подавляющее большинство фотогр. О. имеют $3 > K \geqslant 1{,}2$. Фотогр. *разрешающая способность* $N_Ф$ фото- и кинообъективов зависит от коррекции аберраций, а также от разрешающей способности N_C светочувствит. слоя и может быть вычислена по приближённой ф-ле $1/N_Ф \simeq 1/N_O + 1/N_C$, где N_O — визуальная разрешающая способность О. Для совр. фотообъективов $N_Ф$ достигает 50 мм$^{-1}$ в центре поля и 30 мм$^{-1}$ для края при съёмке на фотоплёнке КН-1 (кинонегатив). Часть пространства или плоскости, точки к-рой изображаются О. с требуемым качеством, характеризуются угловым полем — плоским углом 2ω, соответствующим телесному углу, соосному с оптич. осью и вершиной в центре входного зрачка. Угл. поле О. совр. фотоаппаратов составляет от 40° до 70°, аэрофотосъёмочных О. достигает 140°. На рис. 1 представлена оптич. схема совр. О. «Минитар» ($f' = 32$ мм, $K = 2{,}8$; $2\omega = 68°$) малогабаритного фотоаппарата с форматом кадра 24 мм × 36 мм. О. телевизионных камер и приборов ночного видения не отличаются принципиально от фотообъективов. В О. тепловизоров, работающих в дальней (8—14 мкм) ИК-области спектра, используются оптич. материалы, обладающие показателями преломления $n > 2$ (германий, селенид цинка, халькогенидные стёкла), что позволяет уменьшить кол-во линз по сравнению с аналогичными по характеристикам О. для видимой или ближней ИК-областей спектра. Малая дисперсия Ge позволяет создавать О., все линзы к-рых выполнены из этого материала, не принимая спец. мер для устранения хроматич. аберраций. Использование асферич. поверхностей германиевых линз позволяет сократить кол-во линз в О., имеющих $K \geqslant 1{,}5$, до двух.

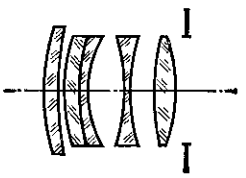


Рис. 1.

О. микроскопа — важнейшая часть его оптич. системы, создающая увелич. изображение объекта наблюдения в передней фокальной плоскости *окуляра*. Масштаб изображения обратно пропорционален фокусному расстоянию О. и составляет примерно от 1,5 до 100 крат. Предел разрешения микроскопа ε — мин. расстояние между центрами светящихся точек объекта, видимых раздельно, определяется дифракц. явлениями в О. и вычисляется по ф-ле $\varepsilon = 0{,}6\,\lambda/A$, где A — числовая апертура О., равная произведению показателя преломления среды, находящейся между объектом и О., на синус апертурного угла. Для О. микроскопов $0{,}03 \leqslant A \leqslant 1{,}4$; диаметр поля изображения — от 18 мм до 32 мм. Простейшие О. микроскопов создают изображение, обладающее значит. кривизной, в результате чего при переходе от наблюдения центр. части поля к его краям необходима перефокусировка.

При фотографировании диаметр резкого изображения сокращается до 6—10 мм. Кривизну изображения в т. н. план-объективах устраняют существ. усложнением конструкции: на рис. 2 представлена схема высокоапертурного ($A = 1{,}25$) планахроматич. О. для металлографич. микроскопа.



Рис. 2.

Особую группу образуют панкратические О. (иногда неточно наз. *трансфокаторами*), фокусное расстояние к-рых может плавно изменяться в широких пределах путём перемещения отдельных линз или групп их вдоль оптической оси. Такие О. применяются в цветных передающих камерах телевидения, в кино- и видеокамерах, а также и в фотоаппаратах. Соотношение между макс. и мин. значениями фокусного расстояния достигает 40 у О. телекамер, 6 — у О. кино- и видеокамер, 3 — у фотогр. О. Кол-во линз в панкратич. О. доходит до 30. Для уменьшения потерь света совр. О. просветляют (см. *Просветление оптики*).

О. зрительных труб, биноклей и телескопов создают промежуточное изображение удалённых объектов в передней фокальной плоскости окуляра. При диаметрах О., не превышающих 100 мм, наиб. распространённым является О., состоящий из двух склеенных линз. При больших диаметрах линзы не склеиваются. Начиная с диам. 500—800 мм используются зеркальные О., что обусловлено трудностями в получении однородных по показателю преломления крупных заготовок оптич. стекла. Макс. диаметр (6 м) имеет О. телескопа Специальной астр. обсерватории АН СССР на Северном Кавказе. Диафрагменные числа О. телескопов, как правило, $K \geqslant 3$; угл. поля $2\omega \leqslant 10°$; предел разрешения — мин. угол ε (в секундах) между светящимися равнояркими точками (напр., звёздами), к-рые видны раздельно, определяется по ф-ле: $\varepsilon = 140/D$, где D измеряется в мм.

Проекционные О. создают увелич. изображения плоских объектов (кинокадров, слайдов, микрофильмов, кинескопов телевизоров) на отражающих и просветных экранах. Оптич. системы этих О. аналогичны фотогр. О., но обычно обладают меньшими угл. полями и меньшими диафрагменными числами ($K \leqslant 1{,}8$).

Репродукционные О., используемые в репрографии и для фотолитографии при произ-ве микроэлектронных схем, создают уменьш. изображения плоских оригиналов чертежей, текстов, рисунков, шаблонов; обладают повышенной разрешающей способностью, определяемой дифракцией и достигающей 1500 мм$^{-1}$ для фотолитографич. О. и 150 мм$^{-1}$ для репрографич. О.

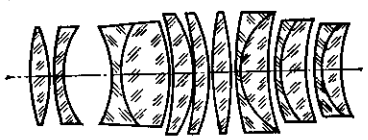


Рис. 3.

Столь высокие значения достигаются у первых за счёт существенного усложнения оптич. системы, у вторых за счёт сравнительно малых угл. полей и числовой апертуры. Оптическая схема О. для фотолитографии с разрешением ~ 1000 мм$^{-1}$ на поле диам. 14 мм представлена на рис. 3.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1—2, М.— Л., 1948—52; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969.

А. П. Грамматин.

ОБЪЕКТЫ С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ — внегалактич. объекты, характеризующиеся, по крайней мере, одним из следующих признаков активности ядер: высокой мощностью излучения (10^{42}—10^{48} эрг/с), наличием эмиссионных линий, значительным рентг., ИК- или радиоизлучением, поляризацией излучения, переменностью и выбросами вещества из ядра. Все эти признаки отличают нестационарные О. с а. я. от стационарных нормальных галактик. К классу О. с а. я. относятся *квазары*, *сейфертовские галактики*, лацертиды и *радиогалактики* с узкими спектральными линиями.

Квазары и ядра сейфертовских галактик типа 1 (Sy1) характеризуются наличием в спектрах широких (соответствующих скоростям до 15000 км/с) разрешённых эмиссионных линий (водород, гелий и др.) и узких запрещённых, прежде всего линий кислорода [OIII] (4959 Å, 5007 Å), а также линий др. элементов, большой амплитудой переменности и сильным рентг. излучением, иногда и γ-излучением. Мн. квазары являются сильными радиоисточниками, но прямой корреляции между радио- и оптич. активностью нет. Ядра сейфертовских галактик типа 2 (Sy2) имеют малую амплитуду переменности, в ср. на порядок меньшую мощность рентг. излучения, но характеризуются значительными ИК-избытками излучения (см. *Астрофотометрия*). Разрешённые и запрещённые линии одинаково узкие (от сотен до 1000 км/с). ИК-избытки обусловлены переизлучением пыли с темп-рой неск. сотен кельвинов. Лацертиды, названные так по прототипу BL Lacertae (BL Ящерицы), отличаются прежде всего почти полным отсутствием в спектрах сильных эмиссионных линий, что затрудняет определение расстояний до них (невозможно измерить *красное смещение*). Тем не менее установлено, что лацертиды — внегалактич. источники: для одних объектов измерено красное смещение по очень слабым линиям в спектре, для других — красное смещение определено косвенным образом — по характеристикам окружающей туманности. Лацертиды, как и квазары, имеют на снимках звездообразный вид, однако у нек-рых объектов (так же, как и у нек-рых квазаров) обнаружены окружающие («родительские») галактики, что, собственно, и даёт основания считать квазары и лацертиды активными *ядрами галактик*. Амплитуда переменности лацертид составляет 3^m—4^m, оптич. поток сильно (у нек-рых объектов до 30—40%) поляризован. Все лацертиды довольно мощные и переменные радиоисточники. Активность радиогалактик, относящихся к О. с а. я., проявляется в осн. в радиодиапазоне. В оптич. диапазоне они характеризуются узкими (100—300 км/с) эмиссионными линиями.

Предполагается, что перечисленные объекты представляют собой один тип объектов. Различия обусловлены наличием или отсутствием пыли, разными углами зрения (наклонами плоскости галактики к лучу зрения), циклами активности и полными светимостями.

Активность О. с а. я. зависит от природы их центр. источников. Оптич. эмиссионные спектры, к-рые ещё в нач. 1970-х гг. доминировали в построении моделей, есть явление вторичное. Эмиссионные линии возникают довольно далеко от центра (10^{17}—10^{19} см), поэтому осн. информацию о центр. источниках О. с а. я. даёт исследование переменности их излучения в широком диапазоне эл.-магн. спектра. Естественно, что для большинства О. с а. я. исследована оптич. переменность. Наиб. подробные наблюдения переменности проведены для ядра сейфертовской галактики NGC 4151. Этот объект считается классич. прототипом О. с а. я.

Многолетние наблюдения переменности ядра NGC 4151 дают след. картину. Макс. амплитуда изменений непрерывного спектра (континуума) — в рентг. диапазоне ($\sim 2^m$ в диапазоне 2—10 кэВ), минимальная — в ИК-диапазоне (меньше $0{,}5^m$ в диапазоне 1,6—2,2 мкм). Характерное время переменности минимально (12 ч) в рентг. диапазоне (2—10 кэВ), 15 сут в оптич. диапазоне и не менее 2 мес в ИК-диапазоне. Это естественно связать с эфф. размерами соответствующей области излучения — минимальными (12 световых ч) в рентг. диапазоне. Спектр NGC 4151 (рис. 1) имеет плоскую часть в интервале 4 порядков по частоте, что соответствует светимости $7 \cdot 10^{44}$ эрг/с в диапазоне 10 кэВ — 3 МэВ. Оптич. светимость $4 \cdot 10^{42}$ эрг/с. Полная светимость ядра NGC 4151 превышает 10^{45} эрг/с,

причём макс. энергия выделяется в коротковолновом диапазоне. Такая светимость соответствует 10^{11}—$10^{12}\,L_\odot$ ($L_\odot = 3{,}8\cdot10^{33}$ эрг/с — светимость Солнца), выделяется она в объёме с размерами Солнечной системы (~ 10 световых часов).

Исследования спектральной переменности О. с а. я. привели к обнаружению быстрой (характерное время 2—3 нед) переменности водородных линий H_α, H_β, линии углерода CIV (1550 Å) и некоторых других. При этом переменность потока в эмиссионных линиях коррелирует с переменностью УФ-континуума с запаздыванием на 2—4 нед. Время запаздывания больше для линий низкой ионизации (H_α); напр., для NGC 4151 время запаздывания переменности CIV составляет $\approx$ 13 сут, а H_α — 20—25 сут. Быстрая переменность интенсивности линий свидетельствует прежде всего о высокой концентрации газа n в области (оболочке), излучающей разрешённые линии (скорость рекомбинации $\sim 1/n$), $n \sim 10^{10}$—10^{11} см$^{-3}$. Поскольку при такой плотности оболочки наблюдается мягкое рентг. излучение (0,05—0,5 кэВ), к-рое в этих условиях должно сильно поглощаться, она не может быть сплошной, а состоит, по-видимому, из отд. плотных облаков с большой скважностью ($\sim 10^{-3}$). Облака ионизуются коротковолновым излучением центр. источника, а затем высвечиваются в разрешённых линиях. Интенсивность запрещённых линий постоянна в течение не менее 10 лет. Запрещённые линии образуются на очень далёких расстояниях — до неск. парсек. Экстремальным случаем быстрой переменности эмиссионных линий следует считать переход из одного сейфертовского типа в другой, к-рый наблюдался в неск. объектах, напр. в NGC 4151 (переход Sy1 в Sy2), в NGC 1566 (Sy2 в Sy1). Исчезновение или появление широкого компонента разрешённых линий происходит за неск. месяцев, при этом усиливается или ослабляется континуум, т. е. переход из одного сейфертовского типа в другой также есть результат фотоионизации оболочки перем. излучением центр. источника.

В нек-рых О. с а. я. в радиодиапазоне наблюдаются узкие струи выброшенного вещества (джеты). В NGC 4151 обнаружены узкие переменные эмиссионные линии, к-рые хорошо видны в минимуме блеска около резонансной линии CIV. Эти линии не могут возбуждаться фотоионизацией и, по-видимому, возникают в струях, скорость движения вещества в к-рых ок. 0,1 c. На частоте 15 ГГц в NGC 4151 видны структуры на расстояниях в десятки и сотни парсек, к-рые интерпретируются как джеты S-образной формы. Аналогичные джеты, часто односторонние, наблюдаются и в др. О. с а. я. Возможный период прецессии джетов 10^4—10^6 лет.

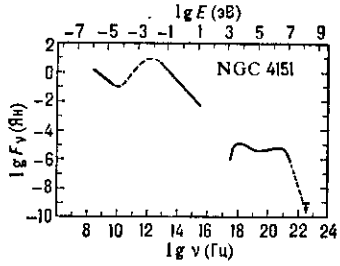


Рис. 1.

К перечисленным данным наблюдений следует добавить отсутствие строгих периодичностей переменности блеска О. с а. я., значит. долю тепловой составляющей в перем. оптич. излучении (в радиодиапазоне — синхротронное излучение релятивистских электронов в магн. поле), зависимость амплитуды медленной составляющей переменности от наклона галактики и некрые др. В целом совокупность данных наблюдений, в т. ч. по переменности континуума в разных диапазонах, позволяет сделать вывод, что наиб. приемлемой моделью О. с а. *я.* является модель дисковой *аккреции* на сверхмассивную *чёрную дыру*. Известно, что наиб. эфф. механизм выделения энергии (кроме аннигиляции) — аккреция вещества в гравитац. поле чёрной дыры. При этом может выделяться до 43% полной (mc^2) энергии вещества. Следующий по эффективности механизм — термоядерные реакции — даёт энерговыделение на порядок меньше. Модель дисковой аккреции и качественно и количественно объясняет большинство наблюдаемых феноменов О. с а. я., хотя и нуждается в дальнейшей разработке и детализации (напр., тот факт, что осн. доля энергии О. с а. я. выделяется в жёстком диапазоне 1 КэВ — 100 МэВ, трудно объяснить в рамках стандартной модели дисковой аккреции, как, впрочем, и в рамках др. моделей). Предлагавшиеся ранее модели компактного звёздного скопления или замагниченного наклонного ротатора (магнитоида) оказались несостоятельными, в частности как по распределению энергии, так и по характеру переменности в разных диапазонах. Модель дисковой аккреции требует наличия вещества, к-рое образует аккреционный диск и даёт наблюдаемое энерговыделение. Одним из эфф. механизмов поставки вещества в диск является приливное разрушение звёзд в гравитац. поле сверхмассивной чёрной дыры (достаточно $\sim 1 M_\odot$ в год; $M_\odot$ — масса Солнца). Такой механизм возможен при повыш. плотности звёзд в О. с а. я. Это условие не противоречит наблюдениям: для О. с а. я. характерна повышенная по сравнению с нормальными галактиками концентрация поверхностной яркости (а следовательно, и массы, т. к. поверхностная яркость галактик определяется в основном звёздами). С повыш. концентрацией яркости связан и вопрос эволюции О. с а. я. Существуют две гипотезы: явление О. с а. я. есть фаза в эволюции любой спиральной или эллиптич. галактики; активные ядра образуются только в галактиках, имеющих повыш. концентрацию массы. Второй случай соответствует длинной ($\sim 10^{10}$ лет) шкале жизни О. с а. я. По-видимому, наблюдения больше поддерживают вторую гипотезу.

Наиб. вероятной представляется след. упрощённая схема О. с а. я. (рис. 2): сверхмассивная ($\sim 10^8 M_\odot$) чёрная дыра с гравитац. радиусом $\sim 3\cdot10^{13}$ см, на к-рую аккрецирует вещество приливно разрушаемых звёзд, образующее дискообразную структуру; область рентг. излучения имеет размеры 10^{14}—10^{15} см (световые часы), затем следуют область оптич. континуума (световые дни) и разрешённых эмиссионных линий (до 10^{17} см), область ИК-континуума (световые месяцы), на расстоянии $\sim 10^{19}$ см (парсеки) — область излучения запрещённых линий. Перпендикулярно плоскости диска расположены оптич. и радиоструи протяжённостью до неск. парсек (в радиодиапазоне). Здесь же, в полярных конусах диска, вблизи области жёсткого излучения, возникают линии высокой ионизации ([FeX] и др.). Проблема образования релятивистских коллимированных струй ещё не решена окончательно. Возможно, перспективной является модель γ-пушки, в к-рой чёрная дыра имеет определённые вращат. момент и магн. поле. При дисковой аккреции замагниченной плазмы формируется сильное электрич. поле, к-рое ускоряет заряж. частицы перпендикулярно плоскости диска до релятивистских скоростей, что в конечном итоге приводит к мощному потоку γ-излучения. При этом плазма в жерле внутр. части аккреционного диска прозрачна для квантов с характерной энергией ~100 МэВ. Коллимированные (узконаправленные) джеты могут быть связаны с узкой направленностью пучка γ-квантов. При массе $\sim 10^9$ $M_\odot$ и поле $\sim 10^4$ Гс полный поток энергии направленного γ-излучения и релятивистских электронов достигает 10^{46} эрг/с.



Рис. 2.

Лит.: Л ю т ы й В. М., Фотометрические наблюдения ядер активных галактик, в кн.: Астрофизика и космическая физика, М., 1982; Л ю т ы й В. М., Ч е р е п а щ у к А. М., Активность ядер галактик и явление SS 433, «Астрон. ж.», 1986, т. 63, с. 897.

Lawrence A., Classification of active galaxies and the prospect of a unified phenomenology, «Publs Astron. Soc. Pacif.», 1987, v. 99, p. 309. *В. М. Лютый.*

ОБЪЁМНАЯ ВЯЗКОСТЬ — феноменологич. характеристика процесса диссипации энергии при объёмных деформациях среды. Коэф. О. в. ζ иногда наз. также вторым коэф. вязкости или второй вязкостью, для того чтобы подчеркнуть его отличие от коэф. обычной стоксовой *вязкости* η, к-рую наз. также сдвиговой вязкостью. Коэф. поглощения звука на единицу длины в вязкой среде

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3}\left(\frac{4}{3}\eta + \zeta\right),$$

где ρ — плотность среды, c — фазовая скорость звука, ω — круговая частота. В отличие от сдвиговой вязкости, характеризующей необратимую передачу энергии поступат. движения среды от одних слоёв к другим, О. в. характеризует квазиравновесный обмен энергией между поступат. движением частиц в звуковой волне и внутр. степенями свободы в веществе. Этот обмен энергией обычно связан с релаксац. процессами, проходящими в среде при распространении звука (см. *Релаксация акустическая*). В области частот ω, отвечающих условию $\omega\tau \ll 1$ (где τ — время релаксации), коэф. О. в. $\zeta = \rho\tau(c_\infty^2 - c_0^2)$; здесь c_0 — скорость распространения звуковой волны в области $\omega\tau \ll 1$, где равновесие успевает полностью установиться за период звуковой волны, а c_∞ — скорость звука при больших частотах $\omega\tau \gg 1$, где релаксац. процесс не успевает пройти за период. При повышении частоты коэф. поглощения, обусловленный релаксац. процессом, перестаёт зависеть от частоты квадратично — его рост с частотой замедляется и величина α асимптотически стремится к пост. значению. Поэтому если условие $\omega\tau \ll 1$ не выполняется, то говорить об О. в. можно только условно, приписывая коэф. О. в. частотную зависимость:

$$\zeta = \frac{\rho\tau\left(c_\infty^2 - c_0^2\right)}{1 + \omega^2\tau^2}.$$

Значение ζ вычисляется по измерениям коэф. поглощения и скорости звука и независимо измеренным значениям коэф. сдвиговой вязкости. Величина ζ обычно уменьшается при повышении темп-ры и увеличивается с повышением давления. Коэф. η и ζ являются величинами одного порядка только в нек-рых одноатомных газах. В большинстве случаев величина ζ намного превосходит величину η (табл.).

Значения η и ζ/η для некоторых жидкостей

Жидкость	T, °C	η, 10^{-3}Па·с	ζ/η
Вода	15	1,1	2,81
Глицерин	−14	61600	1,03
Хлористый натрий	888	115	20,8
Хлористое серебро	571,5	176	27,60
Бензол	20	0,65	130
Сероуглерод	20	0,36	1600

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954, § 78; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968. *А. Л. Полякова.*

ОБЪЁМНАЯ СИЛА — то же, что *массовая сила*.

ОБЪЁМНАЯ СКОРОСТЬ — поток *колебательной скорости частиц* через данную поверхность. О. с. V выражается ф-лой $V = \iint \boldsymbol{v}\boldsymbol{n}dS$, где $\boldsymbol{v}$ — вектор колебательной скорости частиц в данной точке поверхности, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности в этой точке, dS — элемент площади поверхности S, для к-рой вычисляется О. с. Для излучателя нулевого порядка в виде пульсирующего тела О. с. через поверхность тела равна скорости изменения его объёма. Для излучателя в виде колеблющейся диафрагмы в жёстком экране О. с. равна скорости вытеснения среды. При поршневом излучении, т. е. при синфазном колебании всей излучающей поверхности с одинаковой амплитудой нормальной составляющей колебат. скорости во всех точках, О. с. равна этой составляющей, умноженной на площадь излучающей поверхности.

Для излучателя нулевого порядка с размерами, малыми по сравнению с длиной волны, О. с. через его поверхность практически совпадает с производительностью излучателя, и давление в поле такого излучателя можно выразить через О. с. $V(t)$ ф-лой

$$p = \frac{\rho}{4\pi r}\frac{\partial}{\partial t}V\left(t - \frac{r}{c}\right),$$

где ρ и c — плотность среды и скорость звука в ней, а r — расстояние от излучателя. Для гармонич. процесса $V = V_0\exp(-i\omega t)$ эта ф-ла принимает вид

$$p = -i\rho\omega V_0\frac{\exp(-i\omega t + ikr)}{4\pi r},$$

где V_0 — амплитуда О. с., равная в этом случае производительности источника звука, k — *волновое число*.

О. с. сферич. излучателя, совершающего любое нормальное колебание, кроме монопольного (пульсирующего), равна нулю: поток скорости на одной части излучающей поверхности компенсируется потоком противоположного знака на др. части поверхности. О. с. квадруполя и мультиполей высших порядков вообще нулю не равна. При распространении звука по каналам, образованным соединениями труб с разными поперечными размерами, граничным условием на стыках этих труб является равенство О. с. по обе стороны сечения, проведённого через стык. В системе СИ О. с. измеряется в $м^3/с$, в системе СГС — в $см^3/с$.

Лит.: Рженкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. *М. А. Исакович.*

ОБЪЁМНОЙ УПРУГОСТИ МОДУЛЬ — см. *Модули упругости*.

ОБЪЁМНЫЙ ЗАРЯД — то же, что *пространственный заряд*.

ОБЪЁМНЫЙ РЕЗОНАТОР электромагнитный — замкнутая или почти замкнутая полость с хорошо проводящими стенками, внутри к-рой могут существовать слабозатухающие эл.-магн. колебания. О. р. могут иметь разл. формы экранирующих (проводящих) оболочек: сферические, цилиндрические, прямоугольные и т. п. Существуют О. р. с многосвязными в сечениях границами, напр. бисферические, коаксиальные. Хотя под О. р. всегда подразумевают трёхмерные объекты, иногда говорят о двумерных и даже одномерных О. р., имея в виду системы, поля в к-рых слабо зависят от одной или двух декартовых координат.

Простейшей моделью, описывающей спектральные свойства одномерного О. р., является идеальный *интерферометр Фабри — Перо*, состоящий из двух бесконечно проводящих плоскостей, между к-рыми, последовательно отражаясь, «мечется» плоская эл.-магн. волна. Как и в случае струны с жёстко закреплёнными концами, в такой системе возможны собственные (нормальные) синусоидальные [$\sim\exp(i\omega_n t)$] колебания (моды) с частотами $\omega_n = \pi cn/l$, где l — расстояние между отражателями (при заполнении средой с проницаемостями ε и μ надо заменить c на $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$), $n = 1, 2, 3, \ldots$ — число полуволн $\lambda_n/2 = \pi c/\omega_n = l/n$, укладывающихся между пластинами.

В двумерных и трёхмерных О. р. общая картина собств. эл.-магн. колебаний существенно богаче по спектру собств. частот, поляризац. характеристикам и по распределению полей в пространстве. Для отыскания собств. колебаний эл.-магн. поля в таких О. р. приходится решать краевую задачу для *Максвелла уравнений* с зависящими от проводимости стенок граничными условиями. Обычно вначале рассчитывают т. н. идеальный О. р., у к-рого потери в заполняющей среде и на излучение отсутствуют, а

стенки являются бесконечно проводящими (идеально отражающими). При этом задача о собств. колебаниях сводится (в однородной среде) к решению векторного *волнового уравнения* для поля $\boldsymbol{E}$ при условии обращения в нуль его тангенциальной составляющей на стенках резонатора S:

$$\Delta\boldsymbol{E} + \omega^2 c^{-2}\varepsilon\mu\boldsymbol{E} = 0, \quad \mathrm{div}\boldsymbol{E} = 0,$$
$$\boldsymbol{E}_{\text{танг}}|_S = 0, \quad \boldsymbol{H} = ic\omega^{-1}\mathrm{rot}\boldsymbol{E}. \qquad (1)$$

Прямоугольный резонатор. Если полость О. р. представляет собой прямоуг. параллелепипед $0 \leqslant x \leqslant a$, $0 \leqslant y \leqslant b$, $0 \leqslant z \leqslant l$ (рис. 1), то при решении задачи (1) используют декартову систему координат, в к-рой переменные векторного волнового ур-ния допускают разделение. Такой О. р. можно рассматривать как «закороченный» (перегороженный проводящими стенками) отрезок прямоуг. *волновода металлического*, ориентированный, напр., в z-направлении и имеющий длину l; он напоминает интерферометр Фабри — Перо с той лишь разницей, что между плоскостями $z = 0$ и $z = l$ теперь «мечутся» волноводные моды, т. е. плоские неоднородные волны. Поэтому классификацию собств. колебаний прямоуг. О. р. обычно производят по типам волноводных мод, как бы «пойманных» между плоскостями $z = 0$, $z = l$. Различают колебания TE_{nmp}- и TM_{nmp}-типов. В первом случае речь идёт о стоячей волноводной TE-волне, в к-рой вектор $\boldsymbol{E}$ поляризован в плоскости z=const, а проекции полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ на оси (x, y, z) имеют вид

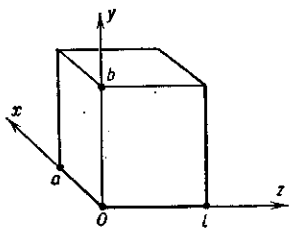


Рис. 1. Прямоугольный объёмный резонатор.

$$E_x \sim k_y k^{-1}\cos(k_x x)\sin(k_y y)\sin(k_z z),$$
$$E_y \sim -k_x k^{-1}\sin(k_x x)\cos(k_y y)\sin(k_z z), \qquad (2)$$
$$H_x \sim ick_x k_z\omega^{-1}k^{-1}\sin(k_x x)\cos(k_y y)\cos(k_z z),$$
$$H_y \sim ick_y k_z\omega^{-1}k^{-1}\cos(k_x x)\sin(k_y y)\cos(k_z z),$$
$$H_z \sim -ic\left(k_x^2 + k_y^2\right)\omega^{-1}k^{-1}\cos(k_x x)\cos(k_y y)\sin(k_z z).$$

Здесь k_x, k_y, k_z — компоненты волнового числа k:

$$k^2 = \omega^2\varepsilon\mu/c^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \qquad (3)$$

причём граничное условие $E_{\text{танг}}|_S = 0$ фиксирует величины этих компонент

$$k_x = k_x^{(n)} = \pi n/a, \; k_y = k_y^{(m)} = \pi m/b, \; k_z = k_z^{(p)} = \pi p/l. \qquad (4)$$

Следовательно, спектр собств. частот определяется ф-лой

$$\omega^2_{nmp} = \frac{c^2\pi^2}{\varepsilon\mu}\left(\frac{n^2}{a^2} + \frac{m^2}{b^2} + \frac{p^2}{l^2}\right). \qquad (5)$$

Индексы n, m, p пробегают значения 0, 1, 2,..., но в нуль может обращаться только один из них. Мин. собств. частота свойственна моде, у к-рой равен нулю индекс, относящийся к наим. размеру О. р., напр. при $l > b > a$ это $\omega_{011} = c\pi(b^{-2} + l^{-2})^{1/2}/\sqrt{\varepsilon\mu}$. Структура поля в такой моде, а также структура поля моды TE_{111} воспроизведены на рис. 2. Поля типа TM_{nmp} можно получить из (2) заменой $\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H} \to \boldsymbol{E}$, $\varepsilon \rightleftarrows \mu$, однако при этом граничное условие $E_{\text{танг}}|_S = 0$ преобразуется в $H_{\text{танг}}|_S = 0$, т. е. изменяются эл.-динамич. свойства стенок резонатора: они вместо «электрических» становятся «магнитными».

Для записи TM-полей в идеальном О. р. с «электрическими» стенками соответствующее «магнитным» стенкам решение необходимо сдвинуть на четверть периода, т. е. заменить $z \to z + \pi/2k_z^{(p)}$, $y \to y + \pi/2k_y^{(m)}$, $x \to x + \pi/2k_x^{(n)}$ ($k_z^{(p)} \neq 0$, $k_y^{(m)} \neq 0$, $k_x^{(n)} \neq 0$). В результате такого сдвига спектр собств. колебаний (4), (5) останется без изменений, но ни один из индексов n, m, p не сможет уже принимать нулевое значение, все они будут начинаться с 1: $n = 1, 2, 3,...$; $m = 1, 2, 3, ...$; $p = 1, 2, 3,....$ Распределение поля в моде типа TM_{111} показано на рис. 3.

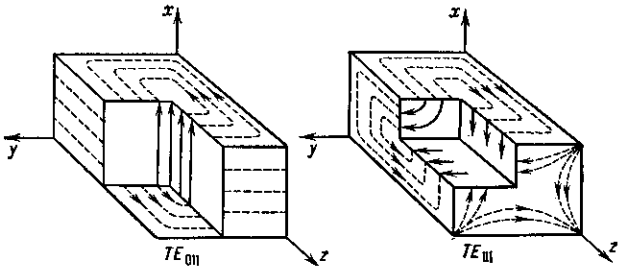


Рис. 2. Простейшие колебания (моды) TE-типа в прямоугольном объёмном резонаторе. Распределение электрическ (сплошные линии) и магнитного (пунктир) полей.

Т. о., все собств. колебания изображённого на рис. 1 идеального О. р. с ненулевыми индексами, $n \neq 0$, $m \neq 0$, $p \neq 0$, оказываются, по крайней мере, двукратно вырожденными по TE- и TM-поляризациям. Степень вырождения может быть и более высокой, если к.-л. из размеров a, b, l совпадают между собой. Макс. кратность вырождения (12) достигается для частот ω_{nnn} кубического О. р. ($a = b = l$).

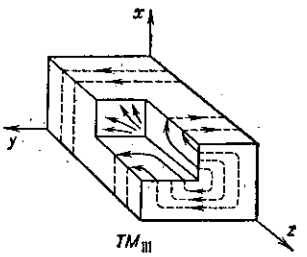


Рис. 3. Распределение электрического (сплошные линии) и магнитного (пунктир) полей в моде типа TM_{111} прямоугольного объёмного резонатора.

Резонаторы, в к-рых возбуждены вырожденные моды, эквивалентны LC-контурам, имеющим одну и ту же собств. частоту $\omega = (LC)^{-1/2}$, но никак не связанным друг с другом. При наличии индуктивной или ёмкостной связи вырождение снимается, такая система контуров будет колебаться на новых нормальных частотах, различающихся между собой. В случае двух контуров (двух мод) зависимость новых частот от старых определяется известным графиком Вина (см. также *Связанные системы*). В О. р. связь между вырожденными модами может осуществляться небольшой деформацией стенок или внесением внутрь небольших возмущающих тел, напр. проводящих шариков радиусом $r \ll \lambda$; при помещении последних в пучности поля $E(H)$ связь получается ёмкостной (индуктивной). На

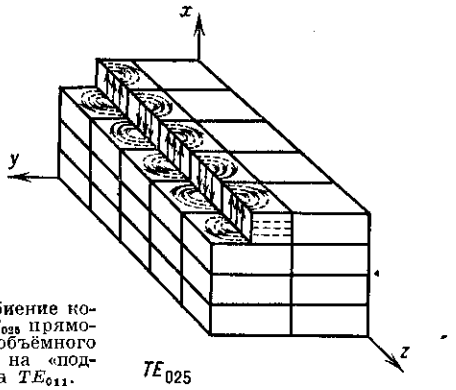


Рис. 4. Разбиение колебания TE_{025} прямоугольного объёмного резонатора на «подмоды» типа TE_{011}.

такой перестройке О. р. при внесении внутрь малых локализов. вкраплений основан один из методов измерений распределения полей в О. р.

В прямоуг. О. р. поля имеют ячеистую структуру: любая высокая мода в них разбивается на «подмоды» типа TM_{111}, TE_{111}, или TE_{011}, как это показано на рис. 4. Низкие моды прямоуг. О. р. следует рассматривать в качестве элементарных. В технике довольно часто (но не всегда) О. р. используют в режиме одного колебания, обычно обладающего наинизшей собств. частотой.

Цилиндрический резонатор. С помощью плавных деформаций стенок О. р. можно проследить за топологически подобными изменениями структуры собств. мод.

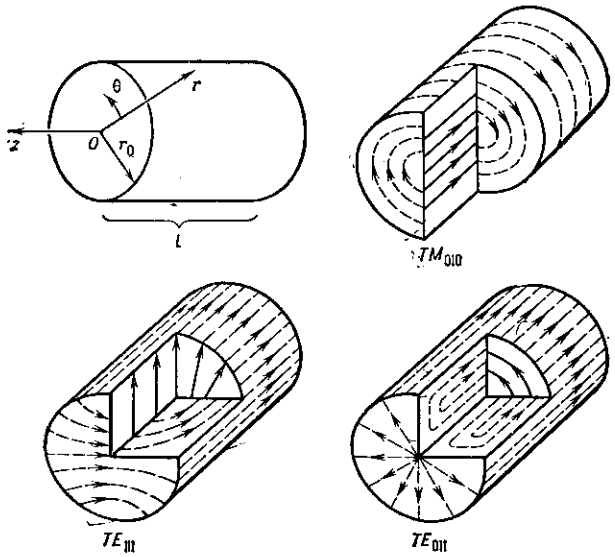


Рис. 5. Простейшие колебания (моды) в цилиндрическом объёмном резонаторе. Распределение электрического (сплошные линии) и магнитного (пунктир) полей.

Так, осн. мода TE_{110} прямоуг. резонатора преобразуется в моду типа TM_{010} цилиндрич. резонатора. Смена обозначений связана с тем, что в координатах θ, r, z (рис. 5) поле не зависит от координат θ и z. Строгие количеств. данные о частотном спектре и структуре собств. колебаний цилиндрич. (и любого другого) резонатора удаётся получить только из непосредств. решения краевой задачи (1): в цилиндре радиусом r_0 и высотой l при $l < 2{,}04r_0$ мин. частоту имеет мода TM_{010}, $\omega_{010} = 2{,}4\ c/r_0\sqrt{\varepsilon\mu}$; с ростом l происходит смена осн. колебания, им становится мода TE_{111} ($H_z \neq 0$, $H_r \neq 0$, $E_r \neq 0$, $E_\theta \neq 0$), $\omega_{111}^2 = c^2\varepsilon^{-1}\mu^{-1}[(1{,}84/r_0)^2 + (\pi/l)^2]$. Среди собств. колебаний цилиндрич. резонатора типа TE наиб. простой структурой обладает симметричная относительно оси z мода TE_{011} ($H_z \neq 0$, $H_r \neq 0$, $E_\theta \neq 0$), $\omega_{011}^2 = c^2\varepsilon^{-1}\mu^{-1}[(3{,}83/r_0)^2 + (\pi/l)^2]$.

Хотя эта мода не является основной ($\omega_{111} < \omega_{011}$), её часто используют на практике благодаря более низким, чем у моды TE_{111}, потерям, связанным с неидеальностью стенок резонатора. Фигурирующие в ф-лах для собств. частот числа 1,84; 2,40; 3,38 являются корнями ф-ции Бесселя и её производных: $J_0'(1{,}84) = 0$, $J_0(2{,}40) = 0$, $J_1(3{,}83) = 0$.

На рис. 6 показана возможность последоват. трансформации цилиндрич. резонатора в резонатор клистронного типа с гантелеобразным аксиальным сечением, к-рый можно рассматривать как экранированный LC-контур, где конденсатор C и индуктивность L составляют единое целое.

Добротность резонатора. Реальные О. р. отличаются от идеальных О. р. прежде всего наличием потерь (в среде, заполняющей полость, в экранирующих стенках, а также в местах ввода и вывода энергии). Если потери в заполняющей среде распределены однородно, то они не вносят изменений в структуру отд. компонент полей, но превращают чисто действительные собств. частоты в комплексные: $\omega \to \omega_д + i\omega_м$; соответствующие моды становятся затухающими: $e^{i\omega t} \to e^{i\omega_д t - \omega_м t}$. Декремент затухания $\omega_м$ определяется путём замены в (3) и (5) $\varepsilon \to \varepsilon_д - i\varepsilon_м$, $\mu \to \mu_д - i\mu_м$ и в случае малых потерь ($\varepsilon_м \ll \varepsilon_д$, $\mu_м \ll \mu_д$) равен $\omega_м = \omega_д(\varepsilon_м/\varepsilon_д + \mu_м/\mu_д)/2$. Поглощение в экранирующей оболочке, как правило, учитывают методом малых возмущений. Удобно использовать *Леонтовича граничное условие* для тангенциальных составляющих полей $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, к-рое фактически лишь слегка модифицирует краевую задачу (1). По методу малых возмущений рассчитывают обычно и влияние устройств ввода-вывода эл.-магн. энергии, связывающих объёмный резонатор с внешними системами.

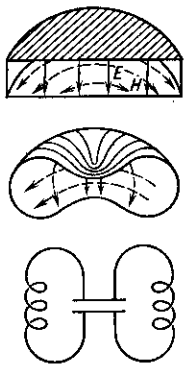


Рис. 6. Переход от цилиндрического резонатора с модой типа TM_{010} при плавной деформации стенок к резонатору клистронного типа, в котором электрическое (сплошные линии) и магнитное (пунктир) поля пространственно разделены (как в колебательном контуре).

По аналогии с LC-контурами качество О. р. часто характеризуют его **добротностью** Q. Добротность определяют либо по уширению резонансных линий, $Q = \omega/\Delta\omega = \omega_д/\omega_м$, либо как отношение запасённой в О. р. энергии W (средней за период колебаний $2\pi/\omega_д$) к мощности ср. потерь P: $Q = \omega_д W/P$. Последнее определение всегда требует уточнения, т. к. зависит от выбора «границ раздела» между областью, где энергия запасается, и областью, где она диссипируется.

В случае высокодобротных О. р. потери можно считать аддитивными и каждому их каналу поставить в соответствие свою (парциальную) добротность $Q_i \gg 1$. Так, добротность, связанная с поглощением в среде, равна $Q_1 = 2(\varepsilon_м/\varepsilon_д + \mu_м/\mu_д)^{-1}$, а добротность, связанная с поглощением в стенках, $Q_2 \sim V/S\delta$ (V — объём, S — поверхность полости, δ — толщина скин-слоя). Особую роль в теории О. р. играет добротность связи, или нагруженная добротность Q_3, определяющая потери на излучение вовне. В режиме оптимального резонансного возбуждения величина Q_3 равна половине суммарной добротности: $Q_3 = Q/2$ ($Q^{-1} = \sum_i Q_i^{-1}$).

Поскольку любой О. р. является многомодовым, то следует иметь в виду, что по мере уменьшения Q уширение резонансных линий может стать сравнимым с расстоянием между соседними собств. частотами, к-рые по существу уже перестают быть таковыми. При этом О. р. утрачивает свои избирательные (резонансные) свойства. Мин. значения добротностей, при к-рых ещё можно говорить о резонансных эффектах, ~ 10. Обычно добротности О. р. характеризуются значительно более высокими числами; напр., на осн. колебаниях в СВЧ-диапазоне они достигают 10^3, а при применении сверхпроводящих экранов $\sim 10^6$—10^7.

Как уже отмечалось, О. р. чаще всего используют на низших собств. частотах. Однако иногда необходимо работать с высокими модами, избегая паразитного возбуждения других, «нерабочих» мод. С данной проблемой, к-рую наз. проблемой *селекции мод*, приходится сталкиваться, напр., в электронике СВЧ, где в интересах повышения мощности часто объём резонатора стараются делать большим по сравнению с λ^3.

Возбуждение О. р. осуществляют обычно с помощью штырей, петель, щелей, отверстий, к к-рым подводят извне эл.-магн. энергию, примерно так же, как в случае волноводов (см. *Антенна*). В теории такие возбуждающие устройства часто можно заменить на эквивалентные им сторонние электрич. и магн. токи с плотностями $j^{(e)}\exp(i\omega t)$ и $j^{(m)}\exp(i\omega t)$. Для эфф. возбуждения О. р. требуется, чтобы ток $j^{(e)}$ был ориентирован вдоль поля $\boldsymbol{E}$, а ток $j^{(m)}$ — вдоль поля $\boldsymbol{H}$ нужной моды, т. к. соответствующие коэф. возбуждения пропорц. интегралам $\int(j^{(e)}\boldsymbol{E})dV$ и $\int(j^{(m)}\boldsymbol{H})dV$. С чисто матем. позиций задача о вынужденных колебаниях О. р. сводится к решению ур-ния (1), в правой части к-рого стоит возбуждающая сила $4\pi c^{-1}(\mathrm{rot}\,j^{(m)} + i\omega c^{-1}\mu j^{(e)})$.

О. р. с металлич. стенками применяют в технике СВЧ (10^9—10^{11} Гц) как частотные фильтры и резонансные колебат. системы генераторов, усилителей, приёмных устройств, анализаторов спектра и др. Начиная с частот $\sim 10^{11}$ Гц О. р. при работе на первой моде становятся излишне миниатюрными ($l \sim \lambda \sim 1$ мм), к тому же их добротность ухудшается по закону $Q \sim \lambda^{1/2}$, поскольку толщина скин-слоя уменьшается пропорц. $\lambda^{1/2}$, а размеры О. р.— пропорц. λ. В миллиметровом, субмиллиметровом и оптич. диапазонах О. р. вытеснены большими (в масштабе λ) *открытыми резонаторами* квазиоптич. типа, в к-рых осуществляется разрежение спектра собств. частот за счёт «высвечивания» части мод через открытые участки боковых поверхностей.

О. р. встречаются и в природных условиях, причём экранирующие поверхности у них не обязательно хорошо проводящие. Напр., существует бисферич. О. р. Земля — ионосфера. Земля является электропроводящим экраном, а ионосфера — рефракционным (из-за полного внутр. отражения волн). Аналогичные О. р., обычно представляющие собой отрезки *волноводов диэлектрических* (плоско-параллельных или цилиндрических), встречаются и в технике.

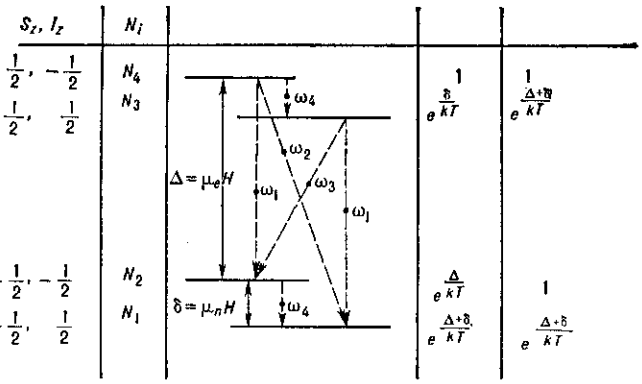
Лит.: Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 1, М., 1970; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Каценеленбаум Б. З., Высокочастотная электродинамика, М., 1966; Никольский В. В., Никольская Т. И., Электродинамика и распространение радиоволн, 3 изд., М., 1989.

М. А. Миллер, А. И. Смирнов.

ОБЫКНОВЕ́ННЫЙ ЛУЧ — см. *Кристаллооптика.*

ОВЕРХАУЗЕРА ЭФФЕ́КТ — увеличение интенсивности *ядерного магнитного резонанса* и поляризации ядерной магн. системы при насыщении *электронного парамагнитного резонанса*. О. э. наблюдается в условиях, когда в электронной парамагн. системе существует релаксац. процесс, содержащий в каждом акте связанное однонаправленное изменение ядерных спиновых переменных и определяющий стационарное состояние ядерной магн. системы (см. *Ориентированные ядра*, *Парамагнетизм*). О. э. предсказан А. Оверхаузером (A. W. Overhauser) в 1953 для взаимодействующих спиновых систем электронов проводимости и ядер в металлах. В том же году О. э. был экспериментально подтверждён Т. Карвером (Th. R. Carver) и Ч. Сликтером (Ch. P. Slichter), впоследствии наблюдался в полупроводниках, жидкостях с парамагн. примесями и твёрдых телах с высокой концентрацией свободных радикалов или парамагн. примесей. О. э. является одним из методов динамич. поляризации ядер. Для его объяснения существенны два явления: зеемановское расщепление магн. уровней (см. *Зеемана эффект*) и *релаксация* — процесс возвращения возбуждённой системы в состояние термодинамич. равновесия.

Магн. моменты микрочастиц могут иметь только определ. ориентации в магн. поле, к-рым соответствуют определ. значения энергии (энергетич. уровни). На рис. изображена структура этих уровней для электронно-ядерной системы с электронным спином $S = 1/2$ и ядерным спином $I = 1/2$. Зеемановское расщепление для электронного спина равно $\Delta = \mu_e H$, для ядерного



Структура зеемановских энергетических уровней электронно-ядерной системы с $S = 1/2$ и $I = 1/2$. Штриховые линии соответствуют различным видам релаксации. Справа в первом столбце — относительные равновесные населённости уровней, N_i/N_4, во втором столбце — те же величины в условиях эффекта Оверхаузера при $w_3 = w_4 = 0$.

спина $\delta = \mu_n H$, где H — напряжённость внеш. магн. поля, μ_e и μ_n — магн. моменты электрона и ядра. Поскольку $\mu_e \gg \mu_n$, имеем $\Delta \gg \delta$. Термодинамически равновесная поляризация электронной и ядерной магн. систем определяется населённостью электронных уровней $S_z = \pm 1/2$ и ядерных уровней $I_z = \pm 1/2$. Отношение населённостей соответствует распределению Больцмана:

$$N_3/N_1 = N_4/N_2 = e^{-\Delta/kT},\ N_4/N_3 = N_2/N_1 = e^{-\delta/kT},$$

где N_i — населённость уровней, соответствующих рис. Возбуждение переходов $\Delta S_z = 1$, $\Delta I_z = 0$ отвечает ЭПР, а переходов $\Delta S_z = 0$, $\Delta I_z = 1$ — ЯМР. Если приложить к образцу достаточно сильное перем. магн. поле с частотой ЭПР $\Omega = \Delta/\hbar$, то электронные переходы можно насытить, т. е. выровнять населённости уровней, между к-рыми происходят соответствующие переходы ($\Delta S_z = 1$, $\Delta I_z = 0$), при этом $N_1 \simeq N_3$ и $N_2 \simeq N_4$. Магн. ВЧ-поле переводит электроны в верх. состояния, а релаксац. процессы стремятся восстановить состояние термодинамич. равновесия. Конкуренция этих процессов определит амплитуду ВЧ-поля, необходимую для насыщения ЭПР. Ответственный за это релаксац. процесс (со скоростью релаксации w_1) не приводит к переориентации ядерных спинов.

Существование флуктуирующего сверхтонкого взаимодействия, связанного либо с движением носителей электронного спина, либо с быстрой переориентацией этого спина в обменном поле, приведёт к появлению др. релаксац. процессов. Контактное фермиевское взаимодействие приводит к релаксац. процессу типа $\Delta S_z = -1$ при $\Delta I_z = 1$, и наоборот (со скоростью релаксации w_2). Флуктуирующее дипольное взаимодействие приведёт к процессу типа $\Delta S_z = -1$, $\Delta I_z = -1$ (со скоростью релаксации w_3). В ядерной магн. системе существуют релаксац. процессы $\Delta S_z = 0$, $\Delta I_z = 1$ (со скоростью релаксации w_4).

Для О. э. характерно соотношение $w_2 \gg w_3$, w_4. Осн. процесс, ведущий к изменению населённостей, отвечает переходам между уровнями 4 и 1. При этом происходят однонаправленные перевороты ядерных спинов, приводящие к след. отношению населённостей: $N_1/N_2 = N_3/N_4 = \exp(\Delta + \delta)/kT$. Т. о., поляризация ядер в состоянии термодинамич. равновесия определяется величиной зеемановского расщепления в ядерной магн. системе, а в условиях О. э.— зеемановским расщеплением в электронной системе. При высоких темп-рах, когда $\Delta, \delta \ll kT$, поляризация возрастает в $\mu_e/\mu_n \sim 10^3$ раз. Неполное насыщение ЭПР и конечные значения величин w_3 и w_4 приводят к ослаблению поляризации ядер при О. э. При $w_3 \gg w_2$, w_4 поляризация ядерной магн. системы будет противоположной.

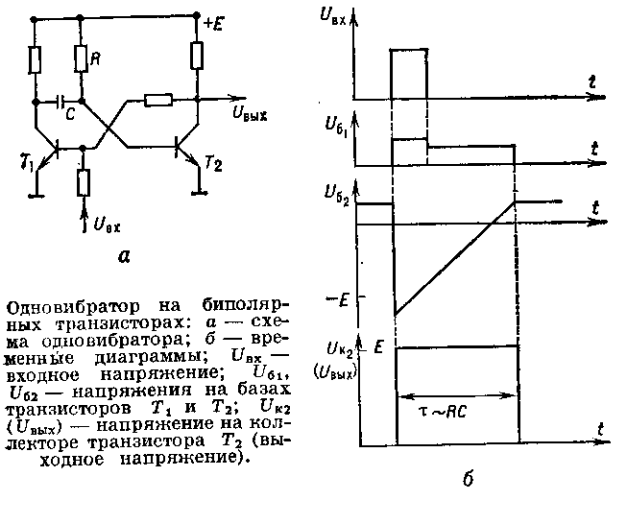
О. э. наряду с др. эффектами динамич. поляризации ядер используют для изучения ядерной магн. системы и получения системы поляризов. ядер.

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Джеффрис К., Динамическая ориентация ядер, пер. с англ., М., 1965; Ацаркин В. А., Динамическая поляризация ядер в твёрдых диэлектриках, М., 1980. *В. А. Тулин.*

ОВШИНСКОГО ЭФФЕ́КТ — см. в ст. *Переключения эффекты.*

ОДНОВИБРА́ТОР (реле времени, моностабильный триггер, ждущий мультивибратор) — электронная схема, генерирующая под действием входного импульсного сигнала одиночный импульс напряжения заданной длительности (обычно прямоуг. формы). О. представляет собой схему, к-рая может находиться в одном из двух состояний. Одно из состояний является устойчивым, а во второе, метастабильное, состояние схема может перейти только под действием внеш. сигнала. Возврат в устойчивое состояние происходит автоматически. Время пребывания в метастабильном состоянии, определяющее длительность генерируемого импульса, зависит только от параметров схемы О., и изменение характеристик входного импульса в нек-рых пределах на него не влияет. Обычно это время определяется временем зарядки или разрядки конденсатора, входящего в схему О.

Классич. схема О. представляет собой *триггер*, в к-ром одно из сопротивлений положительной *обратной связи* заменено конденсатором (рис., *а*). В исходном состоянии транзистор T_1 закрыт, транзистор T_2 открыт, конденсатор C заряжен до напряжения питания. Положительный входной импульс открывает транзистор



Одновибратор на биполярных транзисторах: *а* — схема одновибратора; *б* — временные диаграммы; $U_{вх}$ — входное напряжение; $U_{б1}$, $U_{б2}$ — напряжения на базах транзисторов T_1 и T_2; $U_{к2}$ ($U_{вых}$) — напряжение на коллекторе транзистора T_2 (выходное напряжение).

T_1, напряжение на его коллекторе падает, и начинается перезарядка кондесатора через открытый транзистор T_1 и сопротивление R. Скачок потенциала коллектора транзистора T_1 через *дифференцирующую цепь RC* передаётся на базу транзистора T_2 и запирает его. О. находится в метастабильном состоянии: высокий потенциал коллектора транзистора T_2 через сопротивление R_1 передаётся на базу транзистора T_1 и поддерживает его в открытом состоянии, если даже входное напряжение уменьшится до нуля, а ток перезарядки конденсатора, протекающий через сопротивление R, поддерживает запирающее напряжение на базе транзистора T_2. Через время $\tau \approx RC$ ток перезарядки уменьшается настолько, что потенциал базы транзистора T_2 становится достаточным для его отпирания, напряжение $U_{к2}$ падает и транзистор T_1 закрывается. О. возвращается в исходное состояние. Благодаря положительной обратной связи переходы из одного состояния в другое в О. происходят лавинообразно и выходной импульс имеет крутые фронты.

О. широко применяются для задержки и удлинения импульсов, формирования разл. управляющих сигналов и т. п.

Лит.: Титце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982. *А. В. Степанов.*

ОДНОДОМЕ́ННЫЕ ЧАСТИ́ЦЫ — ферро-, ферри- и слабоферромагнитные частицы малых размеров (меньше критического r_c, см. ниже), в к-рых образование *магнитной доменной структуры* невыгодно энергетически.

Однородно намагниченному состоянию массивного образца размером, большим r_c, соответствует большая *магнитостатическая энергия* $\mathscr{E}_m \sim 2\pi N M_s^2 V$, где M_s — намагниченность насыщения, V — объём образца, N — численный фактор, зависящий от формы образца. При переходе в многодоменное состояние $\mathscr{E}_m$ понижается настолько, что полная энергия $\mathscr{E}$ образца оказывается меньше его энергии $\mathscr{E}_0$ в однодоменном состоянии. Именно с этим выигрышем в энергии ($\mathscr{E}_0 - \mathscr{E}$) и связано существование многодоменного состояния в массивных образцах. Однако указанный выигрыш в энергии уменьшается с уменьшением линейных размеров образца. Это связано с тем, что при образовании доменов к полной магн. энергии образца добавляется энергия *доменных стенок* $\mathscr{E}_{дс}$, к-рая при уменьшении размеров образца r уменьшается медленнее, чем $\mathscr{E}_m$. Следовательно, начиная с нек-рого размера образца $r = r_c$ выигрыш в энергии, связанный с уменьшением $\mathscr{E}_m$, становится меньше проигрыша в энергии, связанного с образованием доменных стенок. Т. о., в частицах с $r \leqslant r_c$ энергетически выгодным оказывается однодоменное состояние. Величину r_c наз. к р и т и ч е с к и м р а з м е р о м о д н о д о м е н н о с т и.

На возможность существования О. ч. впервые обратили внимание Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман (1930).

Значение r_c для разных магн. материалов заключено в пределах 10^{-2}—10^{-6} см.

Для образования однородного состояния вовсе не обязательно, чтобы малыми были все размеры образца. В однодоменном состоянии может находиться, напр., магнитно-одноосный образец в виде тонкого и бесконечно длинного цилиндра с осью, параллельной *оси лёгкого намагничивания*. То же относится и к тонким *магнитным плёнкам* с толщиной меньше нек-рой критической, но с безграничными размерами в плоскости, параллельной поверхности.

Из-за больших энергетич. барьеров между разл. магн. состояниями однодоменное состояние частиц, напр. в нулевом внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$, может быть метастабильным. В связи с этим, являясь однодоменными при $\boldsymbol{H} = 0$, частицы не обязательно остаются таковыми при изменении направления намагниченности под влиянием $\boldsymbol{H}$. На это впервые обратил внимание Е. И. Кондорский (1952), к-рый ввёл понятие «абсолютной однодоменности». Абсолютно однодоменными являются частицы с размерами $r < r_0$ (r_0 — размер абсолютно однодоменной частицы), в к-рых при любых значениях и направлениях $\boldsymbol{H}$ намагниченность остаётся однородной по всему объёму образца.

Аналитич. выражение размера r_0 для сферич. ферромагн. частицы

$$r_0 = \frac{x_1}{M_s}\left(\frac{3A}{4\pi}\right)^{1/2}$$

было найдено У. Брауном (W. F. Brown) в 1957. В этой ф-ле A — обменный параметр, $x_1 = 2{,}08$. Для Fe ($A = 0{,}8 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 1700$ Гс) $r_0 = 53{,}5$ Å.

Возможность существования О. ч. имеет важное практич. значение, напр., для изготовления высокоэнергоёмких пост. магнитов, получаемых путём пре-

сования конгломератов однодоменных частиц, а также для магн. записи информации.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Браун У. Ф., Микромагнетизм, пер. с англ., М., 1979.

Б. Н. Филиппов.

ОДНООСНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ — кристаллы, в к-рых происходит *двойное лучепреломление* при всех направлениях падающего на них луча света, кроме одного, называемого оптической осью кристалла. См. *Кристаллооптика.*

ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ — область электронной спектроскопии, в основе к-рой лежат измерение энергии и интенсивностей токов оже-электронов, а также анализ формы линий спектров оже-электронов, эмитированных атомами, молекулами и твёрдыми телами в результате *оже-эффекта.* Энергия оже-электронов определяется природой испускающих их атомов и взаимодействием этих атомов с окружающими, что приводит к небольшим изменениям энергии оже-электронов. Поэтому по оже-спектрам можно определить элементный состав приповерхностных слоёв твёрдых тел, получать информацию о *межатомных взаимодействиях*, осуществлять хим. анализ газов. О.-с. газов используется также для исследования механизма оже-эффекта, основных и возбуждённых состояний дважды ионизов. атомов, разл. эффектов, связанных с процессом нач. возбуждения атома. Анализ элементного состава производится путём сопоставления оже-спектров с табличными данными. Расположение пика в энергетич. спектре оже-электронов несёт информацию о хим. природе атомов, его амплитуда — об их концентрации. Взаимодействия атома с его окружением проявляются в форме оже-пиков и их энергетич. сдвигах.

В О.-с. атомы возбуждают электронным, фотонным (рентгеновским) и ионным пучками, соответственно различают электронную (ЭОС), рентгеновскую (РОС) и ионную (ИОС) О.-с. Регистрация оже-спектров производится с помощью оже-спектрометров, близких по конструкции в случае ЭОС, РОС и ИОС (рис. 1). Исследуемый образец помещают в вакуумную (до 10^{-11} мм

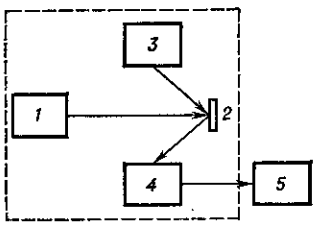


Рис. 1. Блок-схема оже-спектрометра: *1* — источник первичных частиц (электронов, фотонов, ионов); *2* — исследуемый образец; *3* — ионная пушка для послойного распыления образца; *4* — энергетический анализатор электронов; *5* — система регистрации и обработки данных. Пунктиром обведена вакуумируемая часть прибора.

рт. ст.) камеру и облучают пучками первичных частиц, источниками к-рых служат электронная пушка, рентг. трубка и ионная пушка; они должны обеспечивать потоки частиц, интенсивность к-рых достаточна для эмиссии оже-электронов в кол-ве, надёжно регистрируемом измерит. аппаратурой. Электронные и ионные пучки легко фокусируются, их можно развернуть в растр по поверхности образца (сканирующие оже-спектрометры), что позволяет изучать распределение на поверхности образца атомов разл. хим. элементов с высоким пространственным разрешением (~30 нм). Рентг. зонд имеет мин. диам. ~150 мкм, сканирующая РОС пока не используется.

Осн. узел оже-спектрометра — энергоанализатор оже-электронов. Чаще всего используют эл.-статич. анализаторы с продольным или поперечным электрич. полями (рис. 2). В анализаторах первого типа направления электрич. поля и движения электронов совпадают. К этому типу анализаторов относится многосеточный анализатор с тормозящим полем (рис. 2, *а*); в нём макс. энергия электронов, попадающих на коллектор анализатора, определяется по задерживающему потенциалу на сетках *3*.

В анализаторе второго типа (с дисперсией по энергии) электрон движется в поперечном электрич. поле по окружности, радиус к-рой зависит от его энергии (рис. 2, *б*, *в*, *г*, *д*). Выделив с помощью диафрагм траекторию определ. радиуса и регистрируя ток электронов, движущихся по этой траектории в зависимости от напряжённости электрич. поля (изменяя разность потенциалов

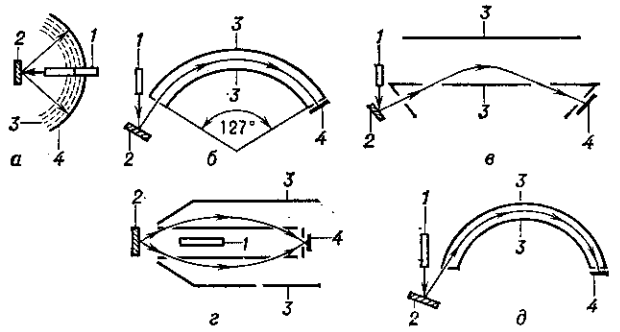


Рис. 2. Энергоанализаторы оже-электронов с продольным (*а*) и поперечным (*б*,*в*,*г*,*д*) электрическими полями: *а* — четырёхсеточный анализатор с тормозящим полем; *б* — 127-градусный анализатор Юза — Рожанского; *в*, *г* — плоские, цилиндрические зеркала; *д* — сферический дефлектор. *1* — источник первичных частиц; *2* — образец; *3* — электроды анализатора — сетки (*а*), цилиндрические (*б*, *г*), плоские (*в*), сферические (*д*) поверхности; *4* — коллектор электронов — сферический электрод (*а*) или электронный умножитель (*б*, *в*, *г*, *д*).

между внеш. и внутр. электродами *3* анализатора), измеряют распределение электронов по энергиям. К анализаторам такого типа относятся, напр., 127-градусный цилиндрич. анализатор Юза — Рожанского (рис. 2, *б*), плоское (рис. 2, *в*), цилиндрическое (рис. 2, *г*) и сферическое (рис. 2, *д*) зеркала. Они обеспечивают чувствительность на два порядка выше по сравнению с многосеточным анализатором с тормозящим полем, однако последний позволяет сочетать методы О.-с. с *дифракцией медленных электронов*, что даёт возможность паряду с элементным составом приповерхностных слоёв монокристаллич. образцов получать сведения об их кристаллич. структуре. Обычно регистрируют не энергетич. распределение числа N эмитированных электронов по энергиям $\mathscr{E}$, а производную $dN(\mathscr{E})/d\mathscr{E}$ ($\mathscr{E}$ — энергия электронов), что позволяет не только более чётко выделить линии в оже-спектрах (повысив чувствительность метода), но и более детально анализировать их структуру.

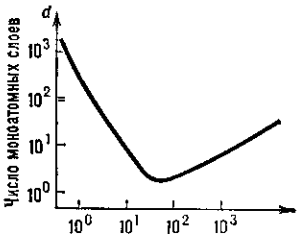


Рис. 3. Зависимость средней глубины d выхода оже-электронов от их энергии.

Методами ЭОС и РОС осуществляют анализ для всех элементов периодич. таблицы, за исключением H и He. Метод ИОС обладает селективностью: определ. ионы способны возбуждать эмиссию оже-электронов лишь в атомах определ. элементов, что обусловлено механизмом обменной генерации вакансий во внутр. электронных оболочках атомов ионным пучком. Поэтому применение метода ИОС целесообразно, когда необходимо регистрировать наличие на поверхности того или иного элемента, а не проводить полный анализ элементного состава поверхности.

Возбуждённые в твёрдом теле оже-электроны должны «донести» до энергоанализатора ту энергию, с к-рой они вылетели из эмитирующих их атомов, поэтому необходимо, чтобы, вылетев из атома, они не испытали неупругих взаимодействий. Это возможно лишь в том случае, когда глубина, на к-рой расположен эмитирующий оже-электрон атом, не превосходит ср. длины свободного пробега d для неупругого рассеяния; величина d и определяет толщину приповерхностного слоя, анализируемого методами О.-с. (рис. 3), она составляет

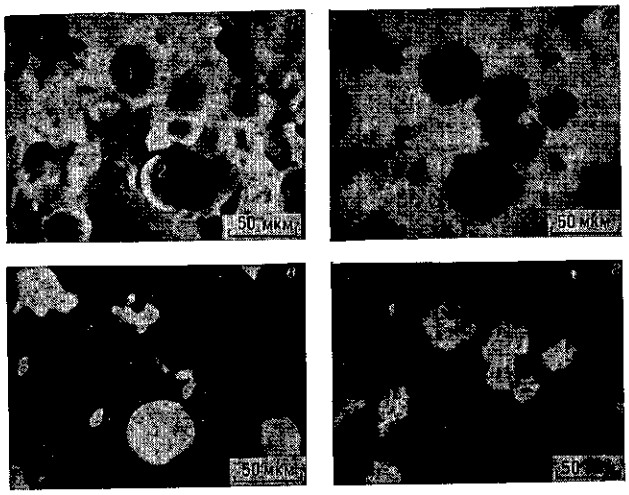


Рис. 4. Изображение границы излома сплавов Fe — C, полученное с помощью вторичной электронной эмиссии (*а*), и изображение этой же области, полученное с помощью оже-электронов и характеризующее распределение Fe (*б*), C (*в*) и Sb (*г*) по поверхности образца.

несколько моноатомных слоёв. Поэтому О.-с.— эфф. метод анализа поверхности (рис. 4, 5). Для получения информации о более глубинных слоях используют послойное распыление исследуемого образца ионами инертных газов.

Вероятность оже-эффекта падает с ростом атомного номера элемента, поэтому эффективность анализа атомов лёгких элементов выше, чем тяжёлых. В табл. приведены характеристики разл. видов О.-с.

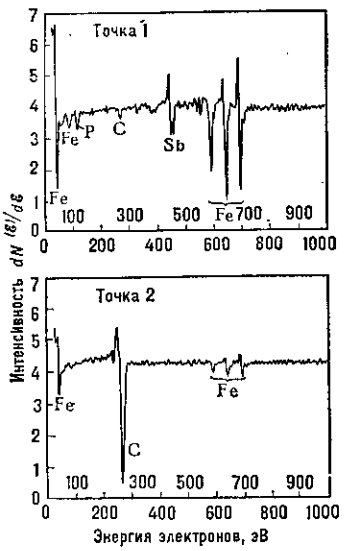


Рис. 5. Оже-спектры, полученные с кратера и выступа [отмечены на рис. 4 (*а*) точками *1* и *2*] на поверхности сплава Fe — C, характеризуют различие элементного состава образца в этих точках.

Характеристики различных видов оже-спектроскопии

Виды оже-спектроскопии	Ср. глубина анализируемого слоя, нм	Пространственное разрешение, нм	Анализируемый объём, мкм³	Чувствительность			Погрешность определения состава, %
				%	число атомов	масса, г	
ЭОС . .	1—3	50	10^{-5}	10^{-2}	10^{3}	10^{-19}	10—25
РОС . .	1—3	$15 \cdot 10^{4}$	1	10^{-1}	10^{3}	10^{-15}	5—10
ИОС . .	1—3	60	10^{-6}	10^{-3}	10^{2}	10^{-20}	—

В. В. Кораблёв.

ОЖЕ́-ЭФФЕ́КТ — эмиссия электрона из атома, происходящая в результате безызлучат. перехода при наличии в атоме вакансии на внутр. электронной оболочке. Эффект обнаружен П. Оже (P. V. Auger) в 1925.

Оже-процесс можно разделить на две стадии. Первая — ионизация атома внеш. излучением (рентгеновским, быстрыми электронами, ионами) с образованием вакансии на одной из внутр. оболочек. Такое состояние атома неустойчиво, и на второй стадии происходит заполнение вакансии электроном одного из вышележащих уровней энергии атома. Выделяющаяся при этом энергия может быть испущена в виде кванта характеристич. рентг. излучения, но может быть передана третьему атомному электрону, к-рый в результате вылетает из атома, т. е. происходит О.-э.

Значения кинетич. энергии $\mathscr{E}_К$ вылетающих электронов (т. н. оже-электронов) не зависят от энергии частиц внеш. излучения. Значения $\mathscr{E}_К$ характерны для атомов определ. хим. элемента и равны разности энергий возбуждённых состояний атома:

$$\mathscr{E}_К = \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3,$$

где $\mathscr{E}_i$ — энергия ионизов. атома с вакансией на внутр. оболочке, $\mathscr{E}_2$ — энергия атома после заполнения вакансии одним из электронов атома, $\mathscr{E}_3$ — пороговая энергия вылета оже-электрона из однократно ионизов. атома. Значения $\mathscr{E}_К$ для разл. атомов и разл. квантовых переходов в них лежат в пределах от 50 до 3000 эВ.

Вследствие конечности времени жизни τ возбуждённого состояния атома, ионизованного на первой стадии, существует разброс значений кинетич. энергий оже-электронов:

$$\Delta\mathscr{E}_К = \hbar/\tau \sim 1 \div 10 \text{ эВ}.$$

В оже-процессе с той или иной вероятностью могут принять участие электроны разл. атомных оболочек, поэтому энергетич. спектр вылетающих из атома оже-электронов (оже-спектр) содержит до неск. десятков перекрывающихся между собой оже-линий.

О.-э. происходит не только в изолиров. атомах, но и в молекулах (число оже-линий значительно возрастает), а также в твёрдых телах. В последнем случае наряду с переходами между внутр. уровнями энергии наблюдаются переходы с участием электронов валентной зоны, причём ширина зоны и плотность состояний в ней влияют на форму оже-линий. Изучение энергетич. структуры и осуществление хим. анализа вещества — предмет *оже-спектроскопии*.

Для обозначения оже-переходов применяют правило: если первичная вакансия находилась в электронном K-слое, её заполнение произошло путём перехода электрона из L-слоя, а энергия была передана электрону M-слоя, то оже-электрон наз. KLM-электроном (так же обозначают и соответствующий переход и оже-линию в спектре). Переходы с участием электронов валентной зоны обозначают буквой V (напр., переход LVV).

Особый случай О.-э. представляет собой процесс, при к-ром вакансия заполняется электроном того же электронного слоя (т. е. электроном с тем же главным квантовым числом). Такие переходы (напр., L_1L_2M) наз. переходами Костера — Кронига.

В ядерной физике эффект, аналогичный О.-э., когда энергия возбуждённого ядра передаётся одному из атомных электронов, носит назв. внутр. конверсии (см. *Конверсия внутренняя*). В отличие от оже-электронов, кинетич. энергия конверсионных электронов составляет неск. МэВ.

Лит.: Парилис Э. С., Эффект Оже, Таш., 1969; Chattarji D., The theory of Auger transitions, L. — N. Y., 1976.

С. Л. Дударев.

ОЖИЖЕ́НИЕ ГА́ЗОВ — см. *Сжижение газов.*

ОККЛЮ́ЗИЯ (от ср.-век. лат. occlusio — запирание, скрывание) — 1) поглощение (растворение) газов твёрдыми телами (обычно металлами) или расплавами, причём газ может образовывать с твёрдыми телами твёрдые или жидкие растворы или хим. соединения (нитриды, гидриды и т. д.); в отличие от *адсорбции*, окклюдированные газы распределяются по всему объёму. 2) Захват растущими кристаллами вещества, в к-ром происходит их рост; в результате О. в кристаллах появляются жидкие или газовые включения.

ОКОЛОЗВУКОВО́Е ТЕЧЕ́НИЕ — течение газа в области, в к-рой скорость потока v мало отличается от местной скорости распространения звука $a (v \approx a)$. О. т. может быть дозвуковым ($v < a$), сверхзвуковым ($v > a$) и смешанным (или трансзвуковым), когда внутри рассматриваемой области совершается переход от дозвукового к сверхзвуковому течению. Характерными случаями О. т. являются течение в области критического (наиб. узкого) сечения *сопел* ракетных двигателей и аэродинамич. труб, течение вблизи горловины сверхзвуковых воздухозаборников реактивных двигателей, в межлопаточных каналах нек-рых турбомашин, обтекание тел (самолётов, снарядов, ракет), летящих со скоростью, близкой к скорости звука или преодолевающих «звуковой барьер», когда на обтекаемом теле возникают местные сверхзвуковые зоны, замыкающиеся ударными волнами.

В О. т. существ. образом проявляется сжимаемость газа. Аналитическое или численное исследование смешанного О. т. затрудняется тем, что дифференц. ур-ния, описывающие течение газа (напр., в случае *потенциального течения* дифференц. ур-ние в частных производных 2-го порядка для потенциала скорости), принадлежат к эллиптич. типу при $v < a$, к параболическому при $v = a$, к гиперболическому при $v > a$.

Лит.: Франкль Ф. И., Избранные труды по газовой динамике, М., 1973, разд. 3.

С. Л. Вишневецкий.

ОКСИ́ДНЫЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУ́РНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ — оксидные соединения с высокой критич. темп-рой T_c перехода в сверхпроводящее состояние. Обнаружение *сверхпроводимости* в этих соединениях (1986—88) существенно повысило уровень известных значений T_c от ≈24 К в Nb_3Ge до ≈120К в $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$, что значительно выше темп-ры кипения жидкого азота ($T_{кип}$ = 77,3 К) — дешёвого и доступного хладагента.

Исключит. значимость прикладных аспектов сверхпроводимости и отсутствие принципиальных теоретич. ограничений на T_c (по меньшей мере, до T_c порядка 300 К) делают проблему создания сверхпроводящих материалов с высокой критич. темп-рой важнейшей задачей физики сверхпроводимости. После открытия в 1911 сверхпроводимости Х. Камерлинг-Оннесом (H. Kamerlingh-Onnes) доминировала тенденция к поиску новых сверхпроводников среди простых металлов (Hg, Pb, Nb), затем среди двойных (Nb_3Sn, Nb_3Ga) и тройных [$Nb_3(Al, Ge)$] интерметаллидов (рис. 1). Поиск сверхпроводников среди оксидных соединений был затруднён чисто психологически, поскольку большинство таких соединений является диэлектриками. В 1964 в США

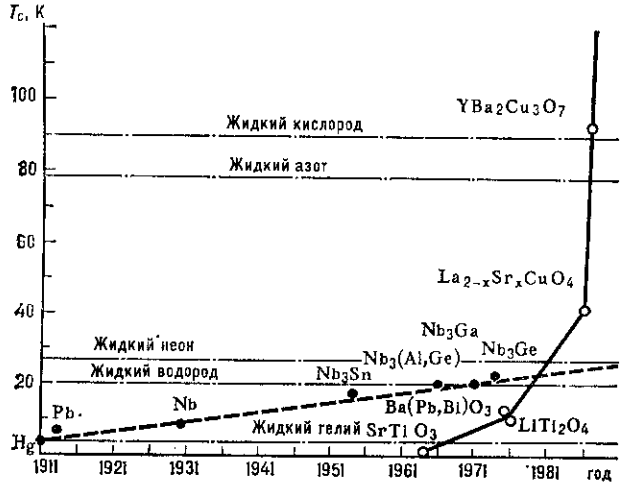


Рис. 1. Рекордные значения T_c металлических и интерметаллических (пунктир), металлооксидных (сплошная линия) сверхпроводников. Штрих-пунктирные линии соответствуют температурам кипения возможных хладагентов.

было открыто первое оксидное сверхпроводящее соединение со структурой перовскита — $SrTiO_3$ с T_c= 0,3—0,5 К при концентрации электронов 10^{19}—10^{20} $см^{-3}$. В 1974—75 обнаружена сверхпроводимость у $LiTi_2O_4$ (T_c = 11 К) и у $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$, в к-ром критич. темп-ра менялась с составом и достигала макс. значения T_c = 13 К при x = 0,25, а концентрация электронов была достаточно низкой(ок. $2 \cdot 10^{21}$ $см^{-3}$). В 1986 Й. Г. Беднорц (J. G. Bednorz) и К. А. Мюллер (K. A. Müller) обнаружили сверхпроводимость с $T_c \approx$ 30—34 К в многофазной керамике La — Ba — Cu — O. Оказалось, что за сверхпроводимость в этой системе ответственно соединение $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ с макс. значением T_c при x = 0,15—0,20. Возможна замена Ba на Sr. В соединении $La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$ T_c= = 36 К. В 1987 получена керамика Y — Ba — Cu — O с критич. темп-рой T_c = 92 К. Сверхпроводимость в этой системе связана с соединением $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, где δ — доля вакансий по кислороду. В 1988 синтезированы висмутовые и таллиевые соединения ($Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$, $T_c \approx$ 110—120 К).

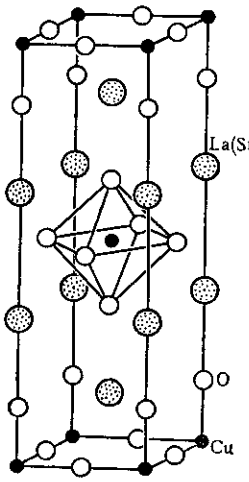


Рис. 2. Кристаллическая структура соединений $La_{2-x}Sr_xCuO_4$.

О. в. с. являются соединениями с ионно-ковалентной связью и дефектной по кислороду перовскитоподобной кристаллич. структурой с упорядоченным расположением кислородных вакансий. Для О. в. с. характерна сравнительно высокая подвижность кислорода в кристаллич. решётке — при нагревании резко увеличивается дефектность по кислороду δ. Сверхпроводящие свойства О. в. с. существенно зависят от содержания кислорода. На примере $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $La_2CuO_{4-\delta}$ можно утверждать, что существует оптим. концентрация кислорода, при к-рой достигается макс. критич. темп-ра.

Наиб. хорошо изучены соединения $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. «Исходное» соединение La_2CuO_4 имеет ромбическую элементарную ячейку и является антиферромагн. диэлектриком с точкой Нееля $T_N \approx$ 240 К, сильно зависящей от концентрации кислорода. Замещение La на Sr (Ba, Ca) приводит к стабилизации тетрагональной фазы (структурный тип K_2NiF_4, рис. 2). Одноврем. с этим быстро уменьшается T_N и начиная с x = 0,05 антиферромагн. переход полностью подавляется и появляется сверхпроводимость с макс. значением $T_c \approx$ 40 К при x = 0,15—0,20.

Как и La_2CuO_4, соединение $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с пониж. содержанием кислорода (δ=0,6—1,0) представляет собой антиферромагн. диэлектрик. При уменьшении дефектности по кислороду T_N быстро снижается от $T_N \approx$ 400 К (δ = 0,85) до нуля ($\delta \approx$ 0,6), соединения с $\delta < 0{,}6$ становятся сверхпроводниками ($T_c \approx$ 92 К при δ = 0—0,1). Область существования высокотемпературной сверхпроводимости на фазовых диаграммах в координатах темп-ра — состав непосредственно примыкает к линии, отвечающей переходу диэлектрик — металл. Вблизи этой же линии происходят переход антиферромагнетик — немагнитный металл и структурный переход.

Если для структуры $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ характерно наличие слоёв кислородных октаэдров, центрированных катионами меди и сросшихся друг с другом через общие анионы кислорода (рис. 2), то в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ кислородные октаэдры за счёт создания упорядоченных вакансий кислорода трансформированы в пирамиды и

квадраты (рис. 3). В результате в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ существуют медь-кислородные плоскости и цепочки.

На примере сверхпроводящих соединений в системах Tl — Ba — Ca — Cu — O и Bi — Sr — Ca — Cu — O установлена связь между характером чередования

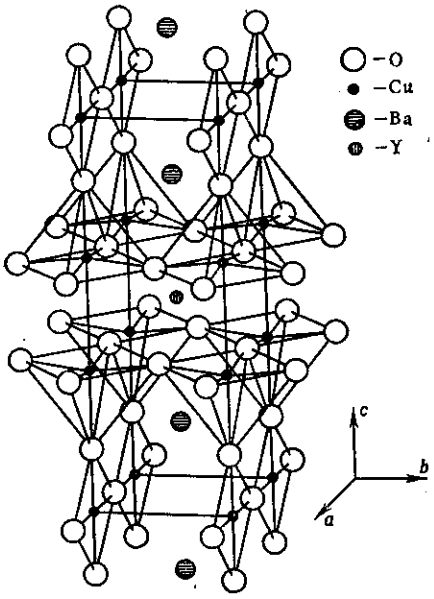


Рис. 3. Кристаллическая структура соединений $YBa_2Cu_3O_7$.

медь-кислородных плоскостей и значением T_c (рис. 4): «прослаивание» плоскостей Cu — O плоскостями Ca увеличивает до определ. предела значение критич. темп-ры. Наличие уединённых слоёв Cu — O с металлич. проводимостью является для О. в. с. фактором, способствующим повышению T_c. В качестве исключения из этого эмпирич. правила можно назвать соединение $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ ($T_c = 30$ К), не содержащее медь и имеющее кубич. решётку типа перовскита.

Для электрич. свойств О. в. с. в нормальном состоянии типичен линейный рост сопротивления с изменением темп-ры. Квазидвумерная слоистая структура О. в. с. проявляется в сильной анизотропии *ферми-поверхности*, электрических и сверхпроводящих свойств. Измерение коэф. Холла и Зеебека указывает, что носителями заряда в большинстве О. в. с. являются дырки (см. *Зеебека эффект*, *Холла эффект*), хотя имеются соединения и с электронным типом проводимости (напр., $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$, $T_c = 24$К). О. в. с.— соединения, производные от родственных им оксидных систем, таких как La_2CuO_4 и $YBa_2Cu_3O_6$. Это антиферромагн. диэлектрики типа Мотта — Хаббарда (см. *Моттовские диэлектрики*), в к-рых одноцентровые кулоновские электрон-электронные корреляции приводят к расщеплению на верхнюю и нижнюю хаббардовские зоны меди (см. *Хаббарда модель*). Кислородная зона находится в энергетич. зазоре между ними. Возможно и перекрытие кислородной зоны с нижней хаббардовской зоной меди. Уровень Ферми располагается вблизи потолка кислородной зоны, при этом реализуется ситуация типа «дырки — на кислороде, локальные магн. моменты — на меди». Замещение La на Sr или варьирование концентрации кислорода приводит к созданию дырок в кислородной зоне.

О. в. с.— *сверхпроводники второго рода* с сильной анизотропией 1-го и 2-го критич. полей, *глубины проникновения* магн. поля λ, *критического тока* I_c, длины когерентности ξ (табл.).

Характеристики некоторых оксидных высокотемпературных сверхпроводников

	Поле параллельно слоям Cu—O		Поле перпендикулярно слоям Cu—O		T_c
	$H_{c_2}^{\parallel}(0)$, Т$_л$	$\xi_{\parallel}(0)$, Å	$H_{c_2}^{\perp}(0)$, Т$_л$	$\xi_{\perp}(0)$, Å	
$(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ . .	83	74	6	5	36
$YBa_2Cu_3O_7$	140	35	28	7	92
$Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$	270—400	34—40	21—29	2—3	85

Сама сверхпроводимость связана с проводящими слоями Cu — O, а роль остальных элементов сводится фактически к удержанию нужной кристаллич. структуры. В частности, в $YBa_2Cu_3O_7$ замена Y на любой трёхвалентный редкоземельный элемент, в т. ч. и магнитный, практически не сказывается на значении T_c. В результате соединения $RBa_2Cu_3O_7$ с R — Nd, Sm, Gd, Dy, Er переходят в антиферромагн. состояние соответственно при $T = 0{,}52$; 0,61; 2,25; 0,90; 0,60 К без разрушения самого сверхпроводящего состояния, т. е. указанные О. в. с. относятся к классу антиферромагн. сверхпроводников (см. *Магнитные сверхпроводники*).

В $YBa_2Cu_3O_7$ длина когерентности поперёк слоёв Cu — O ($\xi_{\perp}$) несколько меньше расстояния между слоями, однако сверхпроводимость является трёхмерной. В $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ $\xi_{\perp} \approx 2$—3Å уже значительно меньше расстояния между слоями Cu — O, и сверхпро-

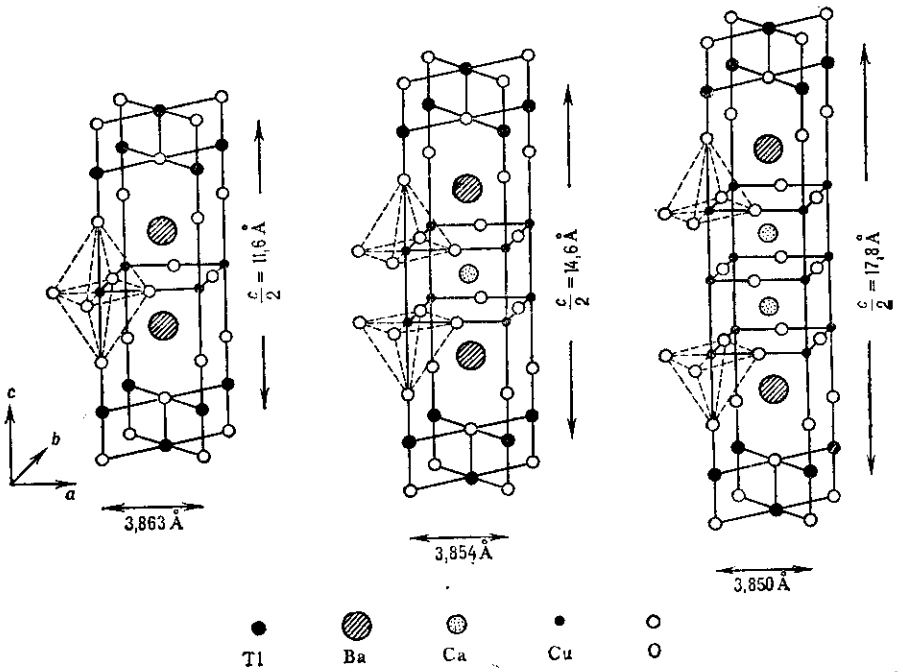


Рис. 4. Кристаллическая структура таллиевых (висмутовых) оксидных сверхпроводников: слева — $Tl_2Ba_2CuO_x$ ($Bi_2Sr_2CuO_x$), в центре — $Tl_2Ba_2CaCu_2O_x$ ($Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$), справа — $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$ ($Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$).

водимость, по-видимому, является квазидвумерной. Параметр $2\Delta/kT_c = 4—10$ (Δ — энергетическая щель, измеренная в экспериментах по одночастичному туннелированию), что выше, чем величина 3,5, предсказываемая теорией Бардина — Купера — Шриффера (БКШ) (см. *Бардина — Купера — Шриффера модель*). При $T = T_c$ наблюдается скачок теплоёмкости, либо соответствующий в теории БКШ образованию куперовских пар, либо (аналогично переходу жидкого ^{4}He в сверхтекучее состояние) отвечающий бозе-конденсации пар, уже существующих выше T_c.

Существует большое число теоретич. моделей, в к-рых делаются попытки объяснить природу высокотемпературной сверхпроводимости в О. в. с. В моделях с фононным механизмом образования электронных пар высокая критич. темп-ра связывается либо с резким усилением электрон-фононного взаимодействия, либо с наличием особенностей в плотности электронных состояний. Во мн. моделях используется модифицированный экситонный и обменный механизм сверхпроводимости.

Лит.: Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, под ред. В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржница, М., 1977; Гинзбург В. Л., Киржниц Д. А., Высокотемпературная сверхпроводимость (обзор теоретических представлений), «УФН», 1987, т. 152, с. 575; Беднорц И. Г., Мюллер К. А., Оксиды перовскитного типа — новый подход к высокотемпературной сверхпроводимости, «УФН», 1988, т. 156, с. 323; Высокотемпературные сверхпроводники, пер. с англ., М., 1988.

В. В. Мощалков.

ОКТА́ВА — единица частотного интервала, равная интервалу между двумя частотами (f_1 и f_2), логарифм отношения к-рых (при основании 2) $\log_2(f_2/f_1) = 1$, что соответствует $f_2/f_1 = 2$; 1 октава = 1200 *центов* = = 301 *савар*. Применяется в акустике.

ОКУЛЯ́Р (от лат. oculus — глаз) — часть оптич. системы (зрительной трубы, микроскопа и т. п.), обращённая к глазу наблюдателя и предназначенная для увеличения и рассматривания действит. изображения, созданного объективом или объективом совместно с *оборачивающей системой*. Если увеличенное изображение проецируется на экран или фотоматериал, то иногда используется термин «проекционный О.». Для наблюдения изображения зрачок глаза наблюдателя необходимо совместить с выходным зрачком О. Благодаря наличию полевой *диафрагмы*, расположенной в передней фокальной плоскости О., наблюдаемое изображение чётко ограничено.

Осн. оптич. характеристики О.: видимое увеличение (используется преим. для О. микроскопов) $\Gamma = \mathrm{tg}\omega'/\mathrm{tg}\omega$, где ω — угол, под к-рым наблюдался бы предмет в отсутствие О., ω' — угол, под к-рым видно изображение того же предмета; видимое увеличение О. связано с его фокусным расстоянием f' соотношением $\Gamma = 250/f'$ (250 — расстояние наилучшего видения); угловое поле $2\omega''$ — угол, под к-рым наблюдатель видит полевую диафрагму О.; угл. поле О. составляет $\sim 20°$ в О. микроскопов и 90°—100° у широкоугольных О. зрительных труб; удаление (расстояние) выходного зрачка от наружной поверхности последней линзы О.— определяется удобством работы наблюдателя и составляет $\sim$ 7 мм у О. микроскопов и $\sim$70 мм у О. оружейных прицелов.

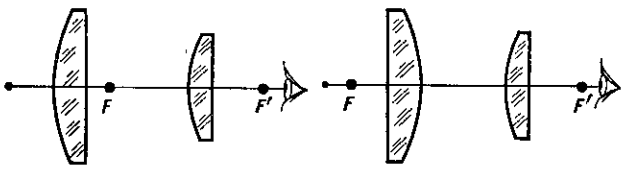


Рис. 1. Двухлинзовые положительные окуляры: слева — окуляр Гюйгенса; справа — окуляр Рамсдена.

Кол-во используемых в оптич. системе О. линз зависит от величины угл. поля и соотношения между удалением выходного зрачка и фокусным расстоянием. Простейшие и широко используемые окуляр Гюйгенса и окуляр Рамсдена состоят всего из двух плоско-выпуклых положительных линз (рис. 1). Широкоугольные О. (рис. 2) состоят из 7—8 линз.

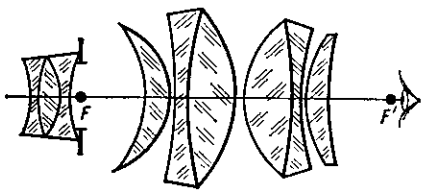


Рис. 2. Схема многолинзового широкоугольного окуляра.

Допустимые погрешности изготовления линз О. значительно больше, чем у объективов, это позволяет использовать в О. асферические, в осн. параболоидальные, поверхности и т. о. сократить число линз.

Лит. см. при ст. *Объектив.* *А. П. Грамматин.*

О́ЛОВО (Stannum), Sn, — хим. элемент побочной подгруппы IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 50, ат. масса 118, 710. Природное О. состоит из смеси 10 стабильных изотопов: ^{112}Sn, ^{114}Sn— ^{120}Sn, ^{122}Sn и ^{124}Sn; наиб. распространённые — ^{120}Sn (32,59%) и ^{118}Sn (24,22%), наименее — ^{115}Sn (0,36%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^25p^2$. Энергии последоват. ионизации 7,344; 14,63; 30,50; 40,73 эВ соответственно. Металлич. радиус 0,158 нм, радиус иона Sn^{2+} 0,093 нм, иона Sn^{4+} 0,071 нм. Значение электроотрицательности 1,8.

В свободном виде О.— серебристо-белый металл. Известны 3 модификации О.: ниже 13,12 °С устойчива α-модификация, обладающая кубич. структурой типа алмаза (пост. решётки $a = 0{,}65043$ нм; «серое» О.); выше 13,2 °С устойчива β-модификация с тетрагональной решёткой ($a = 0{,}58312$ нм, $c = 0{,}31814$ нм; «белое» О.); при темп-ре 173—231,84 °С существует γ-Sn с ромбич. кристаллич. структурой. Переход $\beta \rightarrow \alpha$ сопровождается резким уменьшением плотности, в результате чего металл рассыпается в серый порошок. Скорость перехода максимальна при —33 °С; переход $\beta \rightarrow \alpha$ ускоряется при появлении на «белом» О. пылинок (зародышей) «серого» О. («оловянная чума»). Плотность α-Sn 5,846 кг/дм^3, β-Sn 7,295 кг/дм^3 (при 20 °С); $t_{пл} = 231{,}91$ °С (по темп-ре плавления О. часто калибруют термопары), $t_{кип} = 2620$ °С (по др. данным, 2270 °С), теплота плавления 7,19 кДж/моль. Темп-ра Дебая 200 К (β-Sn) и 212 К (α-Sn). Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 3,722 К. Уд. электрич. сопротивление 0,128 мкОм·м (при 293 К). Термич. коэф. сопротивления $4{,}5\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 273—293 К). О. парамагнитно, уд. магн. восприимчивость $0{,}312\cdot10^{-9}$ (α-Sn при 280 К) и $0{,}026\cdot10^{-9}$ (β-Sn при 293 К). Коэф. теплового линейного расширения $26{,}2\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 273—373 К), теплопроводность 65—60 Вт/м·К (при 293—373 К). Модуль нормальной упругости 55 ГПа (при 0°С), модуль сдвига 16,8—18,1 ГПа. Тв. по Бринеллю литого О. 49—51 МПа (при 20 °С), деформированного — 75 МПа. Выше 170 °С О. становится хрупким.

В хим. соединениях обычно проявляет степени окисления +2 и +4. При комнатной темп-ре О. устойчиво к действию воздуха, пресной воды, разбавленных растворов слабых органич. кислот. Коррозия О. под действием кислот при нагревании резко усиливается.

О. применяется для защиты металлов от коррозии (лужение); оно входит в состав разл. сплавов: бронз (с Cu), латуней (с Cu и Zn), баббитов (с Sb), циркаллоев (с Zr). Высокочистое О. используют в полупроводниковой технике, соединения О.— в люминофорах. ^{119}Sn применяется в мёссбауэровской спектроскопии. Из искусственно получаемых радионуклидов О. наиб. значение имеет γ-радиоактивный ^{119m}Sn ($T_{1/2} = 293$ сут).

С. С. Бердоносов.

О́МА ЗАКО́Н — линейная связь между силой тока I на участке электрич. цепи и приложенным к этому участ-

ку напряжением U (интегральная форма О. з.) или между плотностью тока j и напряжённостью электрич. поля в проводнике (дифференц. форма О. з.).

О. з. в интегральной форме установлен в 1826 Г. Омом (G. Ohm):

$$U = RI, \qquad (1)$$

где R — коэф., зависящий от материала проводника, его геометрии, темп-ры и называемый омическим сопротивлением или просто сопротивлением. Соотношение (1) описывает участок электрич. цепи в отсутствие источников *электродвижущей силы*. Чтобы в замкнутой системе проводников (электрич. цепи) мог течь стационарный ток, в этой системе должны быть участки, где действуют электрич. поля неэлектростатич. происхождения. Эти участки наз. источниками эдс. Если $\mathscr{E}$ — эдс, действующая в неразветвлённой цепи, то вместо (1) имеем

$$\mathscr{E} + U = RI, \qquad (2)$$

где R — полное сопротивление замкнутой цепи, включающее внутр. сопротивление источника эдс. Это соотношение наз. О. з. для замкнутой цепи. Обобщение (2) на случай разветвлённых цепей см. в ст. *Кирхгофа правила*.

О. з. обобщается на случай переменных (меняющихся по гармонич. закону) квазистационарных токов и электрич. цепей, содержащих наряду с омическим (или, как говорят в таких случаях, активным) сопротивлением ещё и электрич. ёмкости C и индуктивности L. В этом случае удобно записывать связи между силой тока I и напряжением U в комплексной форме, понимая под истинными значениями этих величин $\mathrm{Re}I$ и $\mathrm{Re}U$ соответственно. Введение комплексного сопротивления, или *импеданса*,

$$Z = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right), \qquad (3)$$

приводит к О. з. для цепи переменного тока:

$$U = ZI$$

[напряжение и ток зависят от времени по закону $\exp(i\omega t)$]. Мнимая часть в ф-ле (3) наз. реактивным сопротивлением. Правила Кирхгофа остаются в силе и для цепи, включающей наряду с активным (омическим) и реактивные сопротивления; при этом вместо омических сопротивлений участка цепи следует подставить соответствующий импеданс.

О. з. в дифференциальной форме записывается в виде

$$\boldsymbol{j} = \sigma \boldsymbol{E}, \qquad (4)$$

где коэф. пропорциональности σ наз. *электропроводностью*. О. з. в интегральной форме может быть получен из соотношения (4), если проинтегрировать последнее по объёму рассматриваемого проводника и учесть, что $\boldsymbol{E} = -\nabla\varphi$ и напряжение на участке AB есть $U = \varphi(B) - \varphi(A)$. Коэф. R и σ связаны соотношением (для цилиндрич. проводников)

$$R = l/S\sigma,$$

где l — длина проводника, S — площадь его поперечного сечения.

Линейная связь между $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{E}$ в проводнике обусловлена линейной зависимостью эфф. силы трения, действующей на носители заряда, от их скорости. Микроскопич. определение плотности тока $\boldsymbol{j} = \Sigma e\boldsymbol{v}$, где e — заряд носителя, $\boldsymbol{v}$ — его скорость (суммирование производится по всем носителям заряда, находящимся в единице объёма проводника). Если при движении носителя на него действует сила трения, линейно зависящая от скорости (как это имеет место при жидком трении), то $\boldsymbol{v} = \alpha e\boldsymbol{E}$ и, следовательно, $\sigma = \Sigma\alpha e^2$; коэф. α наз. *подвижностью носителей* заряда. Отклонения от О. з. практически всегда обусловлены изменением плотности и ср. времени свободного пробега носителей при изменении электрич. поля (полупроводники, газовый разряд). В полуметалле висмуте отклонения от О. з. имеют место при плотностях тока выше, чем $(0{,}5—1)\cdot 10^{10}$ А/м² (Е. С. Боровик, 1953). В металлах отклонений от О. з. не наблюдалось, хотя для ряда металлов (медь, платина, вольфрам) экспериментально проверена область вплоть до $(5—6)\cdot 10^{10}$ А/м².

При наличии в проводнике сил неэлектрич. происхождения, вызывающих ток (т. н. сторонние силы), в (4) под $\boldsymbol{E}$ следует понимать сумму напряжённостей электрич. поля и поля сторонних сил, $\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{E} + \boldsymbol{E}^{\text{стор}}$ (напр., в случае неоднородного поля темп-р $\boldsymbol{E}^{\text{стор}} \sim \nabla T$).

В анизотропных проводниках (монокристаллы, проводники в магн. поле) направления $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{E}$ в общем случае не совпадают, однако сохраняется линейная связь между компонентами $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{E}$:

$$j_i = \sum_{\mathbf{k}} \sigma_{i\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}},$$

где $\sigma_{i\mathbf{k}}$ — тензор проводимости; $i, k = 1, 2, 3$.

О. з. (4) записан для неподвижных (относительно наблюдателя) проводников. Для движущихся со скоростью $\boldsymbol{u}$ ($|\boldsymbol{u}| \ll c$) проводников вместо (4) следует писать

$$\boldsymbol{j} = \sigma\boldsymbol{E}' = \sigma\left(\boldsymbol{E} + \frac{[\boldsymbol{uB}]}{c}\right), \qquad (5)$$

где $\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} + [\boldsymbol{uB}]/c$ — электрич. поле в собств. системе проводника, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ — электрич. и магн. поля в системе наблюдателя. Релятивистское обобщение (5) в векторном виде можно записать так:

$$\boldsymbol{j} + \frac{\boldsymbol{u}[(\boldsymbol{uj}) - \rho c^2]}{c^2 - u^2} = \sigma\boldsymbol{E}' = \sigma\frac{(\boldsymbol{E} + [\boldsymbol{uB}]/c)}{\sqrt{1 - (u/c)^2}},$$

где ρ — плотность заряда в системе наблюдателя, $\boldsymbol{E}' = (\boldsymbol{E} + [\boldsymbol{uB}]/c)/\sqrt{1 - (\boldsymbol{u}/c)^2}$ — электрич. поле в собств. системе проводника.

О. з. для плазмы может иметь вид, отличный от (4) (см. *Ома обобщённый закон*).

Лит.: Савельев И. В., Курс общей физики, 2 изд., т. 2, М., 1982; 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; Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985. *А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер.*

ОМА ОБОБЩЁННЫЙ ЗАКОН — линейная зависимость для плазмы между плотностью тока $\boldsymbol{j}$ и напряжённостью эфф. электрич. поля $\boldsymbol{E}_{\text{эфф}}$, включающего объёмные силы неэлектрич. происхождения (т. н. сторонние силы), вызывающие ток. О. о. з. записывается в дифференц. форме.

Для полностью ионизованной двухкомпонентной плазмы, находящейся в магн. поле $\boldsymbol{H}$, О. о. з. в стационарном случае имеет вид

$$\frac{\boldsymbol{j}_\parallel}{\sigma_\parallel} + \frac{\boldsymbol{j}_\perp}{\sigma_\perp} = \boldsymbol{E}' - \frac{\nabla p_i}{en} - \frac{\boldsymbol{R}}{e} \equiv \boldsymbol{E}_{\text{эфф}}, \qquad (1)$$

где $\sigma_\parallel = e^2 n/0{,}51 m_e \nu_{ei}$, $\sigma_\perp = e^2 n/m_e\nu_{ei}$ — соответственно продольная и поперечная проводимости плазмы, m_e — масса электрона, ν_{ei} — частота его соударений с ионом, $\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} - [\boldsymbol{uH}]/c$ — электрич. поле в собств. системе плазмы, движущейся со скоростью $u \ll c$, p_i — ионное давление, n — концентрация плазмы, $\boldsymbol{R}$ — термосила, обусловленная градиентом темп-ры плазмы T:

$$\boldsymbol{R} = 0{,}71\nabla_\parallel T + \frac{3\nu_{ei} m_e c}{2eH^2}[\boldsymbol{H}\nabla_\perp T].$$

О. о. з. в форме (1) выполняется при условии, что пространственные масштабы неоднородностей тока существенно превосходят дебаевский и ларморовский радиусы частиц плазмы.

В часто встречающейся ситуации, когда градиенты давления и темп-ры плазмы имеют одинаковое направление, перпендикулярное магн. полю $\boldsymbol{H}$, электрич. поле $\boldsymbol{E}'$ естеств. образом разделяется на три компонен-

ты $E_{\parallel}$, $E'_{\perp 1}$ и $E'_{\perp 2}$. При этом из (1) выделяются «продольный» и «поперечный» законы Ома:

$$j_{\parallel} = \sigma_{\parallel} E_{\parallel},\ j_{\perp} = \sigma_{\perp}\left(E'_{\perp_1} - \frac{3\nu_{ei} m_e c}{2e^2 H^2}[H\nabla_{\perp} T]\right),$$

а градиент ионного давления уравновешивается холловским полем $E'_{\perp 2} = \nabla_{\perp} p_i/en$ (см. *Холла эффект*).

Для нестационарных процессов, характерные времена к-рых значительно больше обратных величин ионной циклотронной и ленгмюровской частот, соотношение (1) обобщается добавлением в левую часть слагаемого $(m_e/e^2 n)\partial j/dt$.

В слабоионизованной плазме дополнит. вклад в плотность тока даёт сила трения между заряж. компонентами и нейтральной составляющей. В ионосферной плазме при расчёте НЧ-процессов учитывают также вклад силы тяжести. Для трёхкомпонентной ионосферной плазмы (электроны, один сорт ионов и один сорт нейтралов), пренебрегая различием между продольной и поперечной проводимостями и термосилой, О. о. з. обычно записывают в виде

$$\frac{m_e\nu_e}{e^2 n_e} j + \frac{m_e}{e^2 n_e}\frac{\partial j}{\partial t} = E' - \frac{\nabla p_i}{en_e} + \frac{m_i}{ec} g + \frac{m_e}{e}(\nu_{en} - \nu_{in})(u - u_n), \quad (2)$$

где g — ускорение силы тяжести, u_n — скорость движения нейтральной составляющей, ν_{en}, ν_{in} — часто́ты соударений с нейтралами соответственно электронов и ионов, $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei} + m_e\nu_{in}/m_i$ — полная частота соударений электрона, определяющая время передачи их импульса тяжёлым частицам $\tau_e = 1/\nu_e$.

Соотношения (1) и (2) справедливы при малых плотностях тока, когда плазму можно считать линейной проводящей средой. При больших плотностях тока развиваются нелинейные режимы и необходимо учитывать индуцированные в плазме нелинейные токи. Напр., для слабонелинейных дрейфовых волн в бесстолкновительной плазме нелинейное обобщение соотношения (1) имеет вид

$$j = \frac{cT}{H}[h\nabla_{\perp} n] + \frac{m_i c^2}{H^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{H}[Eh]\nabla_{\perp}\right)E_{\perp},$$

где h — единичный вектор, направленный вдоль магн. поля H.

Лит.: Альвен Х., Фельтхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Франк-Каменецкий Д. А., Лекции по физике плазмы, 2 изд., М., 1968; Грановский В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971; Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е., Основы физики плазмы, М., 1977.

Н. С. Ерохин.

ОНДУЛЯ́ТОР (франц. ondulateur, от onde — волна), устройство, в к-ром создаются эл.-магн. поля, действующие на движущиеся в нём заряж. частицы с периодич. силой, удовлетворяющей условию: среднее за период значение силы равно нулю. Движущаяся заряж. частица, попав в О., совершает периодич. колебат. движение и испускает *ондуляторное излучение*. Заряж. частицу в О. можно считать возбуждённым *осциллятором*, движущимся равномерно и прямолинейно. Наиб. распространённые траектории заряж. частицы — синусоиды и спирали.

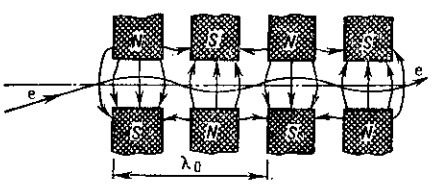


Схема ондулятора со знакопеременным магнитным полем. Траектория частиц (электрона e) лежит в плоскости, перпендикулярной рисунку. λ_0 — длина периода траектории частицы.

По виду создаваемых полей О. делятся на два типа. В О. 1-го типа поля периодически изменяются в пространстве или во времени [знакопеременное магн. поле (рис.), винтовое магн. поле, ВЧ-электрич. поле, поле эл.-магн. волны и т. д.]. В О. 2-го типа действуют статич. фокусирующие магн. и электрич. поля (однородное магн. поле, скрещенные однородные электрич. и магн. поля, квадрупольное электрич. поле и т. д.). Длина периода траектории частицы в О. 1-го типа задаётся периодом поля О. и в релятивистском случае не зависит от её энергии. В О. 2-го типа длина периода траектории частицы определяется фокусирующими свойствами полей (градиентом, величиной), амплитудой колебания частицы (задаётся углом и координатой её вхождения в О.), энергией частицы. О. делят также на статические (постоянные во времени электрич. и магн. поля) и динамические (быстро изменяющиеся во времени эл.-магн. поля).

Природные О.— кристаллы. Усреднённое внутрикристаллич. электрич. поле является фокусирующим для заряж. частицы (см. *Каналирование заряженных частиц*) и в то же время — периодич. ф-цией расстояния, отсчитываемого вдоль прямой, пересекающей кристаллографич. плоскости. Поэтому, если угол и координата вхождения частицы в кристалл таковы, что она пересекает кристаллографич. плоскости, то кристалл подобен О. 1-го типа. Длина периода траектории частицы в этом случае определяется межплоскостным расстоянием и углом между вектором ср. скорости частицы и кристаллографич. плоскостями. Если же нач. условия таковы, что частицы попадают в режим плоскостного или осевого каналирования, то кристалл подобен О. 2-го типа.

О. нашли широкое применение: они могут служить источниками ондуляторного излучения, использоваться в *лазерах на свободных электронах*, в быстродействующих системах индикации протонных пучков высоких энергий, в системах управления параметрами пучков заряж. частиц, использующих фокусирующие свойства О. и радиац. трение частиц, возникающее при испускании ими ондуляторного излучения. О. могут использоваться в масс-сепараторах хим. элементов и их изотопов, в ондуляторных линейных ускорителях заряж. частиц, в ондуляторных группирователях пучков заряж. частиц. Комбинации О. 1-го и 2-го типов (напр., О. с винтовым и с соленоидальным магн. полями) могут использоваться в масс-спектрометрах, системах ввода ионов в магн. ловушки, в системах, создающих регулируемый угл. разброс пучков частиц. Во мн. установках может оказаться целесообразным применение О. с плавно меняющимися параметрами — длиной периода траектории частицы, величинами магн. и электрич. полей и т. д. В таком О. можно, напр., добиться увеличения времени резонансного взаимодействия частиц с эл.-магн. волной, расширения диапазона частот спектра спонтанного ондуляторного излучения.

В О. с переменным магн. полем могут использоваться как пост. магниты с чередующимися знаками полюсов (рис.), так и электромагниты. В О. на основе электромагнитов, представляющих собой две спирали, сдвинутые друг относительно друга на половину шага намотки и питаемые противоположно направленными токами, создаются винтовые (циркулярно поляризованные) магн. поля; такие О. наз. спиральными. Комбинируя спиральные О. с одинаковым и разным направлением намотки обмоток, с одинаковым и разным шагом намотки и регулируя токи в обмотках, можно оперативно изменять величину магн. поля О. и вид его поляризации (изменять циркулярную поляризацию магн. поля на линейную или эллиптическую, а также создавать совокупность циркулярно поляризованных полей с разл. направлениями вращения и разными периодами). Такими методами можно генерировать ондуляторное излучение с разл. свойствами на основной и на высших гармониках.

В О., используемых в источниках ондуляторного излучения (генерация ондуляторного излучения на высших гармониках), в ондуляторных линейных электронных, протонных, ионных ускорителях, в масс-се-

параторах и т. д., часто необходимо создавать магн. поля большой напряжённости. В этих случаях перспективно использование в них обычных и высокотемпературных сверхпроводников, что позволит получать значения напряжённостей магн. полей $\sim 10^5 \div 10^6$ Э.

Лит.: Алексеев В. И., Бессонов Е. Г., О способах генерирования циркулярно поляризованного электромагнитного излучения на ускорителях и накопителях заряженных частиц, в сб.: Труды 6-го Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения, СИ-84, Новосиб., 1984; см. также *лит.* при ст. *Ондуляторное излучение*. *Е. Г. Бессонов.*

ОНДУЛЯ́ТОРНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — эл.-магн. излучение равномерно и прямолинейно движущихся *осцилляторов*, в частности излучение заряж. частиц в *ондуляторе*.

Источники О. и. состоят из ускорителя или накопителя частиц (чаще электронов) и одного или неск. ондуляторов. Пучки заряж. частиц в источниках О. и. могут испускать спонтанное некогерентное, спонтанное когерентное и индуциров. О. и.

Скорость частицы в ондуляторе можно представить в виде суммы скоростей: постоянной $v_\parallel$ и периодической переменной $\Delta v(t + T) = \Delta v(t)$ (T — период колебаний частицы в ондуляторе, t — время). Одиночная ускоренная частица, пройдя через ондулятор, испускает цуг эл.-магн. волн, длительность к-рого Δt зависит от угла θ между $v_\parallel$ и направлением наблюдения. На расстояниях $R \gg K\lambda_0$ (λ_0 — длина периода траектории частицы в ондуляторе, K — число периодов)

$$\Delta t = \frac{K\lambda_0}{c\beta_\parallel}(1 - \beta_\parallel \cos\theta),$$

где $\beta_\parallel = v_\parallel/c$. Испущенный частицей цуг содержит K периодов, и, следовательно, круговая частота осн. гармоники О. и. $\omega_1 = 2\pi K/\Delta t$. В общем случае цуги волн О. и. на интервале Δt не являются гармоническими и излучение происходит на неск. гармониках, кратных основной. Частоты ω_n n-й гармоники определяются в соответствии с *Доплера эффектом* ф-лой

$$\omega_n = \frac{n\Omega}{1 - \beta_\parallel \cos\theta}, \qquad (*)$$

где $\Omega = 2\pi\beta_\parallel c/\lambda_0$ — частота колебаний частицы в ондуляторе. При $\theta = 0$ частоты О. и. максимальны. Вследствие конечной длительности цугов О. и., испускаемое частицей в нек-ром направлении, распределено в интервале частот $\Delta\omega_n$, к-рый определяет относительную естеств. ширину спектральной линии

$$\frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} \simeq \frac{1}{nK}.$$

При $K \gg 1$ О. и., наблюдаемое под заданным углом θ, монохроматично и имеет частоту, соответствующую (*).

Осн. часть энергии, испускаемой релятивистской частицей, сосредоточена вблизи направления её мгновенной скорости v в узком диапазоне углов

$$\Delta\psi \simeq \frac{mc^2}{\varepsilon} = \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{1}{\gamma},$$

где ε — значения энергии частицы, m — её масса, $\beta = v/c$; γ — релятивистский фактор частицы.

Вектор v изменяет своё направление относительно $v_\parallel$ в нек-ром диапазоне углов α_m. Если $\alpha_m \ll 1/\gamma$, то частица при движении в ондуляторе излучает в основном в направлениях, близких к направлению $v_\parallel$ в диапазон углов $\Delta\theta \approx 1/\gamma$. С увеличением α_m растёт ускорение частицы v, а следовательно, и полная интенсивность О. и. При $\alpha_m > 1/\gamma$ О. и. испускается в больший диапазон углов: $\Delta\theta \sim \alpha_m$.

В направлении наблюдения, определяемом единичным вектором n, излучение испускается эффективно только в том случае, когда мин. угол между n и v не превышает $1/\gamma$. Величина спектральной плотности потока энергии О. и., испускаемого частицей в направлении $v_\parallel$ на первой гармонике, достигает макс. значения при $\alpha_m \sim 1/\gamma$ (условие оптимальной генерации). При $\alpha_m > 1/\gamma$ число гармоник О.и. с ростом α_m резко ($\sim \alpha_m^3$) возрастает, что приводит к расширению его спектра и сдвигу в более коротковолновую (жёсткую) область. При $\alpha_m \gg 1/\gamma$ спектр О. и. становится близким к спектру *синхротронного излучения*.

Источники О. и. всех типов обладают важными преимуществами перед источниками синхротронного излучения, лазерами и др. источниками ИК- и оптич. диапазонов — возможностью плавно регулировать частоту излучения путём изменения величины магн. поля ондулятора и энергии частиц пучка. В ультрарелятивистском случае ($\gamma \gg 1$) выражение (*) можно привести к виду

$$\omega_n = \frac{2n\Omega\gamma^2}{1 + \overline{\alpha^2} + \vartheta^2},$$

где $\overline{\alpha^2} = \overline{H^2}/H_c^2$, $\vartheta = \theta\gamma$ ($\overline{H^2}$ — среднеквадратичное значение напряжённости магн. поля, $H_c = \frac{2\pi mc^2}{e\lambda_0} \approx \approx 10700/\lambda_0$ — нек-рое характерное его значение).

Уширение спектральной линии, интенсивность и степень поляризации спонтанного О. и., а также коэф. усиления индуцированного О. и. зависят от величины углового ($\Delta\vartheta_n$) и энергетического ($\Delta\varepsilon/\varepsilon$) разбросов пучка частиц; эти величины должны удовлетворять условию

$$\Delta\vartheta_n \leqslant \frac{1}{\gamma_\parallel\sqrt{nK}}, \quad \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \lesssim \frac{1}{nK}, \quad \gamma_\parallel = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_\parallel}}.$$

Характеристики ондуляторного излучения зависят также от формы пучка частиц, нелинейностей полей ондулятора и его типа.

Спонтанное некогерентное О. и. В источниках такого излучения частицы пучка излучают независимо друг от друга. Фазы эл.-магн. волн, испускаемых разл. частицами пучка, являются случайными ф-циями времени. Интенсивность излучения таких источников $I_{\text{нк}}$ пропорц. току i пучка частиц:

$$I_{\text{нк}} = \frac{2r_e^2}{3c^2} K\lambda_0 \overline{H^2}\gamma^2 i,$$

где $r_e = e^2/mc^2$ — классич. радиус частицы, e — её заряд.

Поток dn_Φ/dt эквивалентных фотонов О. и. (поток полной, т. е. усреднённой по углам, энергии фотонов, делённый на макс. энергию одного фотона), испускаемых электронами в ондуляторах с поперечными гармонич. полями, в условиях оптимальной генерации равен

$$\frac{dn_\Phi}{dt} \simeq \frac{\alpha K i}{e},$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$. В этих условиях при $K = 10^2$ один электрон, пройдя через ондулятор, испускает один фотон; пучок электронов при $i = 0{,}1$ А создаёт поток $dn_\Phi/dt = 6 \cdot 10^{17}$ фотонов/с независимо от энергии частиц.

Возможности источников спонтанного некогерентного О. и. можно рассмотреть на примере источника, в к-ром используется ондулятор и пучок частиц с параметрами: $\lambda_0 = 3$ см, $\sqrt{\overline{H^2}} = 3000$ Э, $\alpha_m \simeq \sqrt{\overline{\alpha^2}} \simeq 1$, $i = 0{,}1$ А; если при этом $\varepsilon = 1$ ГэВ и 10 ГэВ, то энергия фотонов составляет ок. 150 эВ и 15 кэВ, а интенсивность О. и. — 35 Вт и 3,5 кВт соответственно. Источники О. и. с такими параметрами целесообразно создавать на основе синхротронов и накопителей электронов, в прямолинейных промежутках к-рых устанавливаются ондуляторы. В этом случае достигается высокая эффективность источников за счёт многократного прохождения частиц через ондулятор: электроны, потеряв энергию на излучение, восстанавливают её при движении в ускоряющем резонаторе синхротрона (накопителя) и затем вновь попадают в ондулятор.

Спонтанное О. и. может применяться в тех же областях исследований, что и синхротронное излучение: в рентг. микроскопии, рентг. структурном анализе, атомной и молекулярной спектроскопии, спектроскопии кристаллов, рентг. литографии, медицине и др. По

сравнению с синхротронным излучением оно обладает более высокими интенсивностью, направленностью, степенью монохроматичности и поляризации.

Обычно длина периода траектории частицы в ондуляторе $\lambda_0 \gtrsim 1$ см, т. к. она должна быть больше его апертуры, определяемой поперечными размерами пучка ($\gtrsim 1$ мм). Более жёсткое излучение (с энергией квантов $\hbar\omega_{1\text{макс}} \simeq \varepsilon$) при меньшей эффективности генерации испускается в ондуляторах с $\lambda_0 \ll 1$ см. Такими ондуляторами могут служить, напр., эл.-магн. волны (обратный *Комптона эффект*) и кристаллы. Кристаллы устанавливаются на краю рабочей области синхротронов, на выходе линейных ускорителей электронов, а также в электронных каналах протонных синхротронов. Поляризов. пучки фотонов, испускаемые электронами в поле поляризованной эл.-магн. волны или в кристалле (когерентное тормозное излучение, каналированное излучение), используются в ядерной физике и физике высоких энергий.

Спонтанное когерентное О. и. В источниках такого излучения используют пучок частиц, предварительно сгруппированный (сбанчированный) в сгустки длиной $l \lesssim \lambda_n = 2\pi c/\omega_n$, находящиеся друг от друга на расстоянии $\lambda_в$, равном или кратном λ_n. Их интенсивность

$$I_{\text{ког}} = N_1 S I_{\text{ик}},$$

где $N_1 = i\lambda_в/ec$ — число частиц в одном сгустке пучка, $S \leqslant 3$ — интегральный фактор когерентности излучения, определяющийся размерами, угл. и энергетич. разбросом пучка частиц, степенью его группировки, величиной нелинейности поля ондулятора. Осн. часть интенсивности сосредоточена в диапазоне частот и углов

$$\Delta\omega/\omega \lesssim \text{мин}(1/nK,\ 1/M),$$

$$\Delta\psi_{\text{ког}} \lesssim \text{мин}(1/\gamma_\parallel\sqrt{nK},\ \lambda_n/r_n),$$

где M — число сгустков пучка, r_n — поперечные размеры пучка.

Частицы в ондуляторе можно использовать в качестве активной среды лазеров. В источниках спонтанного когерентного О. и. плотность излучающих частиц — осн. параметр активной среды — в общем случае промодулирована в пространстве координат и импульсов, поэтому такие источники наз. также параметрич. *лазерами на свободных электронах* (ЛСЭ). Фазы эл.-магн. волн, испускаемых частицами пучка в источниках спонтанного когерентного О. и., скоррелированы между собой, а интенсивность $\sim i^2$, поэтому их называют также ЛСЭ на сверхизлучении.

Совр. техника группирования пучков позволяет осуществлять генерацию когерентного О. и. с $\lambda \gtrsim 1$ нм. С применением резонаторов можно увеличить интенсивность источников спонтанного когерентного О. и. в Q раз, где Q — *добротность* резонатора. Источники спонтанного когерентного О. и. с хорошо сгруппиров. пучками частиц позволяют получить предельно возможные характеристики излучения.

Индуцированное О. и. В источниках такого излучения используют однородные по плотности пучки частиц. В ондулятор вместе с пучком подаётся внеш. эл.-магн. волна. Частицы однородного пучка равновероятно попадают как в тормозящие, так и в ускоряющие фазы волны. Изменение энергии частиц, находящихся в противофазах, равны по величине, но противоположны по знаку, поэтому частицы начинают двигаться с разл. продольными скоростями и группируются в сгустки. Если нач. энергия частиц пучка выше нек-рой равновесной энергии, то они группируются в тормозящих фазах волны (поперечная составляющая вектора скорости электрона, определяемая в основном полем ондулятора, направлена под острым углом к вектору напряжённости электрич. поля волны), отдают ей свою кинетич. энергию и поэтому усиливают её.

Интенсивность эл.-магн. излучения, выходящего из источника индуциров. О. и., пропорц. величине

$$|\boldsymbol{E}_в + \boldsymbol{E}_п|^2 = |\boldsymbol{E}_в|^2 + 2|\boldsymbol{E}_в\boldsymbol{E}_п| + |\boldsymbol{E}_п|^2,$$

где $\boldsymbol{E}_в$ — напряжённость электрич. поля усиливаемой волны, $\boldsymbol{E}_п$ — напряжённость электрич. поля, создаваемого сгруппировавшимися в сгусток частицами пучка. Вклад индуцир. О. и. пропорционален $2|\boldsymbol{E}_в\boldsymbol{E}_п|$. О. и. распространяется в той же области пространства и обладает теми же характеристиками, что и усиливаемая волна. Член $|\boldsymbol{E}_п|^2$ соответствует спонтанному когерентному О. и. источника, и при $|\boldsymbol{E}_п|^2 \gg 2|\boldsymbol{E}_в\boldsymbol{E}_п| \gg |\boldsymbol{E}_в|^2$ (режим больших коэф. усиления) генерируется в основном спонтанное когерентное О. и. Роль внеш. волны в этом случае сводится к «затравке», группирующей пучок. Большие коэф. усиления и большие эффективности излучения источников, осуществляемые, как правило, с использованием в них ондуляторов с переменными параметрами (период траектории частиц, амплитуда магн. поля), характерны для ондуляторных усилителей (лазерных усилителей на свободных электронах, основанных на ондуляторах). Режим генерации индуцир. О. и. достигается введением в источник О. и. резонаторов, зеркал и др. элементов, позволяющих осуществить обратную связь между излучением и излучающей системой.

Источники спонтанного некогерентного О. и. могут испускать излучение в широком диапазоне частот — от ИК- до гамма-излучения. Такое О. и. может обладать достаточно высокими монохроматичностью ($\Delta\omega/\omega \simeq 1/K \simeq 10^{-2} \div 10^{-3}$) и длиной когерентности [$l_{\text{ког}} = c\Delta t = K\lambda_1 \simeq (10^2 \div 10^3)\lambda_1$], степенью поляризации $\sim 100\%$, вид к-рой можно изменять в ходе эксперимента. Излучение можно оперативно перестраивать по частоте в широких пределах (в неск. раз). Мощность таких источников растёт с уменьшением λ и достигает значений $P \sim 1$ кВт (при $\lambda \sim 0{,}1$ нм). Параметр вырождения (плотность числа фотонов в одной моде) источников спонтанного некогерентного О. и. в оптич. диапазоне длин волн может на 3—4 порядка превышать параметр вырождения тепловых источников и достигать значений $\simeq 1$ и с уменьшением длины волны падает по степенному, а не по экспоненциальному (как для тепловых источников) закону.

Источники спонтанного некогерентного О. и. на основе накопителей получили широкое распространение. На накопителе можно устанавливать неск. ондуляторов, а на каждом канале О. и. — неск. установок для разл. исследований. Источники спонтанного когерентного и индуцированного О. и. для ИК- и оптич. диапазонов длин волн также базируются как на существующих электронных ускорителях, так и на специализиров. ускорителях и накопителях для таких источников. Теория, эксперим. исследования и первый опыт эксплуатации показали, что ондуляторные источники расширят область использования когерентного излучения.

Идея генерации спонтанного О. и. впервые была высказана и обоснована В. Л. Гинзбургом в 1947. Теоретически было показано, что О. и. должно обладать рядом преимуществ перед синхротронным излучением: монохроматичностью в заданном направлении, более высокой спектральной плотностью потока энергии излучения. Была предложена схема источника, в к-ром частицы пучка проходят многократно через ондулятор, двигаясь по замкнутой траектории в маги. системах типа синхротронов с прямолинейными промежутками. Дальнейшее развитие теория О. и. получила в работах Г. Моца (H. Motz) (1951—53). Им на основе линейных ускорителей были построены первые источники спонтанного когерентного О. и., исследованы свойства О. и. этих источников. Визуально наблюдалась цветная радужная картина О. и. в оптич. диапазоне, согласующаяся с теоретически полученной зависимостью частоты от угла θ. Уникальные возможности

источников спонтанного некогерентного О. и. были продемонстрированы в 1977—78 на синхротронах в Физ. ин-те АН СССР и Томском политехн. ин-те. В 1958—59 Р. Твиссом (R. Twiss), Моцем, Р. Пантеллом (R. Pantell), Шнайдером (J. Schneider) и А. В. Гапоновым-Греховым начали обсуждаться физ. процессы в источниках индуцир. О. и. Первые такие источники были созданы и исследованы на длине волны $\lambda \simeq 10$ см [1960, Р. М. Филлипс (Phillips)]. В 1977 Дж. Мейди (Madey) с сотрудниками продемонстрировал работу таких источников в ИК-диапазоне на Станфордском линейном ускорителе электронов.

Лит.: Синхротронное излучение и его применения, 2 изд., М., 1985; Бессонов Е. Г., К теории параметрических лазеров на свободных электронах, «Квантовая электроника», 1986, т. 13, № 8, с. 1617; его же, О пространственно-временной когерентности ондуляторного излучения, «ЖТФ», 1988, т. 58, в. 3, с. 498 (библ.); Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. Сб. ст., под ред. В. М. Лопухина, М., 1987; Алексеев В. И. [и др.], Параметрический лазер на свободных электронах на основе микротрона, «ДАН СССР», 1989, т. 306, № 3, с. 580; Бессонов Е. Г., Виноградов А. В., Ондуляторные и лазерные источники мягкого рентгеновского излучения, «УФН», 1989, т. 159, с. 143; Ондуляторное излучение, Лазеры на свободных электронах, «Труды ФИАН», 1991, т. 214. *Е. Г. Бессонов.*

ОНСАГЕРА ГИПО́ТЕЗА — состоит в том, что временна́я эволюция флуктуации данной физ. величины в равновесной термодинамич. системе происходит в среднем по тому же закону, что и макроскопич. изменение соответствующей переменной. Высказана Л. Онсагером (L. Onsager) в 1931 и послужила ему основой для разработки термодинамики неравновесных процессов. Вывод *Онсагера теоремы* о симметрии кинетич. коэффициентов опирается на эту гипотезу и симметрию ур-ний движения частиц относительно *обращения времени*.

Напр., если в системе, находящейся в состоянии термодинамич. равновесия, произошла локализованная в пространстве флуктуация темп-ры, то, согласно О. г., в среднем она будет затухать со временем, следуя ур-нию теплопроводности. Аналогично флуктуация гидродинамич. скорости будет затухать по ур-нию Навье — Стокса.

Лит.: Термодинамика необратимых процессов. Лекции в летней международной школе физики им. Э. Ферми, пер. с англ., М., 1962; Гроот С. де, Маазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Onsager L., Reciprocal relations in irreversible processes, pt 1—2, «Phys. Rev.», 1931, v. 37, p. 405, v. 38, p. 2265. *Д. Н. Зубарев.*

ОНСАГЕРА ТЕОРЕ́МА (принцип Онсагера) — одна из осн. теорем *термодинамики неравновесных процессов*, устанавливающая свойства симметрии *кинетических коэффициентов*. Доказана Л. Онсагером в 1931. Кинетич. коэф. L_{ik} определяют как коэф. в линейных соотношениях между термодинамич. силами X_k и потоками J_i: $J_i = \sum_k L_{ik}X_k$, причём скорость изменения энтропии (производство энтропии) равна $\sigma = \sum_i J_i X_i$.

Согласно О. т., $L_{ik} = L_{ki}$ в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого. Если на систему действует внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$ или она вращается с угл. скоростью $\boldsymbol{\omega}$, то

$$L_{ik}(\boldsymbol{H}) = L_{ki}(-\boldsymbol{H}),\ L_{ik}(\boldsymbol{\omega}) = L_{ki}(-\boldsymbol{\omega}).$$

Эти соотношения симметрии наз. соотношениями взаимности Онсагера.

О. т. устанавливает связь между кинетич. коэф. при перекрёстных эффектах, описывающих влияние термодинамич. силы X_k на поток J_i и термодинамич. силы X_i на поток J_k при $i \neq k$, напр. связь между коэф. *термодиффузии* и коэф. *Дюфура эффекта* — явления, обратного термодиффузии.

О. т. является следствием микроскопич. обратимости ур-ний механики, т. е. инвариантности ур-ний движения относительно обращения времени (замены $t \to -t$). Инвариантность относительно обращения времени означает, что при изменении направлений скоростей $\boldsymbol{v}$ всех частиц на обратные (и одноврем. изменении направлений $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{\omega}$) частицы будут двигаться в обратном направлении по своим прежним траекториям. Изменение направлений $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{\omega}$ необходимо потому, что иначе при замене $\boldsymbol{v} \to -\boldsymbol{v}$ сила Лоренца и сила Кориолиса, пропорциональные $[\boldsymbol{vH}]$ и $[\boldsymbol{v\omega}]$, изменили бы свои направления на обратные.

Онсагер рассмотрел также общий случай, когда отклонение системы от термодинамич. равновесия определяется параметрами α_i и β_i, симметричными и антисимметричными относительно обращения времени. Термодинамич. силы равны $X_i = \partial \Delta S/\partial \alpha_i$, $Y_i = \partial \Delta S/\partial \beta_i$, где ΔS — отклонение энтропии от её равновесного значения; потоки равны $J_i = d\alpha_i/dt$, $I_i = d\beta_i/dt$. При малом отклонении системы от термодинамич. равновесия имеют место линейные феноменологич. соотношения между X_i, Y_i и J_k, I_k:

$$d\alpha_i/dt = \sum_k L_{ik}^{\alpha\alpha} X_k + \sum_k L_{ik}^{\alpha\beta} Y_k \quad (i = 1,2,\ldots,n),$$

$$d\beta_i/dt = \sum_k L_{ik}^{\alpha\beta} X_k + \sum_k L_{ik}^{\beta\beta} Y_k \quad (i = 1,2,\ldots,m).$$

В этом случае соотношения Онсагера принимают вид

$$L_{ik}^{\alpha\alpha}(\boldsymbol{H},\boldsymbol{\omega}) = L_{ki}^{\alpha\alpha}(-\boldsymbol{H},-\boldsymbol{\omega}),\ L_{ik}^{\beta\beta}(\boldsymbol{H},\boldsymbol{\omega}) = L_{ki}^{\beta\beta}(-\boldsymbol{H},-\boldsymbol{\omega}),$$

$$L_{ik}^{\alpha\beta}(\boldsymbol{H},\boldsymbol{\omega}) = -L_{ki}^{\alpha\beta}(-\boldsymbol{H},-\boldsymbol{\omega}),$$

а скорость изменения энтропии описывается билинейным выражением относительно потоков и термодинамич. сил, входящих в феноменологич. соотношения:

$$d\Delta S/dt = \sum_i J_i X_i + \sum_i I_i Y_i.$$

Доказательство О. т. основано на термодинамич. теории флуктуаций с использованием гипотезы о характере их затухания и свойства микроскопич. обратимости. О. т. справедлива также для векторных и тензорных потоков, причём для тензорных кинетич. коэф. соотношения Онсагера таковы: $L^{\alpha\alpha}(\boldsymbol{H},\boldsymbol{\omega}) = \tilde{L}^{\alpha\alpha}(-\boldsymbol{H},-\boldsymbol{\omega})$, где $\tilde{L}$ — матрица, транспонированная к L. При линейном преобразовании потоков и термодинамич. сил соотношения Онсагера для новых кинетич. коэф. сохраняются, если преобразование оставляет неизменным производство энтропии.

В статистич. теории необратимых процессов получают выражения для кинетич. коэф. в виде временных корреляц. ф-ций потоков (см. *Грина—Кубо формулы*), из к-рых с учётом микроскопич. обратимости непосредственно следуют соотношения взаимности Онсагера.

Лит. см. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов, Онсагера гипотеза.* *Д. Н. Зубарев.*

ОПАЛЕСЦЕ́НЦИЯ КРИТИ́ЧЕСКАЯ — резкое усиление рассеяния света чистыми веществами в критических состояниях, а также растворами жидкостей или газами при достижении ими *критических точек*. О. к. объяснена в 1907 М. Смолуховским (M. Smoluchowski), показавшим, что при критич. темп-ре сжимаемость вещества сильно возрастает, в связи с чем энергия теплового движения его частиц становится достаточной для «внезапного» сильного увеличения числа микроскопич. флуктуаций плотности. В результате этого среда, практически прозрачная при темп-рах выше и ниже критической, в критич. состоянии становится *мутной средой*.

ОПЕРА́ТОР в математике, см. *Линейный оператор*.

ОПЕРА́ТОРНОЕ РАЗЛОЖЕ́НИЕ — представление произведений неск. *локальных операторов*, определённых в разл. точках пространства-времени, в виде суммы отд. локальных операторов.

В квантовой теории поля (КТП) из-за сингулярного поведения *Грина функций* на малых расстояниях возникает трудность при построении локальных составных операторов из произведений гейзенберговских полей (см. *Гейзенберга представление*) $\varphi_i(x)$ (x — точка

пространства-времени). В теории свободных полей для этой цели используется понятие нормального произведения (обозначается: ... :). Напр., для случая скалярного поля локальными операторами являются $\varphi(x)$, $:\varphi^3(x):$, $:\varphi^2(x)\partial_\mu\varphi(x)\partial_\nu\varphi(x):$ и т. д. ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$, $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$). Общий рецепт для построения локальных составных операторов, справедливый как для свободных, так и для взаимодействующих полей, даёт О. р. Вильсона [1]:

$$A(x)B(y)|_{x\to y} = \sum_n C_n(x-y)O_n(x), \qquad (1)$$

где $A(x)$, $B(y)$ и $O_n(x)$ — локальные операторы, $C_n(x-y)$ — коэффициентные ф-ции, являющиеся обобщением ф-ций Грина.

Величины $C_n(z)$ содержат сингулярности типа $\left(-z_\mu^2 + i\varepsilon z_0\right)^{-P_n}$, где добавка $i\varepsilon z_0$ ($\varepsilon \to +0$) необходима для того, чтобы матричный элемент от левой части соотношения (1) удовлетворял правильным спектральным свойствам (см. *Спектральное представление*), вытекающим из положительности энергии для всех промежуточных состояний. Показатели степени P_n могут быть выражены через размерности Δ_i (в единицах массы) операторов A, B и O_n по ф-ле $P_n = {}^1/_2(\Delta_A + \Delta_B - \Delta_n)$, где $\Delta_i = d_i + \gamma_i$, d_i — канонич. размерности операторов, γ_i — их *аномальные размерности*.

О. р. (1) справедливо во всех порядках теории возмущений в перенормируемых моделях КТП (см. *Перенормируемость* взаимодействий). В теории возмущений размерности полей равны каноническим ($\gamma_i = 0$), а коэффициентная ф-ция $C_n(z)$ помимо степени $(-z^2 + i\varepsilon z_0)^{-P_n}$ содержит в виде множителя полином по $\ln(-z^2)$. Гл. вклад в сумму (1) при $x \to y$ вносят операторы с мин. размерностью, среди к-рых самыми важными являются единичный оператор I ($d_I = 1$), сохраняющиеся (точно или приближённо) токи $j_\mu(x)$ ($d_j = 3$) и тензор энергии-импульса $\theta_{\mu\nu}(x)$ ($d_\theta = 4$). При учёте взаимодействия размерность операторов I, j_μ и $\theta_{\mu\nu}$ не меняется. Из этого, в частности, следует, что матричный элемент от *хронологического произведения* (T) двух эл.-магн. токов по вакуумному состоянию

$$\langle 0|T(j_\mu(x)j_\nu(x))|0\rangle \qquad (*)$$

при $x \to 0$ ведёт себя так же, как в свободной теории. Сечение e^+e^--аннигиляции в адроны, к-рое определяется мнимой частью этого матричного элемента в *импульсном представлении*, при больших энергиях (в системе центра инерции) $\sqrt{s}$ пропорционально α^2/s (где $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры), что согласуется с экспериментом. Поправки к вакуумному среднему (*), возникающие из-за операторов $O_n(x)$ с более высокими размерностями $O_1(x) = G^2_{\mu\nu}(x)$, $O_2(x) = [\bar\psi(x)\Gamma\psi(x)]^2$, где $\psi(x)$, $G_{\mu\nu}(x)$ — кварковое и глюонное поля, Γ — нек-рая матрица (черта над ψ означает дираковское сопряжение), приводят к вкладам

$$\sim \frac{\alpha^2}{s}\left(C_1\frac{\langle 0|O_1(0)|0\rangle}{s^2} + C_2\frac{\langle 0|O_2(0)|0\rangle}{s^2}\right),$$

нарушающим *масштабную инвариантность* сечения e^+e^--аннигиляции [2].

Существует другая версия ф-лы (1), а именно: О. р. произведения двух операторов на *световом конусе*

$$A(x)B(0)\Big|_{\substack{x^2\to 0\\ x\sim 1/m}} = \sum_{n,\mathbf{k}=1}^{\infty} C_n^{\mathbf{k}}(-x^2)x_{\mu_1}x_{\mu_2}\ldots x_{\mu_n}O^{\mathbf{k}}_{\mu_1\mu_2\ldots\mu_n}(0), \qquad (2)$$

где, как и ранее, для простоты предполагается, что $A(x)$ и $B(0)$ являются скалярными по отношению к *Лоренца преобразованиям* (m — характерная масса адрона, $O^{\mathbf{k}}_{\mu_1\mu_2\ldots\mu_n}$ — нек-рый тензорный оператор, $\mu_i = 0,1,2,3$).

Для классификации локальных операторов удобно ввести понятие твиста. Твист тензора $O^{\mathbf{k}}_{\mu_1\mu_2\ldots\mu_n}(x)$ равен по определению разности его размерности Δ_n и спина S_n. Гл. вклад в разложение (2) дают операторы, имеющие мин. значение твиста; при этом их спины и моменты могут быть произвольными. Напр., для операторов, билинейных по кварковым полям, мин. твист (два) имеет выражение $O_{\mu_1\mu_2\ldots\mu_n} = S\bar\psi\gamma_{\mu_1}\partial_{\mu_2}\ldots\partial_{\mu_n}\psi$, где символ S означает симметризацию по всем лоренцевым индексам и выделение следов. В *квантовой хромодинамике* (КХД) для обеспечения *калибровочной инвариантности* следует в $O_{\mu_1\ldots\mu_n}$ заменить все производные на ковариантные: $\partial_\mu \to \partial_\mu - igA_\mu$ (здесь A_μ — потенциал глюонного поля, g — *константа взаимодействия* в КХД). В силу *асимптотической свободы* и *ренормализационной группы* коэффициентные ф-ции $C_n^{\mathbf{k}}(-x^2)$ в ф-ле (2) ведут себя при $x^2 \to 0$ как

$$(-x^2 + i\varepsilon x_0)^{{}^1/_2(d_n - d_A - d_B - S_n)}[\ln(x^2\mu^2)]^{c_n},$$

где c_n — числа, к-рые могут быть найдены в рамках теории возмущений. О. р. на световом конусе (2) используется, в частности, для нахождения логарифмич. и степенных эффектов нарушения масштабно-инвариантного поведения *структурных функций* лептон-адронных *глубоко неупругих процессов* [3].

О. р. является эфф. способом вычисления и классификации разл. вкладов в физ. амплитуды процессов и находит широкое распространение в приложениях КТП. Возможности применения ф-л (1), (2) в адронной физике связаны с тем, что вид коэффициентных ф-ций C_n, как правило, может быть установлен с помощью теорий возмущений, независимо от специфики сильного взаимодействия, после чего сравнение матричных элементов по физ. адронным состояниям от левой и правой частей равенства (1) [или (2)] приводит к соотношениям между физ. амплитудами.

Строгое доказательство О. р. пока существует только в рамках теории возмущений для простых перенормируемых моделей КТП [4].

Лит.: 1) Wilson K. G., Non-Lagrangian models of current algebra, «Phys. Rev.», 1969, v. 179, p. 1499; 2) Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I., QCD and resonance physics. Theoretical foundations, «Nucl. Phys. B», 1979, v. 147, p. 385; 3) Gross D. J., Wilczek F., Asymptotically free gauge theories, «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 980; 4) Завьялов О. И., Перенормированные диаграммы Фейнмана, М., 1979.

Л. Н. Липатов.

ОПЕРА́ТОРЫ в ква́нтовой тео́рии — символич. изображение составленных по определённым правилам матем. операций (алгебраич., дифференциальных, интегральных, перестановочных и т. д.), используемых в квантовой теории для преобразования встречающихся в ней величин. Если состояние квантовой системы описывается с помощью волновой ф-ции $\psi(t,x)$ (для конкретности, напр., в *Шрёдингера представлении*), то О. или их последовательность в конечном счёте действуют на эту ф-цию, сопоставляя с ней волновую ф-цию, соответствующую уже др. состоянию системы. В др. формализмах квантовой теории (напр., когда состояние системы фиксируется с помощью О. *матрицы плотности* или в представлениях, когда ψ является фиксир. вектором в *гильбертовом пространстве*) О. действуют на др. О., характеризующие состояние системы или к.-л. её характеристики. Ниже будут рассмотрены наиб. часто встречающиеся типы О.

Операторы динамических величин

Общие положения. В соответствии с осн. принципами квантовой механики (в линейной относительно ψ-функции теории) каждой физ. величине F ставится в соответствие линейный самосопряжённый О. $\hat F$, преобразующий ψ-функцию в новую, но принадлежащую тому же классу ф-цию ψ', $\hat F\psi = f\psi'$ (где f — число). Если ψ задана в виде разложения $\psi(t,x) = \sum_n \Phi_n(t)\psi_n(x)$

по заранее выбранным базисным ф-циям $\{\psi_n(x)\}$ (определяющим конкретное представление как волновой ф-ции, так и действующих на неё О.), т. е. задана как вектор $\Phi(t) = \{\Phi_n(t)\}$ в бесконечномерном гильбертовом пространстве, то действие О. $\hat{F}$ приводит помимо умножения на число f к повороту вектора Φ в этом пространстве, а изменение его компонент $\Phi_n \to \Phi'_n$ — к перераспределению квантовомеханич. вероятностей $|\Phi_n(t)|^2$ обнаружить систему в каждом из состояний, характеризуемых $\psi_n(x)$. Ф-ции ψ и ψ' считаются нормированными на 1, т. е. вне зависимости от наличия штриха

$$\int \psi^*(t, x)\psi(t, x)dx = \sum_n |\Phi_n(t)|^2 = 1.$$

С каждым О. $\hat{F}$ в квантовой механике связывается ур-ние $\hat{F}\psi_n(x) = f_n\psi_n(x)$, определяющее его собств. значения f_n и полную систему ортонормированных собств. ф-ций ψ_n, подчинённых определённым граничным и всем необходимым общим для ψ-функций условиям. Совокупность величин $\{f_n\}$ определяет спектр возможных значений физ. величины F, а система ф-ций $\{\psi_n\}$ (каждая из к-рых характеризует состояние, в к-ром эта величина имеет значение f_n) может служить базисом пространства, в к-ром представляются все др. состояния системы.

Требование линейности О.

$$\hat{F}(c_1\psi_1 + c_2\psi_2) = c_1\hat{F}\psi_1 + c_2\hat{F}\psi_2$$

(где ψ_1 и ψ_2 — волновые ф-ции двух возможных состояний системы, c_1 и c_2 — числа) можно рассматривать как выражение *суперпозиции состояний принципа* в квантовой механике, условие же самосопряжённости оператора $\hat{F}$ обеспечивает действительность квантовомеханич. ср. значений физ. величины F, к-рые определяются как

$$\overline{F} = \int \psi^*(x)\hat{F}\psi(x)dx,$$

где $\psi(x)$ — волновая ф-ция состояния, для к-рого определяется ср. значение F, а $\psi^*(x)$ — её комплексно сопряжённая величина (если ψ — многокомпонентная ф-ция, то вместо ψ^* здесь стоит эрмитово сопряжённая ф-ция ψ^+). Определяя О. $\hat{F}^T$, транспонированный по отношению к исходному с помощью соотношения

$$\int \psi_1\hat{F}\psi_2 dx = \int \psi_2\hat{F}^T\psi_1 dx,$$

можно записать условие самосопряжённости О. $\hat{F}$ в виде $\hat{F}^+ = \hat{F}$, где $\hat{F}^+ = (\hat{F}^T)^*$. В случае, когда система находится в одном из состояний ψ_n, ср. значение $\overline{F}$ автоматически совпадает с собств. значением f_n. Более того, ур-ние, определяющее собств. ф-ции и собств. значения О. $\hat{F}$, математически эквивалентно обращению в нуль квантовомеханич. дисперсии (не только квадратичной, но и любого порядка) величины F: $\overline{(\Delta F)^2} \equiv \overline{(F - \overline{F})^2} = 0$ для состояний ψ, совпадающих с любым из ψ_n. В связи с этим говорят, что в рамках квантовомеханических представлений измерение физ. величины F может привести только к к.-л. из значений f_n.

Алгебраич. действия с О. определяются согласно ф-лам

$$(\hat{F} + \hat{G})\psi = \hat{F}\psi + \hat{G}\psi, \quad (\hat{F}\hat{G})\psi = \hat{F}(\hat{G}\psi).$$

Деление на О. определяется с помощью введения обратного О. $\hat{F}^{-1}$, такого, что $\hat{F}^{-1}\hat{F} = \hat{F}\hat{F}^{-1} = I$, где I означает О. умножения на единицу, причём $\hat{F}^{-1}\psi_n = f_n^{-1}\psi_n$ для $f_n \neq 0$. Если О. $\hat{F}$ выступает в качестве аргумента нек-рой ф-ции $\mathscr{F}(\xi)$, то О. $\mathscr{F}(\hat{F})$ понимается как разложение этой ф-ции в формальный степенной ряд, в к-ром вместо степеней ξ стоят соответствующие степени О. $\hat{F}$,

$$\mathscr{F}(\hat{F}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!}\left(\frac{\partial^k \mathscr{F}}{\partial \xi^k}\right)_{\xi=0} (\hat{F})^k,$$

а его собств. значения непосредственно выражаются через собств. значения $\hat{F}$:

$$\mathscr{F}(\hat{F})\psi_n = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!}\left(\frac{\partial^k \mathscr{F}}{\partial \xi^k}\right)_{\xi=0} f_n^k\psi_n = \mathscr{F}(f_n)\psi_n.$$

Если два О. $\hat{F}$ и $\hat{G}$ имеют одну и ту же систему собств. ф-ций, $\hat{F}\psi_n = f_n\psi_n$ и $\hat{G}\psi_n = g_n\psi_n$, то порядок действия этих О. в произведении безразличен и коммутатор этих О. равен нулю: $[\hat{F}\hat{G}]_- \equiv \hat{F}\hat{G} - \hat{G}\hat{F} = 0$.

И обратно, величины F и G могут одновременно иметь определённые значения только в том случае, если коммутатор О. $\hat{F}$ и $\hat{G}$ равен нулю. В противном случае физ. величины F и G не могут (в рамках квантовой теории) одновременно иметь точные значения. Некоммутативность ряда О. физ. величин приводит к существованию соответствующих *неопределённостей соотношений* в квантовой механике. Т. к. при эрмитовом сопряжении произведения двух О. порядок их расположения меняется, $(\hat{F}\hat{G})^+ = \hat{G}^+\hat{F}^+$, то произведение эрмитовых О. будет также эрмитовым О. только в случае, если эти О. коммутируют друг с другом.

Постановка задачи на полное определение ф-ции состояния и полного набора квантовых чисел n, характеризующих это состояние, для системы с λ степенями свободы (с обязат. включением степени свободы, связанной с возможными энергетич. состояниями) заключается в построении полного набора независимых коммутирующих друг с другом О. $\hat{F}_1$, ..., $\hat{F}_\lambda$, характеризующих положение системы по отношению к её степеням свободы, и совместном решении ур-ний

$$\hat{F}_i\psi_{n_1\ldots n_\lambda}(x) = f_i(n_1, \ldots, n_\lambda)\psi_{n_1\ldots n_\lambda}(x), \quad i = 1, \ldots, \lambda,$$

со всеми необходимыми для волновой ф-ции ψ дополнит. условиями, соответствующими характеру рассматриваемой задачи.

Конкретное матем. выражение О. динамич. величины зависит от выбора пространства x, на к-ром определены ф-ции состояния $\psi(x)$.

О. в конфигурационном (координатном) представлении. Если волновая ф-ция системы задана как ф-ция пространств. координат и времени, $\psi = \psi(\boldsymbol{r}, t)$, то простейшими О., с помощью к-рых строятся все остальные О. динамич. величин, являются О. координаты $\hat{\boldsymbol{r}} = (\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, определяемый как умножение на координату $\hat{r}\psi(\boldsymbol{r}, t) = \boldsymbol{r}\psi(\boldsymbol{r}, t)$, и О. импульса $\hat{\boldsymbol{p}} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z)$, являющийся дифференц. О. первого порядка:

$$\hat{\boldsymbol{p}}\psi(\boldsymbol{r}, t) = -i\hbar\nabla\psi(\boldsymbol{r}, t).$$

Собств. ф-ция О. координаты, соответствующая собств. значению $\boldsymbol{r}_0$, представляет собой *дельта-функцию* Дирака: $\psi_{\boldsymbol{r}_0}(\boldsymbol{r}) = \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0)$, а собств. ф-ция О. импульса, соответствующая собств. значению $\boldsymbol{p}$, — плоскую волну

$$\psi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r}) = (1/2\pi\hbar)^{3/2}\exp\{i\boldsymbol{p}\boldsymbol{r}/\hbar\}$$

[в обоих случаях нормировка $\psi_{\boldsymbol{r}_0}(\boldsymbol{r})$ и $\psi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{r})$ произведена на δ-функцию]. О. любой динамич. величины $F(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r})$ определяется как

$$\hat{F}(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}) = F(\hat{\boldsymbol{p}}, \hat{\boldsymbol{r}}) = F(-i\hbar\nabla, \boldsymbol{r}).$$

Т. к. $\hat{\boldsymbol{r}}$ и $\hat{\boldsymbol{p}}$ не имеют общей системы собств. ф-ций, то О. динамич. величин, как правило, не коммутируют друг с другом, в частности

$$[F(\hat{\boldsymbol{p}}), \hat{r}_\alpha]_- = -i\hbar\frac{\partial \hat{F}}{\partial p_\alpha}; \quad [\hat{p}_\alpha, \hat{G}(\hat{\boldsymbol{r}})]_- = -i\hbar\frac{\partial G}{\partial r_\alpha}, \quad \alpha = x, y, z,$$

но

$$[F(\hat{p}),\hat{p}_a]_- = [G(\hat{r}),\hat{r}_a]_- = 0.$$

Для системы из N частиц динамич. переменные представляются совокупностью координат $r_1, \ldots, r_N$ и импульсов $p_1, \ldots, p_N$ и в написанных выше ф-лах аргументы r и $\hat{p}$ заменяются на $r_1, \ldots, r_N$ и $\hat{p}_1, \ldots, \hat{p}_N$, где каждое $\hat{p}_i$ является дифференц. О., действующим на аргумент $\hat{r}_i$ ф-ции $\psi(r_1, \ldots, r_N)$.

В качестве примеров для О. $\hat{F}(p,r)$ может служить оператор Гамильтона (*гамильтониан*) $\hat{H}$, играющий принципиальную роль во всей квантовой теории и определяющий данную конкретную систему, и О. орбитального (углового) момента $\hat{M}$. Для N взаимодействующих между собой нерелятивистских частиц гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{1\leqslant i\leqslant N}\left\{\hat{p}_i^2/2m_i + U(r_i)\right\} + \sum_{1\leqslant i<j\leqslant N}\Phi(r_i, r_j),$$

где m_i — масса i-й частицы, $U(r_i)$ и $\Phi(r_i, r_j)$ — потенциалы взаимодействия частиц с внеш. полем и друг с другом (если это взаимодействие не зависит от скоростей частиц). Для системы заряж. частиц О. импульса заменяется:

$$\hat{p}_i \to \hat{p}_i - (e_i/c)A(r_i,t),$$

где $A(r,t)$ — векторный потенциал эл.-магн. поля, e_i — заряд частицы (в гауссовой системе единиц).

О. момента $\hat{M}$ представляет собой сумму О. моментов для каждой из N частиц. Для одной частицы $\hat{M} = [r\hat{p}] = [(r(\hbar/i)\nabla)]$. Компоненты О. моменты не коммутируют друг с другом, $[\hat{M}_x, \hat{M}_y]_- = i\hat{M}_z$ (две др. пары соотношений получаются при циклич. замене $x \to y \to z \to x$), но $[\hat{M}^2, \hat{M}_\alpha]_- = 0$, поэтому в квантовой теории имеет смысл говорить о состояниях с определёнными значениями квадрата момента и одной из его компонент, обычно $\hat{M}_z$. Эти О. как коммутирующие друг с другом имеют общую систему собств. ф-ций [*сферические функции* $Y_l^m(\theta,\varphi)$, где θ и φ — угл. переменные сферич. координат] и характеризуются собств. значениями $M^2 = \hbar^2 l(l+1)$ и $M_z = \hbar m$, где $l = 0,1,2,\ldots$ и $m = -l, -l+1, \ldots, l$ — соответственно орбит. и магн. квантовые числа. Если частица движется в центрально-симметричном поле $U(r) = U(|r|)$, то $\hat{H}$, $\hat{M}^2$ и $\hat{M}_z$ образуют полный набор коммутирующих О. для данной системы с общей системой собств. ф-ций $R_{nl}(|r|)Y_l^m(\theta,\varphi)$, причём l определяет не только величину M^2 (и наряду с гл. квантовым числом n энергетич. состояние системы), но и пространственную *чётность* состояния, характеризующую изменение волновой ф-ции при инверсии координат, $\hat{P}\psi(r) \equiv \psi(-r) = (-1)^l\psi(r)$ ($\hat{P}$ — О. инверсии), т. е. чётность состояния совпадает с чётностью l.

Импульсное представление. Если разложить $\psi(r)$ по собств. ф-циям $\psi_p(r)$ О. импульса:

$$\psi(r) = \int \Phi(p)\psi_p(r)dp, \quad \Phi(p) = \int \psi(r)\psi_p^*(r)dr,$$

то волновой ф-цией системы в *импульсном представлении* (в к-ром квадрат её модуля определяет распределение плотности вероятности распределения по p) будет её фурье-образ $\Phi(p)$. В соответствии с этим преобразованием О. координаты становится дифференциальным, а О. импульса — О. умножения:

$$\hat{r}\Phi(p) = i\hbar\frac{\partial}{\partial p}\Phi(p); \quad \hat{p}_0\Phi(p) = p_0\Phi(p).$$

Нормированные на δ-функцию собств. ф-ции этих О. имеют вид

$$\Phi_r(p) = \left(\frac{1}{2\pi\hbar}\right)^{3/2}\exp\{-ipr/\hbar\}; \quad \Phi_{p_0}(p) = \delta(p - p_0).$$

О. динамич. величин $\hat{F}(p,r)$ определяются как

$$\hat{F}(p, r) = F(\hat{p}, \hat{r}) = F\left(p, i\hbar\frac{\partial}{\partial p}\right).$$

Матричное представление. Рассмотренные выше представления являются частными случаями, когда в качестве системы базисных ф-ций $\{\psi_n(x)\}$ выбирались собств. ф-ции координаты или импульса. В общем случае волновая ф-ция системы $\psi(x,t)$ может быть задана совокупностью компонент $\Phi(t) = \{\Phi_n(t)\}$ в пространстве с достаточно произвольно выбранным базисом $\{\psi_n(t)\}$,

$$\Phi_n(t) = \int \psi(x,t)\psi_n^*(x)dx,$$

причём величины $|\Phi_n(t)|^2$ определяют вероятности обнаружить систему в каждом из состояний $\psi_n(x)$. Представляя $\psi(x,t)$ в виде столбца из её компонент $\{\Phi_n(t)\}$ [сопряжённую ей — в виде строки из элементов $\Phi_n(t)$], а $\hat{F}$ в виде квадратной матрицы

$$\langle n|F|m\rangle = \int \psi_n^*(x)\hat{F}\psi_m(x)dx,$$

можно записать результат действия этого О. $\hat{F}\psi = f\psi'$ в виде алгебраич. соотношений, определяющих изменённые в результате поворота вектора $\Phi(t)$ значения компонент $\Phi'(t)$ через их исходные значения:

$$f\Phi_n' = \sum_m \langle n|F|m\rangle\,\Phi_m, \qquad \sum_n\left|\Phi_n'\right|^2 = 1.$$

Матричные представления могут быть дискретными, непрерывными (как в случаях координатного и импульсного представления) и смешанного типа, когда часть квантовых чисел, входящих в n, дискретна, часть непрерывна. Приведём неск. общих соотношений в матричном выражении. Алгебраич. действия над О.:

$$\langle n|F_1\cdot F_2|m\rangle = \sum_k \langle n|F_1|k\rangle\langle k|F_2|m\rangle,$$

$$\langle n|F_1 + F_2|m\rangle = \langle n|F_1|m\rangle + \langle n|F_2|m\rangle;$$

условие самосопряжённости $\hat{F}$:

$$\langle n|F^+|m\rangle = \langle n|(F^T)^*|m\rangle = \langle m|F|n\rangle^*;$$

единичный О. $\langle n|I|m\rangle = \Delta(n-m)$ [в случае дискретного спектра $\Delta(n-m) = \delta_{nm}$, где δ_{nm} — *Кронекера символ*, в случае непрерывного спектра $\Delta(n-m) = \delta(n-m)$, где $\delta(n-m)$ — дираковская δ-функция]; ф-ла для ср. значений:

$$\overline{F} = \sum_{nm}\Phi_n^*\langle n|F|m\rangle\Phi_m.$$

Проблема расчёта собств. значений и собств. ф-ций сводится к решению системы однородных относительно компонент Φ_n ур-ний

$$\sum_m\langle n|F|m\rangle\Phi_m = f\Phi_n,$$

причём условие существования нетривиального решения для $\{\Phi_n\}$

$$\det\|\langle n|F|m\rangle - f\Delta(n-m)\| = 0$$

является ур-нием (степени, равной рангу матриц, фигурирующих в данном представлении), определяющим спектр собств. значений $\{f_n\}$.

Если в качестве базиса $\{\psi_n(x)\}$ выбрана система собств. ф-ций О. $\hat{F}$, то его матричное представление диагонально, $\langle n|F|m\rangle = f_n\Delta(n-m)$, поэтому проб-

лему определения собств. ф-ций и собств. значений нек-рого О. или неск. коммутирующих друг с другом О. можно представить как проблему одноврем. диагонализации их матричных представлений.

Если в качестве базисных ф-ций $\{\psi_n(x)\}$ используются собств. ф-ции оператора Гамильтона, $\hat{H}\psi_n = \mathscr{E}_n\psi_n$, то говорят об энергетич. представлении О. и ф-ций состояния. Однако собств. ф-ции О. $\hat{H}$, как правило, неизвестны. Поэтому в ряде случаев в качестве системы базисных ф-ций $\{\psi_n^{(0)}(x)\}$ выбирают собств. ф-ции той части $\hat{H}_0$ полного гамильтониана $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$, для к-рой удаётся получить точное решение для собств. ф-ций и собств. значений, $\hat{H}_0\psi_n^{(0)}(x) = \mathscr{E}_n^{(0)}\psi_n^{(0)}(x)$, и затем уже в этом матричном представлении развивают теорию возмущений по параметру, к-рому пропорц. часть $\hat{H}_1$, как для расчёта собств. значений $\mathscr{E}_n$ полного $\hat{H}$, так и его собств. ф-ций.

Матричное представление является органичным для О. момента ввиду дискретности квантовых чисел l и m. Т. к. каждому l соответствует $2l + 1$ значений числа m, то собств. ф-ции О. $\hat{M}^2$ и $\hat{M}_z$ представляются столбцами, а О. момента — матрицами $(2l + 1)$-ранга, ненулевые элементы к-рых определяются ф-лами

$$\langle l, m|M^2|l, m\rangle = \hbar^2 l(l+1),\ \langle l, m|M_z|l, m\rangle = \hbar m,$$

$$\langle l, m|M_x + iM_y|l, m-1\rangle = \langle l, m-1|M_x - iM_y|l, m\rangle = \hbar\sqrt{(l-m+1)(l+m)}.$$

Эти же соотношения справедливы и для О. полного момента $\hat{J} = \hat{M} + \hat{S}$, включающего помимо О. орбит. момента $\hat{M}$ также и О. спина $\hat{S}$ (для к-рого нематричного представления просто не существует), причём квантовое число j, заменяющее в этом случае l в приведённых выше ф-лах, принимает ряд целых или полуцелых значений, а число $m = -j, -j + 1, \ldots, j$ пробегает $2j + 1$ значений.

Общие ф-лы для О. момента определяют также и О. спинового момента частицы $\hat{S}$. Так, для частиц со спином $^1/_2$ О. спина $\hat{S} = (\hbar/2)\sigma$, где σ — двухрядные *Паули матрицы*. Поэтому и состояние электрона (в нерелятивистской теории) будет описываться соответственно двухкомпонентной волновой ф-цией [причём помимо классич. замены в гамильтониане этой системы $\boldsymbol{p} \to \boldsymbol{p} - (e/c)\boldsymbol{A}$ он должен быть дополнен энергией взаимодействия $-\boldsymbol{\mu}\mathscr{H}$ собств. магн. момента электрона $\boldsymbol{\mu} = (e\hbar/2mc)\sigma$ с внеш. магн. полем $\mathscr{H}(\boldsymbol{r}, t)$]. В релятивистской теории электрона состояние частицы описывается четырёхкомпонентной волновой ф-цией (не исключено матричное представление для каждой из них) в соответствии с разл. спиновыми состояниями электрона и состояниями частица и античастица, а О. выражается четырёхрядными матрицами, элементы к-рых сами могут быть О. в к.-л. x-представлении. Простейшие примеры полных наборов коммутирующих О. для случая свободного движения электрона: гамильтониан $\hat{H}_D = c(\hat{\boldsymbol{p}}\boldsymbol{\alpha}) + mc^2\beta$, импульс, проекция спина на направление импульса $(\hat{\boldsymbol{S}}\hat{\boldsymbol{p}})$, где $\hat{\boldsymbol{S}} = (\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$, а $\boldsymbol{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$, β — четырёхрядные *Дирака матрицы*; или О. $\hat{H}_D$, $\hat{J}^2$, $\hat{J}_z$ и О. инверсии $\hat{I}\beta$. Собств. ф-ции при первом выборе характеризуются плоскими волнами (с импульсом $\boldsymbol{p}$), проекцией спина $s = \pm^1/_2$ и энергией $\mathscr{E} = \pm c\sqrt{p^2 + m^2c^2}$, при втором — сферич. волнами, числами j, m и l (чётность). При движении электрона в центрально-симметричном поле $U(|\boldsymbol{r}|)$ системой коммутирующих О., полностью определяющих состояние системы, являются гамильтониан $\hat{H} = \hat{H}_D + U(|\boldsymbol{r}|)$, О. квадрата полного момента $\hat{J}^2$, его проекции $\hat{J}_z$ и чётности $\hat{I}\beta$. Для частиц со спином 1 необходимо использовать уже как минимум трёхрядные матрицы и т. д.

Представление вторичного квантования эффективно при рассмотрении систем, состоящих из большого числа одинаковых частиц (проблема мн. тел в статистич. механике; см. *Квантовая теория многих частиц*), или систем, допускающих существование любого числа частиц одного и того же сорта (см. *Квантовая теория поля*), и является одним из наиб. естеств. способов учёта свойств симметрии волновых ф-ций системы по отношению к перестановкам одинаковых частиц. В основе своей — это матричное представление, для формулирования к-рого используются N-частичные базисные ф-ции с определённым типом симметрии $\psi_n(x)$, сконструированные как симметризов. или антисимметризов. произведения одночастичных ф-ций $\varphi_f(x_i)$ (чаще всего для этого используются известные решения задач на свободное движение частицы данного типа), где $x = x_1, \ldots, x_N$, а в наборе квантовых чисел $n = \{\ldots, n_f, \ldots\}$ каждое из n_f указывает, сколько раз в структуре данной базисной ф-ции встречается ф-ция $\varphi_f(x_i)$ с данным индексом f. Числа n_f наз. *числами заполнения* (очевидно, $\sum_f n_f = N$), а базисные ф-ции обычно обозначают символами $\psi_n(x) = |\ldots, n_f, \ldots>$, введёнными П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac), при этом $\psi^*(x) = <\ldots, n_f, \ldots|$. Отличие систем, симметричных и антисимметричных по отношению к перестановкам двух частиц, проявляется в том, что в первом случае (бозе-частицы) n_f могут принимать любые целые неотрицат. значения, а во втором (ферми-частицы) — только 0 и 1. Это ограничение на числа заполнения для ферми-систем выражает *Паули принцип*. О. динамич. величин, представленные соответствующими матрицами $<\ldots n_f, \ldots | F | \ldots, n_f', \ldots>$, действуя на волновую ф-цию, имеющую в этом представлении вид вектора с компонентами $\Phi(\ldots, n_f, \ldots)$, характеризуемыми определёнными наборами чисел n_f, «перепутывают» эти наборы. Иными словами, вместо нек-рого $\Phi(\ldots, n_f, \ldots)$ в результате действия О. F появляется амплитуда $\Phi(\ldots, n_f', \ldots)$, к-рая характеризуется уже другими, изменёнными числами заполнения тех же состояний f, т. е. О. в этом представлении меняют числа частиц в каждом из состояний f. Удобно рассматривать «элементарные» О., изменяющие на единицу к.-л. из чисел заполнения n_f, т. н. О. р о ж д е н и я и О. у н и ч т о ж е н и я частицы в состоянии f, и с их помощью выражать более сложные О. F. Действие каждого такого О. рождения и уничтожения меняет на единицу не только определённое число n_f, но и общее число частиц N. Т. о., для использования формализма вторичного квантования необходимо оперировать с бесконечным набором пространств и соответствующих им базисных систем ф-ций $|\ldots, n_f, \ldots>$ для всех значений общего числа N от нуля до бесконечности. Конкретный результат действия элементарных О. на эти базисные ф-ции определяется с помощью непосредств. расчёта соответствующих матричных элементов. Действие их на $|\ldots, n_f, \ldots>$ в случае бозе-систем можно представить в виде

$$a_f|\ldots, n_f, \ldots\rangle = \sqrt{n_f}\,|\ldots, n_f - 1, \ldots\rangle$$

для О. уничтожения a_f и

$$a_f^+|\ldots, n_f, \ldots\rangle = \sqrt{n_f + 1}\,|\ldots, n_f + 1, \ldots\rangle$$

для О. рождения a_f^+, причём ни a_f, ни a_f^+ не действуют на числа $n_{f'}$, если $f' \neq f$. Отсюда следуют перестановочные соотношения

$$\left[a_f, a_{f'}^+\right]_- = \Delta(f - f');$$

$$[a_f, a_{f'}]_- = \left[a_f^+, a_{f'}^+\right]_- = 0.$$

В случае ферми-систем a_f и a_f^+ имеют тот же смысл О. изменения на единицу числа n_f, но учёт антисимметрии базисных ф-ций по отношению к перестановкам индексов частиц и ограничение чисел заполнения двумя значениями 0, 1 приводят к перестановочным соотношениям антикоммутации:

$$\left[a_f, a_{f'}^+\right]_+ = a_f a_{f'}^+ + a_{f'}^+ a_f = \Delta(f - f');$$

$$[a_f, a_{f'}]_+ = \left[a_f^+, a_{f'}^+\right]_+ = 0.$$

В ряде задач, когда гамильтониан системы целиком выражается в терминах спиновых О., удобны О. рождения и уничтожения с коммутац. соотношениями смешанного типа:

$$\left[a_f, a_f^+\right]_+ = 1, \text{ но } \left[a_f, a_f^+\right]_- = 0 \text{ для } f' \neq f,$$

$$[a_f, a_{f'}]_- = \left[a_f^+, a_{f'}^+\right]_- = 0.$$

По своей матем. природе они тождественны бозе-О., но действуют в урезанном пространстве чисел заполнения, допускающем значения $n_f = 0$ и $n_f = 1$. Их называют п а у л и - О., т. к. они непосредственно связаны со спиновыми матрицами Паули:

$$\sigma_f^x = a_f^+ + a_f;\ \sigma_f^y = i\left(a_f^+ - a_f\right);\ \sigma_f^z = 1 - 2a_f^+ a_f.$$

Во всех случаях О. $n_f = a_f^+ a_f$ является О. числа частиц в состоянии f и имеет собств. значения $n_f = 0, 1, 2, \ldots$ для бозе-систем и $n_f = 0, 1$ для ферми- и паулисистем.

Чаще всего в приложениях индекс f означает импульс и спин $f = (\boldsymbol{p}, \sigma)$ частицы, т. е. в качестве базисных ф-ций $|\ldots, n_f, \ldots>$ выбираются симметризов. или антисимметризов. произведения ф-ций $\varphi_f(x) = u_\sigma(s)\varphi_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{r})$, где $\varphi_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{r}) = (1/\sqrt{V})\exp(i\mathbf{k}\boldsymbol{r})$ — плоская волна (V — объём системы), $u_\sigma(s) = \Delta(\sigma - s)$ — спиновая ф-ция. Тогда a_f^+ и a_f — О. рождения и уничтожения частицы с данным значением импульса и спина. Возможно и «координатное» (или к.-л. иное) представление этих О., определяемое с помощью преобразования типа фурье-преобразования:

$$[x = (\boldsymbol{r}, s)],\ \Psi(x) = \sum_f a_f \varphi_f(x),\ \Psi^+(x) = \sum_f a_f^+ \varphi_f^*(x).$$

О. динамич. величин в представлении вторичного квантования строятся след. образом: величинам аддитивного динамич. типа, таким, что $F = \sum_{1 \leqslant i \leqslant N} F(x_i)$ (напр., полный импульс системы из N частиц, их полная кинетич. энергия, энергия взаимодействия с внеш. полем и т. д.) соответствуют О.

$$\hat{F} = \int \Psi^+(x)\hat{F}(x)\Psi(x)dx = \sum_{f,f'} \langle f|F|f'\rangle a_f^+ a_{f'},$$

где $<f|F|f'>$ — О. $\hat{F}$ в f-представлении, матричные элементы к-рого рассчитываются с помощью ф-ций $\varphi_f(x)$; величинам бинарного типа $G = \sum_{1 \leqslant i \leqslant j \leqslant N} G(x_i, x_j)$ (напр., энергии взаимодействия частиц друг с другом) соответствуют О.

$$\hat{G} = \frac{1}{2}\int \Psi^+(x_1)\Psi^+(x_2)\hat{G}(x_1x_2)\Psi(x_2)\Psi(x_1)dx_1dx_2 =$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{f_1,f_2,f_2',f_1'} \langle f_1, f_2|G|f_1', f_2'\rangle a_{f_1}^+ a_{f_2}^+ a_{f_2'} a_{f_1'},$$

где $<f_1 f_2|G|f_1' f_2'>$ — матричный элемент О. $\hat{G}$ в f-представлении, рассчитанный с помощью системы ф-ций $\varphi_f(x_i)$, и т. д.

Напр., гамильтониан системы нерелятивистских частиц с центр. их взаимодействием $\Phi(r_i, r_j) = \Phi(r_i - r_j)$, находящихся во внеш. поле $U(\boldsymbol{r})$, в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m} a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + \frac{1}{V}\sum_{\mathbf{k},\varkappa} u^*(\varkappa) a_{\mathbf{k}+\varkappa}^+ a_{\mathbf{k}} +$$

$$+ \frac{1}{2V}\sum_{\varkappa,\mathbf{k},\mathbf{k}'} v(\varkappa) a_{\mathbf{k}+\varkappa}^+ a_{\mathbf{k}'-\varkappa}^+ a_{\mathbf{k}'} a_{\mathbf{k}},$$

где $v(\varkappa)$ и $u(\varkappa)$ — фурье-образы потенциалов Φ и U, причём для частиц со спином нижний индекс у a^+ и a помимо волнового вектора $\mathbf{k}$ включает и спиновый индекс s: $k = (\mathbf{k}, s)$, $k + \varkappa = (\mathbf{k} + \varkappa, s)$ и т. д. Каждое слагаемое этого О. имеет наглядный смысл: общая кинетич. энергия представлена как сумма по всем k кинетич. энергий $\hbar^2k^2/2m$, умноженных на числа частиц $a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} = n_{\mathbf{k}}$ с этой энергией, каждое слагаемое из второй суммы учитывает рассеяние частицы $\mathbf{k} \to \mathbf{k} + \varkappa$ на фурье-компоненте внеш. поля $u(\varkappa)$, а из третьей суммы — рассеяние двух частиц $(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \to (\mathbf{k} + \varkappa, \mathbf{k}' - \varkappa)$ на фурье-компоненте потенциала их взаимодействия $v(\varkappa)$.

Помимо модели прямого взаимодействия частиц, возможной только в нерелятивистской теории, рассматривается взаимодействие частиц с разл. полями, переносящими это взаимодействие: в электродинамике с эл.-магн. полем (полем фотонов), в статистич. физике — с полем фононов и т. д. В гамильтониан системы в этом случае необходимо добавить свободную энергию этого поля $\sum_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}) b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}}$ и О. взаимодействия его с частицами системы, имеющий вид

$$\frac{1}{\sqrt{V}}\sum_{\varkappa,\mathbf{k}} f(\varkappa)\left(a_{\mathbf{k}+\varkappa}^+ a_{\mathbf{k}} b_\varkappa + a_{\mathbf{k}-\varkappa}^+ a_{\mathbf{k}} b_\varkappa^+\right),$$

причём элементарный акт этого взаимодействия имеет характер рассеяния частицы с испусканием (или поглощением) кванта поля b. Подобные наглядные представления о взаимодействии послужили одним из стимулов развития диаграммной техники в квантовой теории поля и в квантовой статистике.

О. энергии и производные О. по времени. В квантовой теории О. энергии определяется как первая производная по времени, $\hat{\mathscr{E}} = i\hbar\partial/\partial t$. С его помощью записывается ур-ние Шрёдингера — осн. ур-ние квантовой механики, являющееся ур-нием движения для волновой ф-ции, $(\hat{\mathscr{E}} - \hat{H})\psi(t) = 0$. После подстановки $\psi(t) = \exp\{-i\hat{\mathscr{E}}t/\hbar\}\psi$ оно превращается в ур-ние на собств. значения гамильтониана, $(\hat{\mathscr{E}} - \hat{H})\psi = 0$, и определяет стационарные состояния системы. О. производной по времени $\hat{F}$ физ. величины F определяется в соответствии с ур-нием движения для ψ как

$$\dot{\hat{F}} \equiv \frac{d\hat{F}}{dt} = \frac{\partial\hat{F}}{\partial t} + [\hat{H}, \hat{F}]_-,$$

что позволяет определять в квантовой механике О. величин типа скоростей, ускорений и т. д. Если величина F не зависит явно от времени и коммутатор $[\hat{H}, \hat{F}]_- = 0$, то эта величина является интегралом движения.

В релятивистской теории помимо ур-ний, содержащих О. $\hat{\mathscr{E}}$ в первой степени, напр. *Дирака уравнение* $(\hat{\mathscr{E}} - H_D)\psi = 0$, используются ур-ния второго порядка по $\hat{\mathscr{E}}$ (*Клейна—Гордона уравнение*), $[\hat{\mathscr{E}}^2 - (c^2\hat{p}^2 + m^2c^4)]\psi = 0$, для однокомпонентной ψ-функции частицы без спина, а также для векторных 4-компонентных ф-ций и тензорных более высокого ранга. Оператор $\hat{\mathscr{E}}$ можно рассматривать как нулевую компоненту релятивистского О. энергии-импульса $\hat{P}_\mu = (\hat{\mathscr{E}}/c, i\hat{\boldsymbol{p}})$, $\mu = 0,1,2,3$, что по-

зволяет использовать для релятивистских ур-ний удобную лоренц-ковариантную запись.

Различные временные представления О. Рассмотренная выше схема квантовой теории, когда не зависящей от времени динамич. величине F ставится в соответствие также не зависящий от t О. $\hat{F}$, а эволюция системы целиком определяется поведением волновой ф-ции, подчиняющейся ур-нию Шрёдингера, формальное решение к-рого можно представить как

$$\psi(t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t-t_0)\right\}\psi(t_0),$$

наз. *Шрёдингера представлением* для О. и ф-ций состояния. Из возможных др. временны́х представлений отметим два, широко используемых в квантовой теории. В *Гейзенберга представлении* ψ-функция является пост. вектором; полагая в приведённой выше ф-ле $t_0 = 0$, можно представить эту ф-цию как нач. значение рассмотренной ранее $\psi^{(H)} = \psi(0)$, а зависимость от t переносится на О. динамич. величин:

$$\hat{F}^{(H)}(t) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}\hat{F}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\},$$

ур-ние движения для к-рых имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{F}^{(H)}(t) = [\hat{H}, \hat{F}^{(H)}(t)]_-.$$

Для построения *взаимодействия представления* существенно разделение $\hat{H}$ на части, $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$, связанное обычно с применением теории возмущений. В этом временно́м представлении зависимость $\hat{F}$ от t определяется с помощью нулевого гамильтониана:

$$\hat{F}^{(I)}(t) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\}\hat{F}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\},$$

а эволюция волновой ф-ции

$$\psi^{(I)}(t) = \exp\{(i/\hbar)\hat{H}_0 t\}\psi(t)$$

определяется О. $\hat{H}_1^{(I)}$:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi^{(I)}(t) = \hat{H}_1^{(I)}(t)\psi^{(I)}(t),$$

причём формальное решение этого ур-ния можно записать как

$$\psi^{(I)}(t) = S(t, t_0)\psi^{(I)}(t_0),$$

где оператор S-матрицы (наз. *матрицей рассеяния*)

$$S(t, t_0) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t-t_0)\right\}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t_0\right\}.$$

Матрица плотности, матрица рассеяния и другие О. Наряду с О., непосредственно связанными с определёнными физ. переменными, в квантовой теории используются О., к-рые определяют все свойства системы, включая её состояние, или ряд её свойств. Выше предполагалось, что состояние квантовомеханич. системы фиксируется с помощью волновой ф-ции, представляемой вектором $\Phi(t) = \{\Phi_n(t)\}$. Если этому т. н. *чистому состоянию* поставить в соответствие О. $\rho(t)$ с матричными элементами $<n|\rho|m> = \Phi_n^*(t)\Phi_m(t)$, то ср. значения физ. величины F запишутся как

$$\bar{F} = \sum_{n,m}\langle n|\rho|m\rangle\langle m|F|n\rangle = \mathrm{Sp}\{\rho\hat{F}\},$$

а сам О. $\rho(t)$ в соответствии с ур-нием Шрёдингера для $\Phi(t)$ будет удовлетворять ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial\rho(t)}{\partial t} = \hat{H}\rho - \rho\hat{H}$$

и иметь формальное решение в виде

$$\rho(t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}\rho(0)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}.$$

О. ρ наз. *матрицей плотности*. Он характеризует систему и в случаях, когда она находится в т. н. *смешанном состоянии*, что существенно, напр., при рассмотрении статистич. систем. Матричное представление О. ρ может быть определено в смешанном представлении (напр., в координатно-импульсном), что невозможно в традиц. квантовой механике, оперирующей с чистыми квантовомеханич. состояниями. О. $\rho(t)$ допускает помимо шрёдингеровского и иные временны́е представления.

О. S-матрицы (и его модификаций, включая температурные варианты) определяет изменение свойств системы по отношению к нек-рому известному «исходному» состоянию, напр. к состоянию с «выключенным» взаимодействием частиц $\hat{H}_1$ (для этого в $\hat{H}_1$ добавляют фактор $\exp\{-\varepsilon|t|\}$, $\varepsilon > 0$, $\varepsilon \to 0$, обеспечивающий выключение взаимодействия при $t \to \pm\infty$). Тогда для конечного t ($t_0 \to -\infty$) введённый ранее О. можно представить как бесконечный ряд, записываемый условно в виде т. н. T-экспоненты, т. е. упорядоченного по временны́м аргументам (см. *Хронологическое произведение*) степенного её разложения:

$$S(t) = T\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^{t}\hat{H}_1^{(I)}(\tau)d\tau\right\} =$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty}\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^n\int_{-\infty}^{t}d\tau_1\int_{-\infty}^{\tau_1}d\tau_2\ldots\int_{-\infty}^{\tau_{n-1}}d\tau_n\hat{H}_1^{(I)}(\tau_1)\ldots\hat{H}_1^{(I)}(\tau_n).$$

Этот ряд служит основой для построения приближений в рамках теории возмущений по $\hat{H}_1$.

О. t-матрицы, родственной О. S, на простейшем примере задачи двух тел (задачи рассеяния) модифицирует падающую из бесконечности на рассеивающий центр $H_1 = \Phi(r)$ плоскую волну $\varphi_p(r)$ в расходящуюся волну $\psi_{\mathbf{k}}^+$ (в соответствии с граничными условиями квантовомеханич. задачи рассеяния), так что $\hat{H}_1\psi^+ = t\varphi$. Ур-ние Шрёдингера, записанное в терминах t-О., и его формальное решение имеют вид

$$t = \hat{H}_1 + \hat{H}_1\frac{1}{\mathscr{E} - \hat{H}_0 + i\varepsilon}t;\quad t = \hat{H}_1 + \hat{H}_1\frac{1}{\mathscr{E} - (\hat{H}_0 + \hat{H}_1) + i\varepsilon}\hat{H}_1.$$

В случаях, когда потенциал $\Phi(r)$ не имеет фурье-образа (напр., при взаимодействии твёрдых сфер конечного радиуса), а использование импульсного варианта представления вторичного квантования всё же рационально, импульсное представление t-О. заменяет несуществующую величину $v(q)$, причём при малых передачах импульса $|q|$ матричный элемент t-О. выходит на константу, пропорц. *длине рассеяния* a:

$$v(|q|) = \langle p + |q|, p' - |q||\Phi(r)|p, p'\rangle \to$$
$$\to\langle p+|q|, p' - |q||t|p, p'\rangle \approx 2\pi a\hbar^2/m.$$

О. преобразований. В квантовой теории такие О. широко используются для осуществления переходов к др. представлениям и координатам, для трансляций и поворотов в разл. пространствах, сдвига во времени, дискретных преобразований самого разного физ. содержания. Рассмотрим нек-рые из них.

Пусть $\psi = \{\psi_n(x)\}$ — система базисных ф-ций, определяющих нек-рое n-представление О. и волновых ф-ций, а $\psi' = \{\psi'_\alpha(x)\}$ — др. базисная система, соответствующая α-представлению. Переход от одной системы к другой

$$\psi'_\alpha(x) = \sum_n\psi_n(x)\langle n|U|\alpha\rangle,$$

где

$$\langle n|U|\alpha\rangle = \int\psi_n^*(x)\psi'_\alpha(x)dx,$$

можно символически записать с помощью линейного унитарного О. U, матричное представление к-рого при-

ведено выше, как $\psi' = \psi U$. Условие унитарности $U^+U = I$ является следствием ортонормированности базисных ф-ций ψ и ψ'. Т. к. обратный О. $U^{-1} = U^+$, то обратное преобразование имеет вид $\psi = \psi' U^+$. Обозначая символом F матричное представление О. $\hat{F}$ в n-представлении $\langle n|F|n'\rangle$ и символом $\hat{F}'$ матрицу $\langle\alpha|F|\alpha'\rangle$, будем иметь в компактной записи правило преобразования О. динамич. переменной от одного представления к другому в виде $F' = U^+FU$. Преобразование ф-ции состояния, определяемой в n-представлении совокупностью компонент $\Phi = \{\Phi_n\}$, а в α-представлении — совокупностью штрихованных компонент $\Phi' = \{\Phi'_\alpha\}$, записывается как $\Phi' = U^+\Phi$.

Унитарные преобразования U сохраняют нормировку волновых ф-ций, свойство их ортогональности, порядок действия О. динамич. величин, сумму их диагональных элементов

$$\mathrm{Sp}\hat{F} = \sum_n \langle n|F|n\rangle = \sum_\alpha \langle\alpha|F|\alpha\rangle = \mathrm{Sp}F'$$

и т. д. Проблему определения собств. значений О. F можно свести к проблеме построения такого О. U, к-рый превращал бы матрицу $\langle n|F|n'\rangle$ в диагональную: $\langle\alpha|F|\alpha'\rangle = f_\alpha\Delta(\alpha - \alpha')$.

Примеры О. преобразований приводились выше. Так, переход к представлению Гейзенберга осуществлялся с помощью О. $U = \exp\{-i\hat{H}t/\hbar\}$, к представлению взаимодействия — с помощью $U = \exp\{-i\hat{H}_0 t/\hbar\}$, переход от координатного представления к импульсному (в одномерном случае) производится с помощью непрерывной матрицы $\langle x|U|p\rangle = (1/\sqrt{2\pi\hbar})\exp\{ipx/\hbar\}$ и т. д.

О. U используются при преобразовании систем координат. При рассмотрении непрерывных преобразований (сдвиг, вращение) достаточно ограничиться бесконечно малым преобразованием данного типа. Напр., О. бесконечно малого смещения координат непосредственно определяется первыми членами разложения ф-ции ψ в ряд Тейлора:

$$\psi(r + \delta r) = [1 + (i/\hbar)\delta r\hat{p}]\psi(r),$$

откуда для О. конечной трансляции $U_{r_0}\psi(r) = \psi(r + r_0)$ получаем $U_{r_0} = \exp\{ir_0\hat{p}/\hbar\}$. Аналогичная процедура с бесконечно малым смещением во времени приводит для конечного сдвига на Δt к известному результату:

$$\psi(t + \Delta t) = \exp\{-i\hat{H}\Delta t/\hbar\}\psi(t)$$

[в представлении взаимодействия

$$\psi'(t + \Delta t) = S(t + \Delta t, t)\psi'(t),$$

где $S(t_1,t_2)$ — S-матрица]. При бесконечно малом повороте на угол $\delta\varphi$ на скалярную ф-цию $\psi(r)$ действует О. $(1 + i\delta\varphi\hat{M}/\hbar)$, а для частицы со спином О. $(1 + i\delta\varphi\hat{J}/\hbar)$. О. конечного поворота, как видно из этих ф-л, представляются матрицами $(2j + 1)$-го ранга. В релятивистской теории при бесконечно малых поворотах в четырёхмерном пространстве на угол $\delta\omega$ (при *Лоренца преобразованиях*) $x'_\mu = \alpha_{\mu\nu}x_\nu = x_\mu + \delta\omega_{\mu\nu}x_\nu$ О. преобразования ф-ции состояния можно записать как $U = {}^1/_2\, R_{\mu\nu}\delta\omega_{\mu\nu}$, где для четырёхкомпонентной ф-ции фермиона ψ О. $R_{\mu\nu}$ целиком выражается с помощью *Дирака матриц* γ_μ в виде $R_{\mu\nu} = -R_{\nu\mu} = {}^1/_4(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$.

Дискретные преобразования U связаны не только с преобразованиями типа отражений в пространстве и времени, но и с изменением дискретных величин, таких как электрич. заряд, *барионное число*, *странность*, *очарование*, *цвет* и т. д. Приведём примеры О. дискретных преобразований, использующихся в теории релятивистских ферми-частиц, к-рые несложным образом выражаются через γ_μ: *пространственная инверсия* ($r' \to -r$, $x'_0 = x_0$) — $U = i\gamma_0$, *обращение времени* ($r' = r$, $x'_0 = -x_0$) — $U = \gamma_1\gamma_2\gamma_3$, полная инверсия ($r' \to -r$, $x'_0 = -x_0$) — $U = i\gamma_5$, где $\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. Возможны и др. законы преобразования ψ при отражениях; напр., при $r' \to -r$ возможны (помимо упомянутого) ещё три варианта преобразования волновой ф-ции: $U = -i\gamma_0$, $U = \pm\gamma_0$ (так преобразующиеся при отражениях ψ-функции наз. псевдоспинорами). Аналогичные варианты существуют и для законов преобразований при др. отражениях. К дискретным преобразованиям примыкает операция *зарядового сопряжения*, имеющая вид $U_C = \alpha_y = \gamma_0\gamma_2$.

О. перестановок. Такие О. необходимы при рассмотрении систем двух и более одинаковых частиц. С помощью простейшего О. перестановки индексов двух частиц

$$\mathscr{P}_{ij}\psi(x_1,\ldots,x_i,\ldots,x_j,\ldots,x_N) = \psi(x_1,\ldots,x_j,\ldots,x_i,\ldots,x_N)$$

можно построить любой О. перестановки $\mathscr{P}$ этих индексов, представив его как произведение парных перестановок: $\mathscr{P} = \Pi\mathscr{P}_{ij}$. Оператор $\mathscr{P}_{ij}$ линеен,

$$\mathscr{P}_{ij}(\psi + \psi') = \mathscr{P}_{ij}\psi + \mathscr{P}_{ij}\psi',$$

симметричен, $\mathscr{P}_{ij} = \mathscr{P}_{ji}$, совпадает с обратным, $\mathscr{P}_{ij}^{-1} = \mathscr{P}_{ij}$, унитарен, $\mathscr{P}_{ij}^2 = I$. Т. к. в системе одинаковых частиц О. перестановки их индексов не изменяет ни О. динамич. величин (в частности, гамильтониана системы $\hat{H}$, т. е. $\mathscr{P}\hat{H} - \hat{H}\mathscr{P} = 0$), ни граничных и др. дополнит. условий, то волновые ф-ции ψ и $\mathscr{P}_{ij}\psi$, отличающиеся расположением двух индексов частиц у их аргументов, удовлетворяющие одной и той же системе ур-ний и дополнит. условий, описывают одно и то же микроскопич. состояние, т. е. $\mathscr{P}_{ij}\psi = \lambda\psi$, где $\lambda = \exp\{i\alpha\}$ — фазовый множитель. Повторное применение к этому соотношению О. $\mathscr{P}_{ij}$ определяет для собств. значения λ О. $\mathscr{P}_{ij}$ условие $\lambda^2 = 1$, т. е. $\lambda = \pm 1$ — ф-ция состояния системы одинаковых частиц по отношению к перестановкам их индексов либо симметрична, $\mathscr{P}\psi = \psi$ (случай системы бозе-частиц), либо антисимметрична, $\mathscr{P}\psi = (-1)^{\lambda_P}\psi$ (случай системы ферми-частиц), где λ_P — число парных перестановок $\mathscr{P}_{ij}$, на к-рые распадается данная перестановка $\mathscr{P}$. При этом ввиду того, что $[\hat{H},\mathscr{P}]_- = 0$, характер симметрии волновой ф-ции является пост. свойством данной системы.

Для двух ферми-частиц О. перестановки имеет вид $\mathscr{P}_{12} = \mathscr{P}_{12}(\sigma)\mathscr{P}_{12}(\tau)\mathscr{P}_{12}(r)$, где $\mathscr{P}_{12}(\sigma)$, $\mathscr{P}_{12}(\tau)$, $\mathscr{P}_{12}(r)$ — соответственно О. обмена спинами, зарядами и координатами. Т. к. для ферми-систем $\mathscr{P}_{12} = -1$, то для О. перестановки фермионов местами $\mathscr{P}_{12}(r) = -\mathscr{P}_{12}(\sigma)\mathscr{P}_{12}(\tau)$, где $\mathscr{P}_{12}(\sigma) = {}^1/_2(1 + \sigma_1\sigma_2)$, $\mathscr{P}_{12}(\tau) = {}^1/_2(1 + \tau_1\tau_2)$, σ_1, σ_2 — матрицы Паули, действующие на спиновые переменные каждой из частиц, а τ_1, τ_2 — совпадающие по виду с матрицами Паули операторы *изотопического спина*.

О. проектирования вводятся при необходимости выделить из всего класса допустимых волновых ф-ций $\Psi(x)$ подпространство ф-ций $\psi(x)$, удовлетворяющих определённым дополнит. требованиям (напр., подпространство ф-ций с к.-л. дополнит. ограничением на числа заполнения или ф-ций, ортогональных к заданной, и т. д.). Вследствие принципа суперпозиции любую $\Psi(x)$ можно представить как $\Psi(x) = c\psi(x) + \psi'(x)$ и выделить первое слагаемое с помощью проекционного О. P_ψ, определив его как $P_\psi\Psi = c\,\psi$, где

$$c = \int\psi^*(x)\Psi(x)dx, \quad \int\psi^*(x)\psi(x)dx = 1.$$

Из свойств P_ψ отметим его линейность и свойство $P_\psi^2 = P_\psi$. Ввиду отсутствия взаимной однозначности в сопоставлении $\Psi \to \psi$ О. проектирования P_ψ не имеет обратного себе О. P_ψ^{-1}. Следует отметить, что О. матрицы плотности ρ по природе своей является проекци-

онным О.— для чистого состояния Ф, когда $\langle n'|\rho|n\rangle = \Phi_n^* \Phi_{n'}$, он просто совпадает с О. проектирования на это состояние: $P_\Phi = \rho$.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика, Квантовая теория многих частиц, Квантовая теория поля, Квантовая хромодинамика.* *И. А. Квасников.*

ОПЕРАЦИИ СИММЕ́ТРИИ (преобразования симметрии) — пространств. преобразования объекта (кристалла), при к-рых он совмещается сам с собой. К О. с. относятся: поворот вокруг оси симметрии, отражение от плоскости симметрии, инверсия относительно центра симметрии, зеркальный поворот вокруг оси симметрии, а также операции дискретных переносов — трансляций. Совокупность О. с. данного объекта является его группой симметрии. Подробнее см. *Симметрия кристаллов.*

ОПЕРАЦИО́ННЫЙ УСИЛИ́ТЕЛЬ — *усилитель электрических колебаний* (УЭК) с внеш. цепями, предназначенный для выполнения нек-рых линейных операций (суммирование, интегрирование, дифференцирование и др.). Часто название «О. у.» относят к самим УЭК, к-рые обычно выполняются в виде серийно выпускаемых микросхем. Структурная схема типового О. у. содержит входной дифференц. каскад, осн. усилитель и выходной каскад с малым выходным сопротивлением. О. у. имеет два входа: неинвертирующий (+) и инвертирующий (—); соответственно входное напряжение усиливается без смены или со сменой полярности. О. у. питается от источника биполярного (симметричного относительно корпуса) напряжения $\pm E$.

Гл. требования, предъявляемые к характеристикам О. у.: высокий коэф. усиления $k = 10^3 - 10^9$; большое входное сопротивление $R_{вх}$ (до 100 МОм) и малое выходное сопротивление $R_{вых}$ ($\sim 10^2$ Ом); нулевое значение выходного напряжения при нулевом входном и симметричное изменение выходного напряжения в обе стороны в нек-ром диапазоне $\pm U_{max}$, близком к $\pm E$; малый дрейф нуля, обусловленный изменениями внеш. условий и нестабильностью эдс источника; малый уровень собств. шумов; сильное ($\sim$60 дБ) подавление синфазной составляющей, т. е. малое значение отношения выходного напряжения ко входному, поданному одновременно на оба входа; широкая полоса пропускания (от 0 до 100 МГц). Выполнение этих требований обеспечивает возможность каскадного включения О. у., высокую точность выполнения операций и универсальность применения. Обычно УЭК охватывают отрицательной обратной связью с выхода на инвентирующий вход. Поскольку $R_{вх}$ и k велики, в рабочем (линейном) режиме напряжения на обоих входах О. у. практически одинаковы и почти не отличаются от 0 («виртуальный нуль»).

В суммирующем О. у. при подаче сигналов на инвертирующий вход (рис. 1)

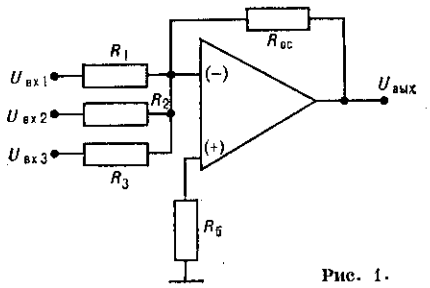


Рис. 1.

$$U_{вых} = -[R_1 U_{вх1}/R_{ос} + R_2 U_{вх2}/R_{ос} + R_3 U_{вх3}/R_{ос}].$$

К неинвертирующему входу иногда подключают балансировочный резистор $R_б \sim R_{ос}$. Входное сопротивление такой схемы со стороны источника сигнала при одном входе $U_{вх1}$, $R_{вх} \sim R_1$. При использовании неинвертирующего входа (рис. 2) $U_{вых} = U_{вх}(1 + R_{ос}/R_1)$. Поскольку входное сопротивление такой схемы велико, её иногда используют для согласования выхода высокоомного генератора с низкоомной нагрузкой (при $R_{ос} \ll R_1$ как повторитель напряжения).

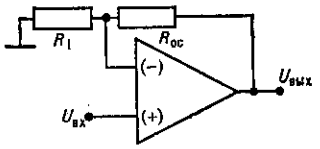


Рис. 2.

В схеме, изображённой на рис. 3, $U_{вых} = -R_{ос}U_{вх}/R_1 + R_3(R_1 + R_{ос})U_{вх}/R_1(R_2 + R_3)$ при $R_1 = R_2 = R_{ос}$, $U_{вых} = U_{вх2} - U_{вх1}$ (дифференц. схема).

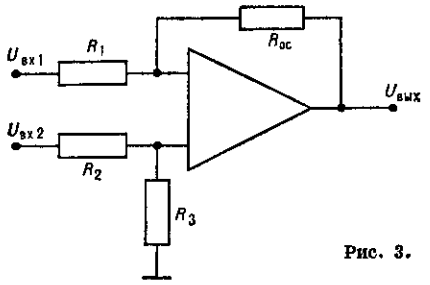


Рис. 3.

С помощью О. у. можно осуществить операции интегрирования и дифференцирования (с одноврем. суммированием). В схеме интегрирования (рис. 4, *а*)

$$U_{вых} = -K_{и1}\int U_{вх1}(t)dt - K_{и2}\int U_{вх2}(t)dt,$$

где $K_{и1} = 1/R_1C_{ос}$, $K_{и2} = 1/R_2C_{ос}$. В схеме дифференцирования (рис. 4, *б*)

$$U_{вых} = -K_{д1}dU_{вх1}/dt - K_{д2}dU_{вх2}/dt,$$

где $K_{д1} = R_{ос}C_1$, $K_{д2} = R_{ос}C_2$ (см. также *Дифференцирующая цепь*, *Интегрирующая цепь*).

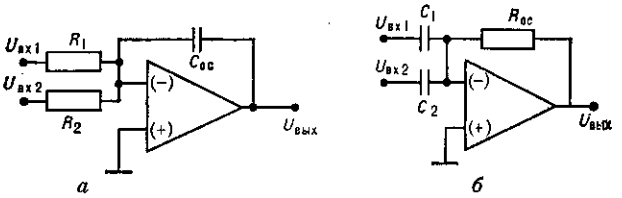


Рис. 4.

В схемах, приведённых на рис. 1—4, должен сохраняться линейный режим, т. е. напряжение на выходе не должно достигать границ $\pm U_{max}$. Используя комбинации внеш. элементов, строят модели разл. линейных динамич. систем (электронные аналоговые модели). В электронных схемах О. у. применяют для преобразования и фильтрации сигналов, в т. ч. импульсных (напр., для преобразования прямоугольных напряжений в пилообразные и обратно). О. у. применяют также для генерирования колебаний (в т. ч. импульсных), при этом используют нелинейные режимы О. у. (выходное напряжение за пределами $\pm U_{max}$). О. у. используют также в аналоговых вычислит. машинах, где с их помощью выполняют линейные операции и нелинейные преобразования (возведение в степень, перемножение и др.). Иногда используют также гидравлич., пневматич., магн. и др. О. у.

Лит.: Алексенко А. Г., Шагурин И. И., Микросхемотехника, М., 1982. *Б. Х. Кривицкий.*

ОПЕРЕЖА́ЮЩИЕ ПОТЕНЦИА́ЛЫ — потенциалы, изменения к-рых в точке наблюдения опережают по времени изменения источников. Если последние считать причиной, а первые — следствием, то О. п. не удовлетворяют классич. принципу причинности, согласно к-рому причина, вызывающая к.-л. движение, должна предшествовать совершению этого движения.

Однако, если отвлечься от критерия причинности, то О. п. часто являются решениями, формально равноправными с *запаздывающими потенциалами*. Впервые О. п. были введены для полей, возбуждаемых зарядами и токами в вакууме. В частности, неоднородное волновое ур-ние, описывающее поведение скалярного потенциала φ при изменении плотности заряда ρ,

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

имеет два равноправных частных решения:

$$\varphi_{\mp}(r,t) = \int \frac{\rho(r', t \mp |r-r'|/c)}{|r-r'|}dV', \qquad (2)$$

где верхний знак относится к запаздывающим потенциалам, а нижний — к О. п. Существует неск. критериев отбора физически реализуемых решений, не сводящихся к чисто словесным обращениям к принципу причинности. Один из них состоит в формулировке условий излучения при неограниченном удалении от источника, позволяющих исключить поля, привносящие энергию извне, т. е. от др., несуществующих источников. Этот критерий удобен для задач типа (1), (2), описывающих поля в вакуумно-подобных, т. е. однородных недиспергирующих, средах. Др. критерий, более универсальный, применимый к более общим, чем (1), (2), моделям, состоит во внесении (формальном) в окружающую среду небольшого вспомогат. поглощения и наз. иногда принципом предельного поглощения. Небольшое поглощение тоже исключает решения типа О. п., к-рые могут имитироваться решениями типа запаздывающих потенциалов, создаваемыми бесконечно удалёнными источниками. Наконец, наиб. общим критерием, применяемым и к нестационарным средам, является обращение к задаче Коши о включении источника с постепенным выходом его на нужный режим зависимости от времени.

Существуют, однако, ситуации, в к-рых О. п. не противоречат принципам причинности и должны фигурировать в физически осуществимых решениях. Так, в средах с аномальной дисперсией возможно существование т. н. *обратных волн* (гармонических или квазигармонических), фазовые и групповые скорости к-рых направлены противоположно. В этом случае решение, уносящее энергию от источника (критерий излучения Мандельштама), формально записывается через потенциалы, фазовые фронты к-рых «сбегаются» в направлении к источнику, а не «убегают» от него. В сложных неоднородных средах с пространств. и временно́й дисперсией возможны случаи одноврем. привлечения решений с запаздывающими и О. п.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник, 1974, М., 1976; Излучения условия, в кн.: Математическая энциклопедия, т. 2, М., 1979. *М. А. Миллер, Е. В. Суворов.*

ОПРЕДЕЛИТЕЛЬ (детерминант) квадратной матрицы $A = \|a_{ij}\|$ порядка n, $\det A$ — многочлен, каждый член к-рого является произведением n элементов матрицы A, причём из каждой строки и каждого столбца *матрицы* в произведение входит лишь один сомножитель, т. е. многочлен вида $\det A = \sum(-1)^{\alpha} \cdot a_{1j_1} a_{2j_2} \dots a_{nj_n}$, где сумма берётся по всем перестановкам $j_1, j_2, \dots, j_n$ чисел 1, 2, ..., n; число α равно числу инверсий в перестановке $j_1, j_2, \dots, j_n$, т. е. числу случаев, когда большее число стоит перед меньшим. О. содержит $n!$ членов, из к-рых половина берётся со знаком + и половина со знаком —. Число n наз. порядком О. Определитель матрицы A обозначается также $|A|$ или $|a_{ij}|$. О. обладают рядом важных свойств, к-рые облегчают их вычисление. 1) Величина $\det A$ не изменяется: а) если строки и столбцы A поменять местами, т. е. $\det A = \det A'$, где A' — матрица, транспонированная к A; б) при чётном числе перемен местами любых двух строк (столбцов) A; в) если к элементам любой строки (столбца) прибавить соответствующие элементы другой строки (соответственно столбца), умноженные на одно и то же число. 2) О. меняет знак, если в A произвести нечётное число перемен местами любых двух строк (столбцов). 3) О. равен нулю, если: а) все элементы к.-л. строки (столбца) равны нулю; б) соответствующие элементы к.-л. двух строк (столбцов) равны или пропорциональны. 4) Общий множитель всех элементов строки (столбца) можно вынести за знак О. 5) Если каждый элемент к.-л. строки (столбца) есть сумма двух слагаемых, то О. равен сумме двух О., причём в одном из них соответствующая строка (столбец) состоит из первых слагаемых, а в другом — из вторых слагаемых. 6) О. можно разложить по элементам к.-л. строки (столбца). Напр., разложение О. по элементам i-й строки имеет вид: $|A| = a_{i1}A_{i1} + a_{i2}A_{i2} + \dots + a_{in}A_{in}$. Коэф. A_{ij}, стоящий при элементе a_{ij} в этом разложении, наз. алгебраическим дополнением элемента a_{ij}, $A_{ij} = \partial|A|/\partial a_{ij}$, A_{ij} равен произведению $(-1)^{i+j}$ на О. порядка $n-1$, полученный из данного О. вычёркиванием i-й строки и j-го столбца. 7) Из определения произведения матриц следует, что $\det(AB) = \det A \det B$, где A и B — квадратные матрицы одного и того же порядка. 8) $\det A^+ = \det A^* = (\det A)^*$, $\det A^{-1} = (\det A)^{-1}$ при $\det A \neq 0$ (A^+ — матрица, эрмитово сопряжённая к A, * — комплексное сопряжение).

Нек-рые спец. О.: для ф-ции $f(x_1, \dots, x_n)$ гессианом наз. $\|\partial^2 f/\partial x_i \partial x_k\|$, для n ф-ций $f_i(x_1, \dots, x_n)$ ($i = 1, 2, \dots, n$) якобианом наз. О. $\|\partial f_i/\partial x_j\|$, определителем Вронского наз. О. матрицы, в к-рой элементами первой строки являются n функций $v_1(x)$, $v_2(x)$, ..., $v_n(x)$, а их k-е производные являются элементами $(k+1)$-й строки ($k = 1, 2, \dots, n-1$). Определителем Грама наз. О. матрицы, элементы к-рой — скалярные произведения $(u_i u_j)$ n векторов $u_1, u_2, \dots, u_n$ в пространстве размерности n.

Лит. см. при ст. *Матрица.* *С. И. Азаков.*

ОПТИКА (от греч. optikē — наука о зрительных восприятиях) — раздел физики, в к-ром изучаются *оптическое излучение* (свет), его распространение и явления, наблюдаемые при взаимодействии света и вещества. Оптич. излучение представляет собой эл.-магн. волны, и поэтому О.— часть общего учения об эл.-магн. поле. Оптич. диапазон длин волн λ охватывает ок. 20 октав и ограничен с одной стороны рентг. лучами, а с другой — микроволновым диапазоном радиоизлучения. Такое ограничение условно и в значит. степени определяется общностью техн. средств и методов исследования явлений в указанном диапазоне. Для этих средств и методов характерны формирование оптич. изображений предметов, основанное на волновых свойствах излучения, с помощью приборов, линейные размеры к-рых много больше длины волны λ излучения, а также применение приёмников света, действие к-рых основано на квантовых свойствах (см. ниже). По традиции О. принято подразделять на геометрическую, физическую и физиологическую.

Геометрическая О., не рассматривая вопрос о природе света, исходит из эмпирич. законов его распространения и использует представление о световых лучах, преломляющихся и отражающихся на границах сред с разными оптич. свойствами и прямолинейных в оптически однородной среде.

Методы геом. О. позволяют изучать условия формирования оптич. изображений объекта как совокупности изображений отд. его точек и объяснить мн. явления, связанные с прохождением оптич. излучения в разл. средах, в т. ч. неоднородных (напр., искривление лучей в земной атмосфере вследствие непостоянства её показателя преломления, образование миражей, радуг). Наиб. значение геом. О. (с частичным привлечением волновой О., см. ниже) имеет для расчёта и конструирования оптич. приборов — от очковых линз до сложных объективов и огромных астр. инструментов. Благодаря развитию вычислит. математики и применению совр.

вычислит. техники такие расчёты достигли высокого совершенства и сформировалось отд. направление, получившее назв. вычислительной О.

По существу отвлекается от физ. природы света и *фотометрия*, посвящённая гл. обр. измерению световых величин. Фотометрия представляет собой методич. основу исследования процессов испускания, распространения и поглощения излучения по результатам его действия на приёмники излучения. Ряд задач фотометрии решается с учётом закономерностей восприятия человеческим глазом света и его отд. цветовых составляющих. Изучением самих этих закономерностей занимается физиологич. О., смыкающаяся с биофизикой и психологией и исследующая механизмы *зрения*.

Физическая О. рассматривает проблемы, связанные с процессами испускания света, природой света и световых явлений. Утверждение, что свет есть поперечные эл.-магн. волны, явилось результатом огромного числа эксперим. исследований *дифракции света*, *интерференции света*, *поляризации света*, распространения света в анизотропных средах (см. *Кристаллооптика*, *Оптическая анизотропия*). Совокупность явлений, в к-рых проявляется волновая природа света, изучается в крупном разделе физ. О.— *волновой оптике*. Её матем. основанием служат общие ур-ния классич. электродинамики — *Максвелла уравнения*. Свойства среды при этом характеризуются макроскопич. материальными константами — значениями *диэлектрической проницаемости* ε и *магнитной проницаемости* μ, входящими в ур-ния Максвелла в виде коэффициентов. Эти значения однозначно определяют показатель преломления среды: $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$.

Феноменологич. волновая О., оставляющая в стороне вопрос о связи величин ε и μ (определяемых экспериментально) со структурой вещества, позволяет объяснить все эмпирич. законы геом. О. и установить границы её применимости. В отличие от геометрической, волновая О. даёт возможность рассматривать процессы распространения света не только при размерах формирующих (или рассеивающих) световые пучки систем, значительно бо́льших длины волны излучения, но и при любом соотношении между ними. Во мн. случаях решение конкретных задач методами волновой О. оказывается чрезвычайно сложным. Поэтому получила развитие *квазиоптика*, в к-рой процессы распространения, преломления и отражения волновых пучков с сечением $>\lambda$ описываются геометрически, но учитываются дифракц. вклады и тем самым волновая природа излучения. Формально такой геом. и волновой подходы также объединяются в геом. теории дифракции, в к-рой дополнительно к падающим, отражённым и преломлённым лучам геом. О. постулируется существование дифрагир. лучей.

Огромную роль в развитии волновой О. сыграло установление связи величин ε и μ с молекулярной и кристаллич. структурой вещества. Оно позволило выйти далеко за рамки феноменологич. описания оптич. явлений и объяснить все процессы, сопровождающие распространение света в рассеивающих и анизотропных средах и вблизи границ разделов сред с разными оптич. характеристиками, а также зависимость от λ оптич. свойств сред (дисперсию), влияние на световые явления в средах темп-ры, давления, звука, электрич. и магн. полей и мн. др.

В классич. волновой О. параметры среды считаются не зависящими ни от интенсивности света, ни от времени; соответственно, оптич. процессы описываются линейными дифференц. ур-ниями с пост. коэффициентами. Однако во мн. случаях, особенно при больших интенсивностях световых потоков, это предположение несправедливо: показатель преломления зависит от напряжённости поля световой волны (нелинейная поляризуемость вещества). Это приводит к совершенно новым явлениям и закономерностям, таким как изменение угла преломления светового пучка на границе двух сред при изменении его интенсивности, сжатие и расширение световых пучков (самофокусировка света и его самодефокусировка), изменение спектрального состава света, проходящего через нелинейную среду (генерация оптич. гармоник), взаимодействие световых пучков в результате модуляции светом величин ε и появление в излучении комбинац. частот (параметрич. явления, см. *Параметрический генератор света*) и т. д. Эти явления рассматриваются *нелинейной оптикой*, получившей большое практич. значение в связи с созданием лазеров.

Хорошо описывая распространение света в материальных средах, волновая О. не смогла удовлетворительно объяснить процессы его испускания и поглощения. Исследование этих процессов (*фотоэффекта*, фотохим. превращений молекул, закономерностей *спектров оптических* и пр.) и общие термодинамич. соображения о взаимодействии эл.-магн. поля с веществом привели к выводу, что элементарная система (атом, молекула) может испускать или поглощать энергию эл.-магн. поля лишь дискретными порциями (квантами), пропорциональными частоте излучения ν (см. *Излучение*). Поэтому световому эл.-магн. полю сопоставляется поток квантов света — фотонов, распространяющихся в вакууме со скоростью света. В простейшем случае энергия, теряемая или приобретаемая изолиров. квантовой системой при взаимодействии с оптич. излучением, равна энергии фотона $h\nu$, а в более сложном— сумме или разности энергий неск. фотонов (см. *Многофотонные процессы*). Эффекты, в к-рых при взаимодействии света и вещества проявляются квантовые свойства элементарных систем, рассматриваются *квантовой оптикой* методами, развитыми в квантовой механике и квантовой электродинамике.

Двойственность природы света — наличие у него одновременно характерных черт, присущих и волнам, и частицам,— является частным случаем *корпускулярно-волнового дуализма*. Эта концепция была впервые сформулирована именно для оптич. излучения; она утвердилась как универсальная для всех частиц микромира после обнаружения волновых свойств у материальных частиц (см. *Дифракция частиц*) и лишь затем была экспериментально подтверждена для радиоизлучения (*квантовая электроника*). Открытие квантовых явлений в радиодиапазоне во многом стёрло резкую границу между радиофизикой и О. Сначала в радиофизике, а затем в физ. О. сформировалось новое направление, связанное с генерированием вынужденного излучения и созданием квантовых усилителей и квантовых генераторов излучения (*мазеров* и *лазеров*). В отличие от неупорядоченного светового поля обычных (тепловых и люминесцентных) источников, излучение лазеров обладает большой временно́й и пространств. упорядоченностью (*когерентностью*), высокой монохроматичностью ($\Delta\nu/\nu$ достигает $\sim 10^{-14}$, см. *Монохроматическое излучение*), предельно малой, почти *дифракционной расходимостью* пучка и при фокусировке позволяет получать недостижимые ни для каких др. источников напряжённости электрич. поля, превышающие внутриатомные. Появление лазеров стимулировало пересмотр и развитие традиционных и возникновение новых направлений физ. О. Оказалось возможным практически реализовать идеи *голографии*, большую роль стали играть исследования статистики излучения (*статистическая оптика*), сформировалась как самостоят. раздел нелинейная оптика, получили развитие методы создания узконаправленных когерентных пучков света и управления ими (когерентная О.), в т. ч. методы и средства автоматич. управления оптич. системами, позволяющие компенсировать искажения световых пучков, проходящих через неоднородные среды (*адаптивная оптика*). В этом плане большой интерес представляет обнаруженное и технически реализованное в разл. вариантах явление *обращения волнового фронта*. Особую важность приобрело изучение круга явлений, связанных с воздействием интенсивных световых потоков на вещество,

и начала быстро развиваться лазерная технология. Развитие лазерной техники привело к новому подходу при создании оптич. элементов и систем и, в частности, потребовало разработки новых оптич. материалов, пропускающих без их повреждений интенсивные световые потоки (с и л о в а я О.).

Практические применения. Все разделы О. имели и имеют многочисл. практич. применение. Задачи рационального освещения улиц, помещений, рабочих мест на производстве, зрелищ, историч. и архитектурных памятников и пр. решаются светотехникой на основе геом. О. и фотометрии с учётом законов физиологич. О.; при этом используются достижения физ. О. (напр., для создания люминесцентных источников света) и оптич. технологии (изготовление зеркал, светофильтров, экранов и т. д.). О. решает задачи получения в разл. спектральных областях изображений, соответствующих оригиналам как по геом. форме, так и по распределению яркости. Геом. О. с привлечением физ. О. даёт ответ на вопрос, как следует построить оптич. систему, чтобы каждая точка объекта изображалась также в виде точки при сохранении геом. подобия изображения объекту. Она указывает на источники искажений изображения и их уровень в реальных оптич. системах (см. *Аберрации оптических систем*).

Возможности получения оптич. образов без применения фокусирующих систем рассматривает голография, в основу к-рой положена идея об однозначной связи формы тела с пространственным распределением амплитуд и фаз распространяющихся от него (рассеянных им) световых волн. Для регистрации распределения амплитуд и фаз поля в голографии используется монохроматич. излучение. Поэтому бурное развитие голографии связано с открывшимися в результате разработки лазеров возможностями получать интенсивные когерентные оптич. поля, а также с её широкими практич. применениями (изучение плазмы, исследование деформации тел, распознавание образов, обработка информации и т. д.). Оптич. явления и методы, разработанные в О., широко применяются для аналитич. целей и контроля в самых различных областях науки и техники. Особенно большое значение имеют методы *спектрального анализа* и *люминесцентного анализа*, основанные на связи спектров испускания, поглощения и рассеяния со структурой атомов и молекул и внутри- и межмолекулярными взаимодействиями. По виду спектров и их изменению со временем или под действием на вещество внеш. факторов можно установить атомный и молекулярный состав, агрегатное состояние и внутр. структуру вещества, проследить за кинетикой и деталями протекающих в нём физ. и хим. процессов. Совр. развитие спектроскопии тесно связано с использованием лазеров, к-рые не только расширили возможности её классич. разделов, но и привели к развитию нового направления — линейной и нелинейной *лазерной спектроскопии*. Достижения в области генерирования сверхкоротких (пико- и фемтосекундных) световых импульсов определили прогресс *спектроскопии пикосекундных импульсов*, позволяющей исследовать кинетику быстропротекающих внутри- и межмолекулярных процессов, в частности в биол. объектах. Большое практич. значение имеет дистанц. зондирование атмосферы с помощью лазерных устройств (лидары) и определению присутствия в ней малых примесей разл. веществ.

Уникальной чувствительностью обладают измерит. устройства, использующие интерференцию света. *Интерферометры* широко применяют для измерений длин волн и изучения структуры спектральных линий, определения показателей преломления прозрачных сред, абс. и относит. измерений длин, измерений угл. размеров звёзд и др. космич. объектов. В промышленности интерферометры используют для контроля качества и формы поверхностей, регистрации небольших смещений, обнаружения по малым изменениям показателя преломления непостоянства темп-ры, давления или состава вещества и т. д. Созданы лазерные интерферометры с уникальными характеристиками, расширившие возможности интерференц. методов за счёт большой мощности и высокой монохроматичности излучения лазеров.

Явление поляризации света лежит в основе ряда методов исследования структуры вещества с помощью многочисл. *поляризационных приборов*. По изменению степени поляризации (деполяризации) света при рассеянии и люминесценции можно судить о тепловых и структурных флуктуациях в веществе, флуктуациях концентрации растворов, о внутри- и межмолекулярной передаче энергии, структуре и расположении излучающих центров и т. д. Широко применяются *поляризационно-оптический метод* исследования напряжений, возникающих в твёрдых телах (напр., при механич. нагрузках), по изменению поляризации прошедшего через тело света, а также метод исследования свойств поверхности тел по изменению поляризации при отражении света (*эллипсометрия*). В кристаллооптике поляризац. методы используются для изучения структуры кристаллов, в хим. промышленности — как контрольные при произ-ве оптически активных веществ (см. *Сахариметрия*), в оптич. приборостроении — для повышения точности отсчётов приборов (напр., *фотометров*).

Широкое распространение получили *дифракционные решётки* как диспергирующие элементы в спектральных приборах (монохроматорах, спектрографах, спектрофотометрах и др.) и как элементы резонаторов в лазерах с перестройкой частоты излучения. Они используются также в качестве ответвителей монохроматич. (лазерного) излучения (см. *Дифракционный ответвитель*), велика их роль в интегральных оптич. устройствах. Дифракция на ультразвуке в прозрачных средах позволяет определить упругие константы вещества, а также создать акустооптич. *модуляторы света* (см. также *Акустооптика*), применяемые в светодальномерах, оптич. локаторах и системах оптической связи.

Оптич. методы, основанные на анализе рассеяния света, послужили одной из существенных основ становления молекулярной физики и её приложений. Так, нефелометрия даёт возможность получать данные о межмолекулярном взаимодействии в растворах, определять размеры и молекулярную массу макромолекул полимеров, а также частиц в коллоидных системах, взвесях и золях. Ценные сведения о структуре уровней энергии молекул, их взаимодействии и строении вещества даёт изучение *комбинационного рассеяния света* и *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния*. Использование лазеров резко увеличило информативность спектроскопии рассеяния, привело к открытию вынужденных рассеяний и к развитию нового направления, основанного на воздействии лазерного излучения на распределение рассеивающих частиц (молекул) по энергетич. состояниям (*активная лазерная спектроскопия*).

Чрезвычайно широка сфера практич. применений фотоэлектронных приборов, основанных на квантовых оптич. явлениях,— фотоэлементов и *фотоэлектронных умножителей*, фотодиодов, фотосопротивлений, *электронно-оптических преобразователей*, передающих телевизионных трубок и т.д. Фотоэлементы используются не только для регистрации излучения, но и как устройства, преобразующие лучистую энергию Солнца в электрич. энергию (с о л н е ч н ы е б а т а р е и). Фотохим. действие света лежит в основе фотографии и изучается в спец. области, пограничной между химией и О.,— фотохимии. Изменение оптич. свойств веществ под действием света (*фотохромизм*) используется при разработках новых систем записи и хранения информации для нужд вычислит. техники и создания защитных светофильтров, автоматически увеличивающих поглощение света при возрастании его интенсивности. Получение мощных потоков монохроматич. лазерного излучения с разными длинами волн открыло пути к разработке методов лазерного разделения изотопов и стимулирования направленного протекания хим. реакций, позволи-

ло О. найти новые, нетрадиц. применения в биофизике (воздействие лазерных световых потоков на биол. объекты на молекулярном уровне) и медицине. В технике использование лазеров привело к появлению оптич. методов обработки материалов (см., напр., *Лазерный отжиг*). Благодаря возможности с помощью лазеров за короткое время концентрировать на площадках с линейными размерами ~10 мкм большие мощности излучения интенсивно развивается оптический метод получения высокотемпературной плотной плазмы с целью осуществления УТС (см. *Лазерный термоядерный синтез*).

Успехи О. стимулировали развитие *оптоэлектроники*. В её задачу входит разработка оптич. устройств для замены элементов и отд. блоков в вычислит. машинах, а также разработка новых подходов к решению задач вычислит. техники и обработки информации на основе принципов голографии и когерентной оптики. Техн. основой оптоэлектроники является *интегральная оптика*, предлагающая для решения её задач широкое использование волноводных систем и многофункциональных миниатюрных модулей с линейным и нелинейным преобразованием оптич. излучения. С появлением лазеров дальнейшее развитие получили оптич. дальнометрия (см. *Светодальномер*), *оптическая локация* и *оптическая связь*. Оптич. дальномеры применяются в геодезич. практике, при строит. работах и пр. Методами оптич. локации было уточнено расстояние до Луны, ведётся слежение за ИСЗ; по линиям лазерной оптич. связи ведутся телефонные переговоры и передаются изображения. Создание световодов с малым затуханием повлекло за собой практич. разработки систем кабельной оптич. связи, имеющей ряд преимуществ по сравнению с электрич. проводной связью.

Физиологическая О. изучает строение и функционирование всего аппарата зрения — от глаза до коры мозга; разрабатывается теория зрения, восприятия света и цвета. Результаты физиологич. О. используются в медицине, физиологии, технике при разработке разнообразных устройств — от осветит. приборов и очков до цветного кино и телевидения. (Подробнее см. в ст. *Физиологическая оптика*, *Зрение*, *Колориметрия*.)

Исторический очерк. Древние греки (Аристотель, Платон, Евклид) нашли законы прямолинейного распространения и отражения света. В ср. века стали известны эмпирич. правила построения изображений, даваемых линзами; ок. 1590 З. Янсен (Z. Janssen) построил первый двухлинзовый микроскоп; в 1609 Г. Галилей (G. Galilei) изобрёл телескоп. Точные законы преломления света были экспериментально установлены ок. 1620 В. Снеллиусом (W. Snellius, см. *Снелля закон* преломления) и в 1637 Р. Декартом (R. Descartes). Последующей формулировкой *Ферма принципа* (1660) был завершён фундамент построения геом. О.

Дальнейшее развитие О. связано с открытиями дифракции и интерференции света [Ф. Гримальди (F. M. Grimaldi), опубликовано в 1665], двойного лучепреломления [Э. Бартолин (E. Bartolin), 1669] и с работами И. Ньютона (I. Newton), Р. Гука (R. Hooke) и Х. Гюйгенса (Ch. Huygens). Ньютон обращал большое внимание на периодичность световых явлений и допускал возможность их волновой интерпретации, но отдавал предпочтение корпускулярной концепции света, считая его потоком частиц, действующих на эфир. Движением световых частиц через эфир переменной плотности и их взаимодействием с материальными телами, по Ньютону, обусловлены преломление и отражение света, цвета тонких плёнок, дифракция света и его дисперсия. Именно Ньютон осознал поляризацию как «изначальное» свойство света, объясняемое определ. ориентацией световых частиц по отношению к образуемому ими лучу. Х. Гюйгенс полагал, что световое возбуждение есть импульсы упругих колебаний эфира, распространяющиеся с большой, но конечной скоростью. Первое её эксперим. определение произвёл в 1676 О. Рёмер (O. Ch. Rømer, см. *Скорость света*). Наиб. вкладом Гюйгенса в О. является *Гюйгенса — Френеля принцип*, а также объяснение *двойного лучепреломления*. Однако Гюйгенс не разработал последовательно волновую теорию света, к-рая выдержала бы противопоставление воззрениям Ньютона.

Победа волновой О. связана с работами Т. Юнга (Th. Young) и О. Френеля (A. J. Fresnel). В 1801 Юнг сформулировал принцип интерференции, позволивший ему объяснить цвета тонких плёнок (см. *Полосы равной толщины*). Опираясь на этот принцип, Френель по-новому истолковал принцип Гюйгенса, дал удовлетворит. волновое объяснение прямолинейности распространения света и объяснил многочисл. дифракц. явления. В опытах Френеля и Араго (D. F. Arago) было установлено, что волны, поляризованные перпендикулярно друг другу, не интерферируют; это дало основания высказать идею о поперечности световых колебаний, исходя из к-рой Френель построил теорию кристаллооптич. явлений. Т.о., все известные к тому времени оптич. явления получили волновую интерпретацию. Детальная разработка представлений о свете как поперечных упругих колебаниях эфира приводила к необходимости искусств. теоретич. построений (так, эфир наделялся свойствами твёрдого состояния и в то же время допускалось, что в нём могут свободно перемещаться тела). Эти трудности были разрешены при последоват. развитии учения Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell) об эл.-магн. поле. Основываясь на открытии М. Фарадея (M. Faraday), Максвелл пришёл к выводу, что свет есть эл.-магн., а не упругие волны.

Первым указанием на непосредств. связь электромагнетизма с О. было открытие Фарадеем (1848) *вращения плоскости поляризации* света в магн. поле (*Фарадея эффект*). Далее было установлено, что отношение эл.-магн. и электростатич. единиц силы тока по абс. величине и размерности совпадает со скоростью света c [В. Вебер (W. Weber) и Ф. Кольрауш (F. Kohlrausch), 1856]. Максвелл теоретически показал, а Г. Герц (H. R. Hertz) в 1888 подтвердил экспериментально, что изменения эл.-магн. поля распространяются в вакууме именно с этой скоростью. В прозрачной среде скорость света $v = c/n = c/\sqrt{\varepsilon\mu}$, т. е. определяется диэлектрич. и магн. проницаемостями среды. Открытие в 1862 Ф. Леру (F. P. Leroux) аномальной дисперсии, к-рая связана с поглощением света, привело к представлению о веществе как совокупности осцилляторов, с к-рыми взаимодействует свет (В. Зельмейер, 1872). В 90-х гг. 19 в. П. Друде (P. Drude), Г. Гельмгольц (H. Helmholtz) и Х. Лоренц (H. A. Lorentz) при разработке электронной теории строения вещества объединили идею об осцилляторах и эл.-магн. теорию света. Представление об электронах как об осцилляторах, к-рые входят в состав атомов и молекул и способны совершать в них колебания, позволило описать мн. оптич. явления, в т. ч. нормальную и аномальную дисперсию. Подтверждением представлений о том, что излучение и поглощение света определяются поведением электронов в атомах, явилось открытие в 1896 П. Зееманом (P. Zeeman) и истолкование в 1897 Лоренцем действия магн. поля на частоты излучения и поглощения атомов (*Зеемана эффект*). В полном согласии с теорией Максвелла оказалась и величина *давления света*, измеренная П. Н. Лебедевым в 1899. Эл.-магн. теория света стала отправным пунктом и при создании *относительности теории*. Плодотворность классич. электродинамич. теории света Максвелла — Лоренца неоднократно подтверждалась и в дальнейшем, напр. при истолковании И. Е. Таммом и И. М. Франком (1937) эффекта *Черенкова — Вавилова излучения*, в выдвижении Д. Габором (D. Gabor, 1947) идеи *голографии* (с записью волнового поля в одной плоскости), в разработке оригинального направления трёхмерной голографии, начало к-рому положили работы Ю. Н. Денисюка (1962), и т. д.

Электродинамич. теория, однако, оказалась недостаточной для описания процессов поглощения и испускания света. М. Планк (M. Planck), анализируя спектры излучения абсолютно *чёрного тела*, пришёл к заключению (1900), что элементарная колебат. система (атом, молекула) отдаёт волновую энергию эл.-магн. полю или получает её от него не непрерывно, а порциями, пропорциональными частоте колебаний,— квантами. Работы Планка и А. Эйнштейна (A. Einstein, 1905), к-рый приписал квантам кроме энергии также импульс и массу, вернули О. мн. черты корпускулярных представлений. Интенсивность эл.-магн. поля в квантовой О. определяет вероятность обнаружения фотона, а структура поля отражает квантовую структуру ансамбля элементарных излучателей (атомов, молекул) и распределение актов излучения во времени. Т. о., при сохранении физ. смысла поля фотоны, возникающие при актах испускания света и существующие только при движении со скоростью света, приобрели черты материальных частиц. Фотонные представления позволили Эйнштейну объяснить осн. законы *фотоэффекта*, впервые исследованные А. Г. Столетовым в 1888—90; они дают наглядное истолкование существованию КВ-границы в *тормозном излучении* электронов, *Комптона эффекту*, открытому в 1923, стоксову сдвигу частоты излучения *фотолюминесценции*, комбинац. рассеянию света [открытому в 1928 Л. И. Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом и независимо Ч. В. Раманом (Ch. V. Raman)] и др. явлениям взаимодействия света с веществом.

В совр. О. квантовые представления не противопоставляются волновым, а сочетаются на основе *квантовой механики* и *квантовой электродинамики*. Квантовая теория позволила дать интерпретацию спектрам атомов, молекул и ионов, объяснить воздействие электрич., магн. и акустич. полей на спектры, установить зависимость характера спектра от условий возбуждения и т. д. Примером обратного влияния О. на развитие квантовой теории может служить открытие собств. механич. момента — *спина* — и связанного с ним собств. магн. момента у электрона и др. частиц, повлёкшее за собой установление *Паули принципа* (1926) и истолкование *сверхтонкой структуры* спектров [В. Паули (W. Pauli), 1928].

Наиб. важное событие совр. О.— эксперим. обнаружение и создание методов генерации вынужденного излучения атомов и молекул. Вынужденно испущенный фотон дублирует фотон, вызвавший переход, и, если имеется активная среда с *инверсией населённости*, этот процесс может многократно повторяться — происходит усиление нач. светового потока. Добавление к такому квантовому усилителю оптич. обратной связи превращает его в оптич. квантовый генератор (лазер). Первые квантовые генераторы (в сантиметровом диапазоне длин волн — мазеры) были созданы А. М. Прохоровым, Н. Г. Басовым и Ч. Таунсом (Ch. H. Townes) в 1954. В наст. время (90-е гг.), используя разл. методы получения инверсной населённости, строят лазеры на твёрдых, жидких, газообразных и плазменных средах. Их появление стимулировало дальнейшее развитие традиц. областей О. и привело к возникновению совершенно новых научных и техн. направлений (нелинейная и параметрич. О., оптич. обработка материалов), сделало возможным практич. реализацию и широкое применение ранее высказанных идей (голография, УТС, оптич. компьютер).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Вавилов С. И., Микроструктура света, М., 1950; Герцбергер М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Действие излучения большой мощности на металлы, под ред. А. М. Бонч-Бруевича, М. А. Ельяшевича, М., 1970; Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов, под ред. Г. Камминса, Э. Пайка, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Коротеев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982; Жаров В. П., Летохов В. С., Лазерная оптико-акустическая спектроскопия, М., 1984; Ковальский В. А., Перельман Н. Ф., Авербух И. Ш., Многоквантовые процессы, М., 1985; Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В., Обращение волнового фронта, М., 1985; Лазерная аналитическая спектроскопия, под ред. В. С. Летохова, М., 1986. *А. М. Бонч-Бруевич.*

ОПТИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД — рассматривает распространение света в движущихся средах или при наличии движущихся тел. Первые опыты проводились ещё в нач. 18 в. и были связаны с обнаружением *аберрации света* от звёздных источников [Дж. Брэдли (J. Bradley), 1725]. Последующие исследования привели к открытию *Доплера эффекта* (1842), явления увлечения света движущейся средой (*Физо опыт*, 1851) и доказали отсутствие мирового эфира (*Майкельсона опыт*, 1881). Однозначное объяснение этих явлений с единых физ. позиций стало возможным только после создания частной (специальной) *относительности теории* (А. Эйнштейн, 1905) и последующего применения её принципов к описанию эл.-магн. явлений в равномерно движущихся средах [Г. Минковский (H. Minkowski), 1908]. Оптич. явления во вращающихся системах отсчёта, напр. *Саньяка опыт* (1914), описываются на основе *общей теории относительности* Эйнштейна (1915) с использованием локально инерциальных систем отсчёта.

Расчётные основы О. д. с. Таковыми являются ур-ния *электродинамики движущихся сред*, записанные для электрического $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)$ и магнитного $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}, t)$ векторов плоских монохроматич. волн частоты ω:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{E}_0 \exp\{i(\mathbf{k}\boldsymbol{r} - \omega t)\},$$
$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{H}_0 \exp\{i(\mathbf{k}\boldsymbol{r} - \omega t)\}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$ — комплексные амплитуды этих волн, а $\mathbf{k}$ — их волновой вектор. Ур-ния Максвелла для таких волн в отсутствие зарядов и токов принимают вид

$$\boldsymbol{D} = [\boldsymbol{H}(c\mathbf{k}/\omega)], \quad \boldsymbol{B} = [(c\mathbf{k}/\omega)\boldsymbol{E}],$$
$$\mathbf{k}\boldsymbol{D} = 0, \quad \mathbf{k}\boldsymbol{B} = 0, \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ — электрич. и магн. индукции для волн (1). Материальные ур-ния Минковского в однородной изотропной среде, движущейся с пост. скоростью $\boldsymbol{u} = c\boldsymbol{\beta}$, удобно представить в форме

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E} + \frac{\varkappa\gamma^2}{\mu}\{\boldsymbol{\beta}^2\boldsymbol{E} - \boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{E}) + [\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{B}]\},$$
$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{\mu}\boldsymbol{B} + \frac{\varkappa\gamma^2}{\mu}\{\boldsymbol{\beta}(\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{B}) - \boldsymbol{\beta}^2\boldsymbol{B} + [\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{E}]\}, \qquad (3)$$

т. к., согласно ур-ниям (2), вектор $\boldsymbol{B}$ связан с $\boldsymbol{E}$, а вектор $\boldsymbol{D}$ — с $\boldsymbol{H}$. Здесь $\gamma^{-2} = (1 - \boldsymbol{\beta}^2)$, $\varkappa = (\varepsilon\mu - 1)$, а ε и μ — диэлектрич. и магн. проницаемости движущейся среды, измеренные в системе её покоя. Для диспергирующих сред эти величины зависят от частоты ω' в системе покоя среды, к-рая в силу эффекта Доплера связана с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ в лаб. системе координат соотношением

$$\omega' = (\omega - \mathbf{k}\boldsymbol{u})/\sqrt{1 - u^2/c^2} = \gamma(\omega - \mathbf{k}\boldsymbol{u}). \qquad (4)$$

Система ур-ний (2) и (3) для волн (1) имеет отличные от нуля решения в том случае, если

$$\mathbf{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{\varepsilon\mu - 1}{c^2}\right)\frac{(\omega - \mathbf{k}\boldsymbol{u})^2}{1 - u^2/c^2} = 0. \qquad (5)$$

Это основное ур-ние О. д. с.— дисперсионное уравнение, связывающее волновой вектор $\mathbf{k}$ с частотой ω, с параметрами среды ε, μ и со скоростью её движения $\boldsymbol{u}$. Первые два слагаемых в этом ур-нии имеют одинаковый вид во всех инерциальных системах отсчёта, а последнее слагаемое, согласно (4), содержит величину $(\omega')^2$. В системе покоя среды или при $\boldsymbol{u} = 0$ получается известное соотношение: $\mathbf{k}^2 = \omega^2 n_0^2(\omega)/c^2$, где $n_0(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}$ — показатель преломления покоящейся среды для частоты ω. В силу соотношений (3) условия поперечности векторов $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ в ур-ниях (2) приводят к тому, что в движущейся среде $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$ в (1) перпендикулярны вектору $\{\mathbf{k} + \boldsymbol{u}(\varepsilon\mu - 1)(\omega - \mathbf{k}\boldsymbol{u})\gamma^2 c^{-2}\}$.

Распространение волн в движущейся среде. В ур-ние (5) кроме оптич. параметров среды ε и μ входит величина скорости её перемещения $u = c\beta$ и угол ϑ между $\boldsymbol{u}$ и направлением распространения волны $\mathbf{k}$: $\mathbf{ku} = ku\cos\vartheta$. От этих переменных зависит показатель преломления $n(\omega, \vartheta, \beta)$ для волн (1) в движущейся среде, равный $n(\omega, \vartheta, \beta) = ck/\omega$ и имеющий, согласно (5), вид

$$n_{1,2}(\omega,\vartheta,\beta) = \frac{-(\varepsilon\mu-1)\beta\cos\vartheta \pm \sqrt{\varepsilon\mu+(\varepsilon\mu-1)\beta^2\gamma^2\sin^2\vartheta}}{1-(\varepsilon\mu-1)\beta^2\gamma^2\cos^2\vartheta}. \quad (6)$$

Для решения определяют одну поверхность показателя преломления $n(\omega, \vartheta, \beta)$, поскольку $n_2(\vartheta) = -n_1(\pi - \vartheta)$, а сама поверхность имеет ось вращения, направленную по скорости перемещения среды $\boldsymbol{u}$. Фазовая скорость волн в движущейся среде $\boldsymbol{v}_{\text{фаз}} = [c/n(\omega, \vartheta, \beta)] \times \mathbf{k}/k$ (где $k = |\mathbf{k}|$) направлена по волновому вектору $\mathbf{k}$, а от ϑ и u зависит только её величина $v_{\text{фаз}} = c/n(\omega, \vartheta, \beta)$. Поверхность этих скоростей является поверхностью вращения с осью, направленной по $\boldsymbol{u}$ (рис. 1). Она как целое смещена из начала координат «вниз по течению»

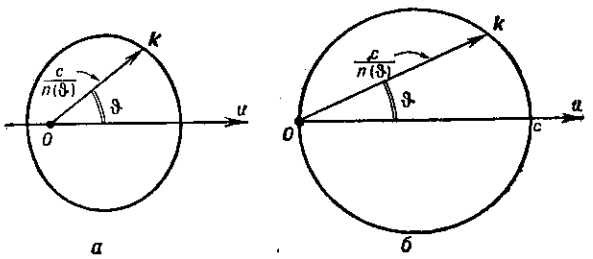


Рис. 1. Поверхности фазовой скорости в движущейся среде (ϑ — угол между направлением волнового вектора $\mathbf{k}$ и скоростью движения среды $\boldsymbol{u}$): *а* — для случая $u < c/\sqrt{\varepsilon\mu}$; *б* — для $u = c$.

среды. При $u = c$ $v_{\text{фаз}}(\vartheta) = c\cos\vartheta$, т. е. поверхность фазовых скоростей становится сферой диаметром c и с началом координат на поверхности этой сферы. В групповой скорости волн $v_{\text{гр}} = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$, получаемой из (5), имеются компоненты, направленные по $\mathbf{k}$ и по $\boldsymbol{u}$.

При медленном движении среды, когда $u\sqrt{\varepsilon\mu} \ll c$, показатель преломления и фазовая скорость, согласно (6), принимают вид

$$n(\omega,\vartheta,u) \approx n_0(\omega) - \left\{\left(n_0^2(\omega)-1\right) + \omega n_0(\omega)\frac{\partial n_0(\omega)}{\partial\omega}\right\}\frac{u}{c}\cos\vartheta,$$
$$v_{\text{фаз}}(\omega,\vartheta,u) \approx \frac{c}{n_0(\omega)} + \left\{\left(1-\frac{1}{n_0^2(\omega)}\right) + \frac{\omega}{n_0(\omega)}\frac{\partial n_0(\omega)}{\partial\omega}\right\}u\cos\vartheta. \quad (7)$$

Фазовая скорость волн, распространяющихся под острым углом ϑ к направлению движения среды ($\cos\vartheta > 0$), т. е. «вниз по течению» среды, всегда больше скорости света в покоящейся среде: $v_{\text{фаз}}(\vartheta) > c/n(\omega)$. При распространении волны навстречу среде ($\cos\vartheta < 0$) $v_{\text{фаз}}(\vartheta) < c/n_0(\omega)$, ибо движущаяся среда частично «сносит» волну. В этом проявляется эффект увлечения света движущейся средой. Коэф. увлечения $\alpha = 1 - 1/n_0^2$ был рассчитан О. Френелем (A. J. Fresnel) в 1818, а дисперсионная добавка $(\omega\partial n_0(\omega)/\partial\omega)/n_0(\omega)$, теоретически рассчитанная Х. Лоренцем (H. A. Lorentz) в 1895, была экспериментально подтверждена в 1905 П. Зееманом (P. Zeeman).

Существуют диспергирующие среды, в к-рых явление увлечения света движущейся средой отсутствует при любых скоростях. Так, если в системе покоя среды $\varepsilon(\omega')\mu(\omega') = [1 + g/(\omega')^2]$, где g — постоянная, не зависящая от ω', то дисперсионное ур-ние примет вид $\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2 - g/c^2 = 0$. В него не входит скорость движения среды, а следовательно, и нет явления увлечения. В таких средах при малых скоростях их движения коэф. $\alpha = 1 - 1/n_0^2$ в ф-лах (7) в точности компенсируется дисперсионной добавкой $(\omega\partial n_0(\omega)/\partial\omega)/n_0(\omega)$. Распространённый пример таких сред — изотропная холодная электронная плазма, для к-рой $g = -\omega_p^2 = -4\pi e^2 N/m$, где m и N — масса и концентрация электронов, а ω_p — плазменная частота, имеющая одинаковый вид в разл. инерциальных системах. Т. о., движущаяся плазма не увлекает волну (а только влияет на характер её поляризации). Учёт дисперсии в произвольной движущейся среде приводит к тому, что при релятивистских скоростях движения среды ($\gamma \gg 1$), когда частота ω' в системе покоя среды становится очень большой вследствие эффекта Доплера (4), оптич. свойства такой среды становятся похожими на свойства электронной плазмы.

Граничные задачи О. д. с. Простейший пример — задача об отражении эл.-магн. волн от движущегося зеркала, впервые решённая Эйнштейном в 1905 методами частной теории относительности. Если волна вида (1) с амплитудой $\boldsymbol{E}_0$, волновым вектором $\mathbf{k}_0$ и частотой ω_0 падает на движущееся ей навстречу плоское идеально отражающее зеркало со скоростью $\boldsymbol{v}$, направленной по нормали к поверхности зеркала, то отражённая от него волна будет иметь другие частоту (ω_1), амплитуду ($\boldsymbol{E}_1$) и волновой вектор ($\mathbf{k}_1$) (рис. 2):

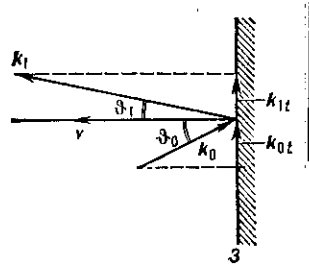


Рис. 2. Схема отражения волн от движущегося зеркала: З — зеркало, $\boldsymbol{v}$ — скорость зеркала.

$$\omega_1 = \frac{1+\beta^2+2\beta\cos\vartheta_0}{1-\beta^2},$$
$$E_1 = -\frac{\omega_1}{\omega_0}E_0, \quad (8)$$
$$\sin\vartheta_1 = \frac{(1-\beta^2)\sin\vartheta_0}{1+\beta^2+2\beta\cos\vartheta_0},$$

где $\beta = v/c$, $\mathbf{k}_0\boldsymbol{v} = k_0 v\cos\vartheta_0$, $\mathbf{k}_1\boldsymbol{v} = kv\cos\vartheta_1$. Здесь ϑ_0 и ϑ_1 — углы падения и отражения волн, а векторы $\boldsymbol{E}_0$ и $\boldsymbol{E}_1$ перпендикулярны плоскости падения, в к-рой лежат векторы $\mathbf{k}_0$, $\boldsymbol{v}$ и $\mathbf{k}_1$. Ф-ла для ω_1 в (8) получена с помощью соотношения (4) с заменой $\boldsymbol{u}$ на $\boldsymbol{v}$ и из условия равенства частот ω_0' и ω_1' этих волн в системе покоя зеркала. Связь E_1 с E_0 получена из условия обращения в нуль полного поля $\boldsymbol{E}$ на зеркале в системе его покоя. При этом было использовано равенство компонент $\mathbf{k}_{0t}$ и $\mathbf{k}_{1t}$ волновых векторов $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$, касательных к поверхности зеркала. При попутном движении падающей волны и зеркала во всех формулах следует заменить β на $-\beta$.

Ф-лы (8) показывают, что при отражении волн от движущегося навстречу им зеркала частота ω_1 и величина $|E_1|$ отражённого сигнала становятся больше, чем соответствующие величины ω_0 и E_0 для падающей волны, а угол отражения ϑ_1 — меньше угла падения ϑ_0. При релятивистских скоростях движения зеркала, когда $\beta \sim 1$ и $\gamma \gg 1$, угол отражения ϑ_1 мал ($\vartheta_1 \ll 1$) при любых ϑ_0. Это значит, что падающая под любым углом ϑ_0 волна «отбрасывается» релятивистским зеркалом в направлении его движения. При нормальном падении волны на релятивистское зеркало значительно возрастает частота $\omega_1 = 4\gamma^2\omega_0 \gg \omega_0$ и амплитуда $|E_1| = 4\gamma^2|E_0| \gg |E_0|$ отражённого сигнала. Таким способом можно преобразовать излучение в более КВ-диапазоны с одноврем. увеличением мощности отражённого сигнала за счёт энергии движения зеркала. В качестве такого зеркала можно использовать пучок релятивистских электронов или плазму, движущиеся навстречу волне, для к-рых в системе покоя $\varepsilon(\omega')\mu(\omega') = 1 - \omega_p^2(\omega')^2$. В области частот $\omega' > \omega_p$ такое зерка-

ло начинает пропускать часть падающего на него излучения. В этом случае следует учитывать преломлённую волну частоты ω_2 (с волновым вектором $\mathbf{k}_2$ и амплитудой $\boldsymbol{E}_2$), проходящую внутрь движущейся среды и уносящую часть энергии. Тогда величина $\boldsymbol{E}_1$ в ф-лах (8) будет уменьшена: $E_1 = -r\omega_1 E_0/\omega_0$, где r — коэф. (комплексный) френелевского отражения, $|r| \leqslant 1$. С учётом этого частичного пропускания коэф. отражения R по мощности от релятивистского пучка при нормальном падении примет вид: $R \approx 10^{-11}\lambda_0^2 j^2/\gamma^2$, где длина волны λ_0 падающего излучения измерена в см, а величина плотности тока j в пучке — в А/см². Электронный пучок с энергией $W = m_0c^2\gamma = 5$ МэВ ($\gamma = 10$) и $j = 10^6$ А/см² преобразует излучение с длиной волны $\lambda_0 = 1$ см в ИК-излучение с $\lambda_1 = \lambda_0/4\gamma^2 = 25$ мкм с эффективностью $R \approx 10\%$. Учёт конечной длительности $\tau_{фр}$ фронта нарастания тока в пучке приводит к уменьшению величины R на фактор $\exp(-16\pi\gamma c\tau_{фр}/\lambda_0)$. Оно становится существенным, когда длина волны λ_1 отражённого сигнала становится меньше длины $L_{фр} = c\tau_{фр}$ переднего фронта импульса в пучке.

В общем случае скорость $\boldsymbol{v}$ границы раздела может отличаться от скоростей $\boldsymbol{u}_{1,2}$ сред по обе стороны от неё, что наблюдается, напр., для ударных волн в потоках газа. Возникает т. н. нормальный разрыв скорости движения сред. На рис. 3 приведены схемы отражения и преломления эл.-магн. волн при их наклонном падении

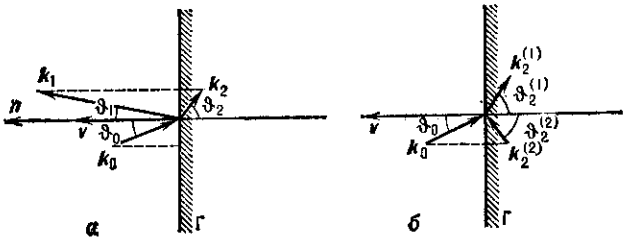


Рис. 3. Схема отражения и преломления волн на нормальном разрыве скорости движения сред: *а*) $v < c/\sqrt{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}$ — досветовое движение границы раздела двух сред; *б*) $v > c/\sqrt{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}$ — сверхсветовое движение границы раздела двух сред; Г — граница раздела, движущаяся со скоростью $\boldsymbol{v}$ в направлении нормали $\boldsymbol{n}$.

на границу, движущуюся со скоростью $\boldsymbol{v}$ и разделяющую две среды с разл. оптич. характеристиками $\varepsilon_{1,2}$ и $\mu_{1,2}$ и скоростями движения $\boldsymbol{u}_{1,2}$. Для таких ситуаций при решении задач отражения и преломления волн исходят из дисперсионного ур-ния (5) в каждой среде и из условий для волновых векторов, частот и полей рассматриваемых волн на границе раздела, движущейся со скоростью $v_n = \boldsymbol{nv}$:

$$\mathbf{k}_0\boldsymbol{v} - \omega_0 = \mathbf{k}_1\boldsymbol{v} - \omega_1 = \mathbf{k}_2\boldsymbol{v} - \omega_2; \quad \mathbf{k}_{0t} = \mathbf{k}_{1t} = \mathbf{k}_{2t}; \qquad (9)$$

$$[\boldsymbol{n}(\boldsymbol{E}_{II} - \boldsymbol{E}_I)] = \frac{v_n}{c}(\boldsymbol{B}_{II} - \boldsymbol{B}_I);$$

$$[\boldsymbol{n}(\boldsymbol{H}_{II} - \boldsymbol{H}_I)] = -\frac{v_n}{c}(\boldsymbol{D}_{II} - \boldsymbol{D}_I),$$

где $\boldsymbol{n}$ — нормаль к границе раздела, а индексами I и II обозначены соответственно полные поля и индукции в среде перед границей раздела и позади неё.

Простейшим примером нормального разрыва скорости может служить волна параметра, бегущая по покоящейся среде с любой скоростью и меняющая её свойства. Такую волну параметра можно создать в нелинейной покоящейся среде изменением её показателя преломления во внеш. переменном (по закону бегущей волны) сильном электрич. поле за счёт *Керра эффекта* или *Поккельса эффекта*. Бегущая волна сильного электрич. поля может быть создана либо сканированием по этой среде пучка мощного лазерного излучения, либо помещением среды в протяжённый электрич. конденсатор, вдоль к-рого бежит волна напряжения. Скорость этой волны может быть любой. Если скорость фронта бегущего параметра меньше скорости волн в обеих средах, то в среде перед бегущим фронтом имеются падающая и отражённая волны, а позади фронта — одна преломлённая волна. Ф-лы для ω_1 и ϑ_1 имеют вид (8), в к-рых $\beta = v_n\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}/c$. Когда скорость v_n перемещения фронта параметра становится больше скорости волн в обеих средах ($v_n > c/\sqrt{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}$), то отражённой волны нет, а позади движущейся границы раздела возникают две преломлённые волны. Одна из них — обычная, а вторая распространяется вдогонку за уходящей границей раздела, но не «догоняет» её.

Если скорости движения сред по обе стороны от плоской поверхности раздела параллельны ей, то такой случай наз. тангенциальным разрывом скорости движения сред и для него $v_n = 0$. В этом случае (как следует из приведённых выше ф-л) отражение волн происходит как на покоящейся границе раздела: частоты всех волн одинаковы, а угол падения равен углу отражения. Однако при таком отражении может происходить поворот плоскости поляризации отражённой и преломлённой волн. Угол поворота пропорц. компонентам скорости движения сред, перпендикулярным плоскости падения. При релятивистских скоростях движения сред для нек-рых углов падения коэф. отражения становится больше единицы, т. е. происходит усиление отражённой волны за счёт энергии движения сред. Указанные выше особенности распространения волн в движущихся средах и отражения на границах раздела движущихся сред позволяют использовать их для диагностики этих сред или для преобразования частот с одноврем. усилением сигналов.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Франкфурт У. И., Френк А. М., Оптика движущихся тел, М., 1972; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник, 1974, М., 1976; их же, Усиление электромагнитных волн в присутствии движущихся сред, там же, 1977, М., 1980; их же, Отражение света от движущегося зеркала и родственные задачи, «УФН», 1989, т. 159, с. 155; Столяров С. Н., Граничные задачи электродинамики движущихся сред, в кн.: Эйнштейновский сборник, 1975—1976, М., 1978. *С. Н. Столяров.*

ОПТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД — раздел физ. оптики, в к-ром изучаются явления, сопровождающие распространение *оптического излучения* в оптически неоднородных средах, показатель преломления n к-рых не постоянен, а зависит от координат. Характер явлений и методы их исследования существенно зависят от характера изменения n и масштаба неоднородностей по сравнению с длиной волны света λ. Оптич. неоднородностями являются поверхности или объёмы внутри среды, на (в) к-рых изменяется n. Независимо от физ. природы неоднородности она всегда отклоняет свет от его первонач. направления. На поверхностях, разделяющих среды с различными n, происходят *отражение света* и *преломление света*. В среде с непрерывно изменяющимся n, когда относит. изменение n на расстояниях, сравнимых с λ, очень мало (т. н. градиентная среда), световой луч, задаваемый величиной $\mathrm{grad}S = n\boldsymbol{dr}/dS$ в каждой точке волновой поверхности $S(x, y, z)$, меняет направление в зависимости от неоднородностей пространства, что приводит к его искривлению (рефракции). Кривизна луча при этом $n\boldsymbol{c} = \mathrm{grad}n - \frac{\partial n}{\partial S}\cdot\frac{\partial \boldsymbol{r}}{\partial S}$, и луч загибается в область с бо́льшим показателем n. Этим, в частности, объясняется явление миража (в пустыне поверхность земли очень нагрета, а показатель преломления воздуха зависит от его плотности). Лучи распространяются из пространства предметов в пространство изображений по нескольким разл. путям. Лучи, распространяющиеся под бо́льшим углом к горизонту, проходят больший геом. путь, однако часть пути они проходят в области с меньшим n, поэтому при правильно выбранном n можно уравнять *оптическую длину пути* и добиться условия фокусировки лучей. В градиентной оптич. среде ур-ние *эйконала*, решение к-рого позволяет определить геом. волновые поверхности $S(x, y, z)$ и

ортогональные к этим поверхностям лучи $r(x, y, z)$, имеет вид

$$(\mathrm{grad}S)^2 = n^2(x,y,z).$$

Из этого ур-ния получается соотношение для траектории светового луча:

$$\frac{d}{dS}\left(n\frac{dr}{dS}\right) = \mathrm{grad}n(x,y,z). \qquad (*)$$

Ур-ние (*) допускает ряд частных решений, удовлетворяющих принципу «абсолютного прибора», т. е. оптич. системы, дающей стигматическое (резкое, без аберраций) изображение трёхмерного предмета.

Граданы. Простым примером абс. прибора можно считать сферич. *граданы* с распределением показателя преломления по радиусу $n(r) = n_0\sqrt{2 - (r/r_a)^2}$ — линза Лунеберга и $n(r) = n_0/[1 + (r/a)^2]$ — «рыбий глаз» Максвелла. В первом случае неоднородная сфера собирает каждый падающий пучок параллельных лучей в единый фокус, во втором — отображение осуществляется преобразованием инверсии. Для аксиальной симметрии принципу абс. прибора удовлетворяет градан с распределением $n(z)$, зависящим от формы сферич. поверхности. Этот градан эквивалентен по аберрациям асферич. линзе. При радиальной симметрии принципу абс. прибора удовлетворяет распределение $n(r) = \mathrm{sech}(gr)$. В этом случае неоднородная среда соответствует периодически фокусирующему волноводу с длиной периодичности $L = 2\pi/g$, где $g = R^{-1}\sqrt{2\Delta n/n}$ — постоянная распространения, R — радиус волновода, $\Delta n = n_0 - n(R)$ — перепад показателя преломления по сечению волновода. Радиальные граданы в виде цилиндрич. отрезка с таким распределением n эквивалентны линзе, свободной от аберраций, фазовых и амплитудных искажений. Варьируя длину отрезка, можно менять фокусное расстояние и получать в одном элементе объектив и *оборачивающую систему*.

Применение аксиальных и радиальных граданов в фокусирующей оптике с повышенными требованиями к качеству изображения (в объективах фотоаппаратов, микроскопов и др.) позволяет сократить в 2—4 раза или свести к минимуму число оптич. элементов. Граданы используются в качестве фокусирующих элементов лазерных систем видеозаписи. При этом пятно, формируемое и считываемое граданом, имеет размеры порядка длины волны света (0,6 мкм). Блок граданов используется в малогабаритных копировальных аппаратах.

Сельфоки. К числу радиальных граданов, имеющих широкое распространение, относятся безоболочечные световоды, получившие коммерч. название «сельфоки». Они способны самостоятельно формировать и транслировать изображение без дополнит. средств. В них все возбуждаемые моды имеют равные скорости распространения. В практически реализованных сельфоках на основе кварцевого стекла с параболич. распределением показателя преломления вида $n(r) = n_0(1 - g^2r^2/2)$ [что соответствует первым двум членам разложения $\mathrm{sech}(gr)$] в диапазоне 1,26—1,32 мкм, где дисперсия стекла близка к нулю, скорость передачи информации на расстояние 1 км составляет 13,8 Гбит·км/с. Такие сельфоки, состоящие из одного световода, способны передавать изображение как целое с разрешающей способностью 500 лин/мм, с сохранением фазы, плоскости поляризации и малыми потерями (1 Дб/км). Длина сельфоков достигает 1 км при диам. 100 мкм. Кроме применения для дальней оптич. связи, сельфоки используются как согласующие элементы, элементы жёстких эндоскопов, оптич. наконечники волоконно-оптич. фиброгастроскопов и др. Градиентные поверхностные слои применяют также вместо многослойных интерференционных просветляющих и отражающих покрытий.

Заданный градиент показателя преломления в граданах из стёкол получают под действием потока нейтронов ($\Delta n = 0{,}02$) либо путём разл. модификаций ионного обмена, когда замена в матрице стёкол одних ионов на другие приводит к изменению её плотности и соответственно n ($\Delta n = 0{,}04$). Граданы из полимеров получают в результате обмена мономеров в частично заполимеризов. матрице. Для них достигнуты максимальные $\Delta n = 0{,}1$ при диам. 100 м. Возможно также получение граданов при направленном выращивании кристаллов с $\Delta n = 0{,}04$ диам. до 20 мм. Кроме конденсиров. сред возможно использование в роли граданов газовых лина, возникающих при ламинарном течении газа через равномерно нагретые трубы. Градиентные среды возникают под действием мощного лазерного излучения и приводят к самофокусировке света.

На микронеоднородностях, показатели преломления к-рых отличаются от показателя преломления окружающей среды, происходит *рассеяние света*. Оптически неоднородными являются *мутные среды*; в них размеры оптич. неоднородностей обычно превышают длину световой волны λ. Если неоднородность среды вызвана присутствием в ней мелкодисперсных коллоидных частиц, размеры к-рых соизмеримы с λ, то среда кажется совершенно прозрачной; однако наблюдение под углом $\simeq 90°$ к направлению падающего света обнаруживает свечение среды, обусловленное интенсивным рассеянием света (*Тиндаля эффект*). Существенную роль в О. н. с. играет интерференция света между рассеянными, отражёнными и преломлёнными световыми волнами, а также падающей волной.

К неоднородным средам относятся также вещества без инородных включений, в к-рых изменения n в большом числе микрообъёмов, приводящие к рассеянию света, вызваны флуктуациями плотности среды в результате хаотич. теплового движения её молекул или турбулентностью среды. Интенсивность I света, рассеиваемого непоглощающими диэлектрич. частицами, пропорциональна λ^{-p}, где p — параметр, зависящий от отношения размеров частиц к λ. При рассеянии света на тепловых флуктуациях, размеры к-рых много меньше λ, $I \sim \lambda^{-4}$ (Рэлея закон). Для частиц, размеры к-рых много больше λ, параметр p близок к нулю и рассеяние определяется геом. эффектами преломления света на поверхностях раздела объёмов. В этом случае I не зависит от λ, что и наблюдается при рассеянии света в туманах и облаках — они имеют белый цвет. На изучении рассеяния света неоднородностями в газах, жидкостях и твёрдых телах основаны методы нефелометрии и ультрамикроскопии (см. *Ультрамикроскоп*), позволяющие определять концентрацию неоднородностей и изучать их природу (а в нефелометрии — и их размеры).

Особый раздел О. н. с. составляет *оптика тонких слоёв*.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Маркузе Д., Оптические волноводы, пер. с англ., М., 1974; Marchand E. W., Gradient index optics, N. Y., 1978; Ильин В. Г. и др., Оптика граданов, в кн.: Успехи научной фотографии, т. 23, М., 1985.

И. А. Диденко, Л. Н. Капорский.

ОПТИКА ТОНКИХ СЛОЁВ — раздел физ. оптики, в к-ром изучается прохождение света через один или последовательно через несколько непоглощающих слоёв вещества, толщина к-рых соизмерима с длиной световой волны. Специфика О. т. с. заключается в том, что в ней определяющую роль играет *интерференция света* между частично отражаемыми на верхних и нижних границах слоёв световыми волнами. В результате интерференции происходит усиление или ослабление проходящего или отражаемого света, причём эффект зависит от вносимой *оптической толщиной* слоёв разности хода лучей, длины волны (или набора длин волн) света, угла его падения и т. д. Тонкие слои могут быть образованы на массивной подложке из стекла, кварца или др. оптич. среды с помощью термич. испарения вещества и его осаждения на поверхность подложки, хим. осаждения, катодного распыления или хим. реакций материала подложки с выбранным веществом. Для получения таких слоёв используют разл. окислы: Al_2O_3 (1,59), SiO_2(1,46),

TiO_2 (2,2—2,6); фториды: MgF_2 (1,38), CaF_2(1,24), LiF (1,35); сульфиды: ZnS (2,35), CdS (2,6); полупроводники Si (3,5), Ge (4,0), а также некоторые другие соединения. (В скобках указаны показатели преломления веществ.)

Одно из важнейших практич. применений О. т. с.— уменьшение отражат. способности поверхностей оптич. деталей (линз, пластин и пр.). Подробно об этом см. в ст. *Просветление оптики*. Нанося многослойные покрытия из большого (13—17 и более) числа чередующихся слоёв с высоким и низким n, изготовляют зеркала с большим коэф. отражения, обычно в сравнительно узкой спектральной области, но не только в диапазоне видимого света, а и в УФ- и ИК-диапазонах (см. *Зеркало*). Коэф. отражения таких зеркал (50—99,5%) зависит как от длины волны, так и от угла падения излучения. С помощью многослойных покрытий разделяют падающий свет на прошедший и отражённый практически без потерь на поглощение; на этом принципе созданы эфф. светоделители (полупрозрачные зеркала). Системы из чередующихся слоёв с высоким и низким n используют и как интерференционные *поляризаторы*, отражающие составляющую света, поляризованную перпендикулярно плоскости его падения, и пропускающие параллельно поляризованную составляющую (см. *Поляризация света*, *Поляризационные приборы*). Степень поляризации в проходящем свете достигает для многослойных поляризаторов 99%. О. т. с. позволила создать получившие широкое распространение интерференционные *светофильтры*, полоса пропускания к-рых может быть сделана очень узкой — существующие многослойные светофильтры выделяют из спектральной области шириной в 500 нм интервалы длин волн 0,1—0,15 нм. Тонкие диэлектрич. слои применяют для защиты металлич. зеркал от коррозии и при исправлении аберраций линз и зеркал. О. т. с. лежит в основе мн. других оптич. устройств, измерит. приборов и спектральных приборов высокой разрешающей способности. Светочувствит. слои фотокатодов и болометров чаще всего представляют собой тонкослойные покрытия, эффективность к-рых существенно зависит от их оптич. свойств. Оптич. детали с тонкослойным покрытием используются в лазерах и квантовых усилителях света, при создании приборов высокого разрешения (напр., при изготовлении интерферометров Фабри—Перо), при создании дихроичных зеркал, используемых в цветном телевидении, в интерференционной микроскопии (см. *Микроскоп*) и т. д. См. также *Ньютона кольца*, *Полосы равной толщины*, *Полосы равного наклона*.

Лит.: Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, Л., 1958; Крылова Т. Н., Интерференционные покрытия, Л., 1973.

Л. Н. Капорский.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ АКТИ́ВНОСТЬ — свойство нек-рых веществ вращать плоскость поляризации проходящего через них света; частное, наиб. заметное и распространённое проявление гиротропии. Впервые обнаружена в 1811 Д. Ф. Араго (D. F. Arago) в кварце; в 1815 Ж. Б. Био (J. B. Biot) открыл О. а. жидкостей (скипидара), а затем растворов и паров мн. органич. веществ. Он же установил закон вращения плоскости поляризации (см. *Био закон*). Вещества, обладающие е с т е с т в е н н о й О. а., наз. *оптически активными веществами*; и с к у с с т в е н н а я О. а. возникает в результате внеш. воздействий, напр. внешнего магн. поля (см. *Фарадея эффект*).

Вращение плоскости поляризации обусловлено тем, что две волны с круговой поляризацией — правой и левой — распространяются с разл. скоростями. Поэтому плоскость поляризации линейно поляризов. волны, представленной как сумма двух указанных волн, на выходе из вещества оказывается повёрнутой на угол φ. Вращение плоскости поляризации зависит от структуры вещества, длины пути света в веществе l и не зависит от его интенсивности. За меру О. а. вещества (в р а щ а т е л ь н у ю с п о с о б н о с т ь) принимается угол поворота на единице пути α. Тогда угол поворота плоскости поляризации в веществе $\varphi = \alpha l = \pi(n_- - n_+)l/\lambda$, где n_-, n_+ — показатели преломления для двух круговых волн, λ — длина волны. Для жидкостей и растворов вводят соответственно уд. вращат. способность $[\alpha_0] = \alpha/\rho$ (ρ — плотность) и уд. вращение $[\alpha] = \alpha/C$ (C — концентрация). В отличие от кристаллов для жидкостей уд. вращение обозначается в скобках. Величина α связана с тензором гирации g_{ih} (см. *Гиротропия*) и зависит от частоты света, т. е. имеется дисперсия оптич. вращения. Для простого случая изотропной среды $\alpha = (1/2)\omega^2 g_{33}/c^2$.

О. а. вещества может определяться как О. а. составляющих его молекул (м о л е к у л я р н а я О. а.), так и структурой самого вещества (с т р у к т у р н а я О. а.).

Молекулярная О. а. обнаруживается во всех агрегатных состояниях и растворах. У оптически активных молекул отсутствуют центр и плоскости симметрии (хиральные молекулы). Такая молекула может быть смоделирована двумя взаимодействующими осцилляторами, расположенными взаимно перпендикулярно, расстояние между к-рыми a сравнимо с λ (т. е. фазы поля в местах осцилляторов различны), а скорость передачи взаимодействия сравнима со скоростью распространения света в среде. Такая система, очевидно, будет по-разному реагировать на правую и левую круговую поляризацию волн, вследствие чего их скорости станут различными. В квантовой электродинамике оптич. вращение рассматривается как двухфотонный процесс рассеяния света на молекуле с поглощением одного фотона и испусканием другого, причём возникает интерференция двух участвующих в процессе фотонных мод. При этом должны учитываться все возможные в молекуле виды взаимодействия электрич. и магн. дипольных и квадрупольных моментов, наведённых проходящей световой волной.

О. а. вещества определяется суммой вкладов отд. молекул, к-рая зависит от их расположения и ориентации. При беспорядочном расположении молекул (напр., в жидкости или в газе) эффект дают только хиральные молекулы; к ним относятся энантиоморфные (зеркальные) группы симметрии C_n, D_n, T, O (см. *Энантиоморфизм*, *Симметрия кристаллов*). В этом случае вращение определяется «силой вращения» R (псевдоскаляром):

$$\alpha \sim R = \sum_i \sum_k \langle i|\boldsymbol{p}|k\rangle \langle k|\boldsymbol{m}|i\rangle, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{p}$ — электрический, а $\boldsymbol{m}$ — магн. дипольные моменты перехода i — k в молекуле, ответственного за О. а. (суммирование производится по всем состояниям молекулы). Из (1) следует, что О. а. имеется только у хиральных молекул, где эти моменты параллельны и оба перехода разрешены.

При упорядоченном расположении хиральных молекул появляется ещё вклад квадрупольных моментов и векторного произведения $[\boldsymbol{pm}]$; суммарная О. а. может быть больше. В частности, она сильно возрастает в хиральных структурах; в этом случае вклад в О. а. могут давать и молекулы тех групп, где отсутствует лишь центр симметрии (C_s, C_{2v}, D_{2d}, S_4). О. а. может также возникать (индуцироваться) и в симметричных молекулах, к-рые находятся в асимметрич. поле хиральных молекул (напр., растворителя или матрицы).

Структурная (кристаллическая) О. а. В кристаллах, где существует дальний порядок, вклад в О. а. помимо хиральных молекул (если таковые имеются) дают коллективные процессы, в основном процессы переноса. Эти процессы могут создавать О. а. в веществе, где отд. частицы не хиральны, при наличии в кристалле необходимых элементов симметрии. В табл. приведены те классы симметрии кристаллов, в к-рых может возникать О. а. молекулярного и структурного происхождения.

Оптическая активность кристаллов

Класс симметрии	Молекулярная	Структурная
432 (O), *23 (T)*	*	—
622 (D_6), *422 (D_4)*, *32 (D_3)*	*	*
6 (C_6), *4 (C_4)*, *3 (C_3)*	*	*
42 m (D_{2d})	—	*
4 (S_4)	—	*
222 (D_2)	*	*
mm2 (C_{2v})	—	*
2 (C_2)	*	*
m (C_s)	—	*
1 (C_1)	*	*

Примечание: * — О. а. отлична от нуля, знак минус — О. а. равна нулю.

В кристаллах часто происходит деформация тех или иных элементов структуры (молекул, атомных и ионных группировок) внутр. полем кристалла, благодаря чему они становятся хиральными. Для этого достаточно весьма малых деформаций (смещений) $\sim(1—0{,}5)10^{-3}$ нм.

В молекулярных кристаллах могут возникать дополнит. вклады в О. а., связанные с бестоковыми переносами возбуждений — *экситонами*. В кристаллах, состоящих из хиральных молекул или обладающих хиральной структурой, каждая экситонная зона расщепляется на две — правую и левую, что и создаёт О. а. в области частот экситонных линий поглощения со своеобразным ходом дисперсии вращения, различным для кристаллов из хиральных или симметричных молекул. Сказанное относится и к валентным и ионным кристаллам; в последних особенно существенна деформация ионных группировок сильным внутр. полем. В полупроводниковых кристаллах имеется значит. вклад свободных носителей и межзонных переходов. Экспериментально показано, что О. а. может возникать на вакансиях и на дефектных структурах, а также на примесных центрах.

Дисперсия О. а. была замечена ещё Био, установившим, что $\alpha \sim \lambda^{-2}$. Такая (т. н. нормальная) дисперсия наблюдается вдали от области поглощения (напр., кварц имеет в видимой области спектра сильную дисперсию вращения, хотя полоса поглощения у него ок. 180 нм). В области полос поглощения наблюдается сложная зависимость α от λ (т. н. аномальная дисперсия) и О. а. характеризуется «комплексным вращением»:

$$\Phi = \varphi - i\theta = \frac{1}{2}\frac{\omega}{c}\{(n_- - i\varkappa_-) - (n_+ - i\varkappa_+)\},$$

где $\varkappa_\pm$ — коэф. поглощения волн с правой и левой круговой поляризацией. Т. к. эти коэффициенты разные, то в области полос поглощения наблюдается *круговой дихроизм*, а свет, поляризованный линейно, превращается в эллиптически поляризованный.

В мощных световых полях может возникать *нелинейная оптическая активность* в результате двухфотонного поглощения, вклада нелинейной поляризуемости, ориентирующего влияния светового поля, в особенности при его круговой поляризации. Последние процессы особенно заметны для макромолекул. Нелинейная О. а. наблюдалась.

Очень слабая О. а. ($\sim 10^{-8}$ рад) может возникнуть в атомных и молекулярных системах вследствие несохранения чётности при слабых взаимодействиях. Эти эффекты обнаружены экспериментально на парах тяжёлых металлов.

О. а. широко используется в молекулярной физике и химии для исследования пространственной структуры молекул, полимеров и биополимеров, надмолекулярных структур, кристаллов, внутри- и межмолекулярных взаимодействий. Разработаны способы исследования оптически неактивных веществ, в к-рых индуцируется О. а.

О. а. измеряется с помощью поляриметров и сахариметров для определённой длины волны; обычно это D-линия Na ($[\alpha]_D$). Дисперсия О. а. измеряется спектрополяриметрами. О. а. можно оценивать по измерениям кругового дихроизма на дихрографах, т. к. этот метод обладает большим разрешением. Измерения О. а. более информативны, чем др. методы спектроскопии, они позволяют выявлять и исследовать слабые, запрещённые, магн. дипольные и квадрупольные переходы, в обычных спектрах маскируемые более сильными. О. а. необычайно чувствительна к межмолекулярным взаимодействиям и изменениям внешн. параметров, сильно зависит от растворителя и темп-ры (может менять не только величину, но и знак), резко меняется при фазовых переходах, поскольку все эти факторы влияют на симметрию молекулы или относительное расположение молекул.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Кизель В. А., Бурков В. И., Гиротропия кристаллов, М., 1980; Бирич Г. Н. и др., Эффект несохранения четности в атомарном висмуте, «ЖЭТФ», 1984, т. 87, с. 776; Кизель В. А., Индуцирование гиротропии как новый метод исследований в физике конденсированных сред, «УФН», 1985, т. 147, с. 559.

В. А. Кизель.

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ — различие оптич. свойств среды, связанное с зависимостью скорости световых волн от направления распространения и их поляризации. О. а. проявляется в *двойном лучепреломлении*, *дихроизме*, *вращении плоскости поляризации*, а также в деполяризации при рассеянии света в среде, в поляризов. люминесценции и т. д. Только в исключительных условиях оптич. излучение определённых поляризаций и направлений распространяется в оптически анизотропных средах не преобразуясь. В прозрачной оптически анизотропной среде световая волна в общем случае представляет собой суперпозицию двух ортогонально поляризов. волн, имеющих разные скорости распространения.

Различают естественную и наведённую О. а. Естеств. О. а. кристаллов обусловлена неодинаковостью по разл. направлениям поля сил, связывающих атомы решётки. Естеств. О. а. веществ, к-рые проявляют её в любом агрегатном состоянии, связана с асимметрией строения отд. молекул таких веществ и обусловленным ею различием во взаимодействии этих молекул с излучением разл. поляризаций, а также особенностями возбуждённых состояний электронов и «ионных остовов» в оптически активных кристаллах.

В макроскопически однородных средах О. а. обусловлена локальной электрич. анизотропией, т. е. несовпадением в общем случае направления напряжённости электрич. поля световой волны в данной точке с направлением создаваемых им в этом месте токов (поляризаций). Локальная анизотропия вещества проявляется на масштабах, малых по сравнению с длиной волны света.

В рамках этих представлений все характеристики О. а. макроскопически однородной среды определяются комплексным тензором диэлектрич. проницаемости ε_{jl}, связывающим компоненты гармоники вектора индукции $\mathrm{Re}\,(De^{i\omega t})$ с компонентами гармоники вектора напряжённости поля $\mathrm{Re}\,(Ee^{i\omega t})$ соотношением $D_j = \varepsilon_{jl}E_l$, где $j, l = x, y, z$ — индексы проекций на координатные оси, и по повторяющимся индексам производится суммирование. Как и в изотропной среде, в к-рой $\varepsilon_{jl} = \varepsilon(\omega)\delta_{jl}$ и $\varepsilon(\omega)$ — скаляр, а $\delta_{jl} = 0$ или 1 при $j \neq l$ и $j \neq l$ соответственно, разл. компоненты ε_{jl} оптически анизотропной среды зависят от частоты ω (частотная дисперсия), причём не обязательно одинаково для разных направлений.

Симметрия тензора ε_{jl} позволяет классифицировать оптически анизотропные среды. Так, при несущественном поглощении света тензор эрмитов, т. е. $\varepsilon_{jl} = \varepsilon^*_{lj}$. Если при этом он веществ, т. е. $\varepsilon_{jl} = \varepsilon^*_{jl}$, что отвечает синфазности поляризации и напряжённости, то среда, называемая оптически неактивной, в общем случае характеризуется тремя величинами ε_k ($k = 1, 2, 3$), к-рые определяют диэлектрич. свойства вдоль трёх ортогональных т. н. диэлектрич. осей. Если все ε_k различны, то в среде есть два выделенных направления, называемых оптич. осями, вдоль к-рых скорость распространения света не зависит от его поляризации. Такие среды наз. двуосными. Если две из

трёх величин ε_k одинаковы, то в среде есть одна оптич. ось и среда наз. одноосной. Вообще оптич. оси не совпадают с диэлектрическими. Наглядно оптическая анизотропия проявляется в таких средах в виде двулучепреломления.

Симметрия строения среды однозначно определяет О. а., и, как правило, она ниже симметрии тензора ε_{jl}. Напр., кристаллич. NaCl с кубич. решёткой — оптически изотропная среда. Следует отметить, что среду можно считать имеющей высокую оптич. симметрию (напр., кубич. кристалл — оптически изотропной средой) с большой точностью, но всё же с условностью, пока не приняты во внимание эффекты *дисперсии пространственной*, определяемые изменением поля волны на длине порядка постоянной решётки. Эти эффекты тесно связаны с переносом токов в среде, в частности с *экситонами*.

Если в неполглощающей среде тензор — величина комплексная, что указывает на сдвиг по фазе между напряжённостью и индукцией, то такая среда оптически активная (см. *Гиротропия*). Если при этом веществ. часть тензора изотропна, т. е. $\mathrm{Re}\varepsilon_{jl} = \varepsilon\delta_{jl}$, то в ней волны круговых поляризаций распространяются не преобразуясь, а плоскость поляризации линейно поляризов. волн поворачивается безотносительно к направлению их распространения. Оптич. активность связана с локальным «кручением» структуры вещества, к-рое характеризуется псевдовектором. В намагниченной среде этот псевдовектор задаётся локальным магн. полем. В немагн. средах оптич. активность есть проявление пространств. дисперсии, причём направление псевдовектора зависит от направления распространения света, а «кручение» определяет псевдотензор, значение к-рого зависит от степени локальной зеркальной диссимметрии среды (молекул).

Поглощение света в среде описывается антиэрмитовой частью тензора, величиной $\varepsilon_{jl} - \varepsilon_{lj}^*$, свойства симметрии к-рой определяют явления дихроизма и *плеохроизма* — зависимость поглощения света от его поляризации.

Наведённая О. а. может возникать в оптически изотропных средах под внеш. воздействием, меняющим локальную симметрию. Такими воздействиями могут быть механич., электрич., магн. поля, мощные потоки излучения (см. *Фотоупругость*, *Керра эффект*, *Фарадея эффект*, *Коттона — Мутона эффект*, *Нелинейная оптическая активность*).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Кизель В. А., Бурков В. И., Гиротропия кристаллов, М., 1980. *С. Г. Пржибельский.*

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ — одно из проявлений самовоздействия света в нелинейных системах с *обратной связью*, при к-ром определённой интенсивности и поляризации падающего излучения соответствуют два возможных устойчивых стационарных состояния поля прошедшей волны, отличающихся амплитудой и (или) параметрами поляризации. Передаточные характеристики таких систем, показывающие зависимость стационарных значений выходной интенсивности $I_п$, степени эллиптичности $\varepsilon_п$ и угла наклона $\varphi_п$ гл. оси эллипса поляризации прошедшего излучения от соответствующих характеристик падающего (I, ε, φ), неоднозначны и обладают ярко выраженными гистерезисными свойствами. При циклич. адиабатич. изменении входной интенсивности или поляризации в широком диапазоне бистабильное устройство функционирует обратимо, причём предыдущее состояние системы однозначно определяет, какое из двух устойчивых состояний поля реализуется на выходе.

Именно обратная связь в нелинейных системах является причиной возникновения области значений параметров интенсивности и поляризации падающего излучения, для к-рой передаточные характеристики $I_п(I, \varepsilon, \varphi)$, $\varepsilon_п(I, \varepsilon, \varphi)$ и $\varphi_п(I, \varepsilon, \varphi)$ неоднозначны. В ней фиксиров. значениям I, ε, φ соответствует m стационарных состояний поля прошедшего излучения. Если устойчивы два из них, то в этой области параметров I, ε, φ в оптич. системе реализуется О. б. , если больше — м у л ь т и с т а б и л ь н о с т ь. Наряду со стационарными состояниями в нелинейной системе с обратной связью могут возникать режимы устойчивого, периодич., субгармонич. и хаотич. изменения интенсивности и поляризации света.

В качестве оптически бистабильных устройств широко используются: пассивные оптич. резонаторы (ОР), содержащие нелинейные среды, где обратная связь возникает за счёт отражения от зеркал; системы с распределённой обратной связью (встречные волны непрерывно взаимодействуют во мн. сечениях нелинейной среды); оптоэлектронные гибридные системы, в к-рых обратная связь осуществляется за счёт управления параметрами оптич. среды электрич. сигналом с детектора прошедшего светового потока. Представляет интерес б е з р е з о н а т о р н а я О. б., обусловленная корреляциями пар атомов в сильном эл.-магн. поле. Оптич. гистерезис и О. б. возникают также в сложных активных лазерных системах.

Бистабильный *инжекционный лазер* на арсениде галлия был предложен Г. Лашером (G. Lasher) в 1964. Первые эксперименты по оптич. гистерезису и О. б. в газовом лазере с нелинейно поглощающей ячейкой были выполнены В. Н. Лисицыным и В. П. Чеботаевым в 1968. Теоретически О. б. в пассивных системах была впервые рассмотрена В. Н. Луговым в 1969 при исследовании распространения света через ОР, в к-ром находилась среда с нелинейностью рамановского типа. В 1975—76 С. Мак-Колл (McColl), Х. Гиббс (H. Gibbs), Чёрчилл (G. Churchill) и Т. Венкатесан (T. Venkatesan), используя в качестве нелинейной среды пары натрия, впервые экспериментально наблюдали режим О. б. на выходе ОР Фабри — Перо. Гибридные системы впервые были предложены А. А. Кастальским в 1973.

Интерес к устройствам, в к-рых возможна О. б., объясняется в первую очередь возможностью их применения в качестве миниатюрных, низкоэнергетич. оптич. логич. элементов, работающих при комнатной температуре и обладающих субпикосекундным временем переключения.

Амплитудная бистабильность в пассивном кольцевом ОР. Возникновение О. б. удобно пояснить на примере кольцевого ОР, содержащего изотропную нелинейную среду. В такой системе возможна а б с о р б ц и о н н а я и д и с п е р с и о н н а я О. б. Первая возникает, если от интенсивности света зависит коэф. поглощения, вторая — показатель преломления. Рассмотрим дисперсионную О. б. в предположении неизменности поляризации света в ОР, когда длительность падающего импульса $\tau_и$ намного больше времени обхода ОР $t_р$ и времени релаксации нелинейности τ ($\tau_и \gg t_р$, $\tau_и \gg \tau$).

В этом случае изменение медленно меняющейся амплитуды линейно поляризов. волны $E(t, z)$ в нелинейной неполглощающей среде, помещённой в ОР, описывается ур-нием

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v}\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{ik}{n_0}nE. \qquad (1)$$

Здесь v — групповая скорость, k — волновое число, n_0 — линейный показатель преломления. Зависящая от интенсивности нелинейная добавка n_2 к n_0 удовлетворяет релаксац. ур-нию

$$\tau\frac{\partial n_2}{\partial t} + n_2 = \alpha|E|^2, \qquad (2)$$

α — константа среды. В кольцевом ОР (рис. 1) линейно поляризованное излучение, проходя через входное зеркало (коэффициент отражения r), падает в точке $z = 0$ на нелинейную среду длины l. Пройдя через неё, оно частично отражается от выходного зеркала (коэффициент отражения r), полностью — от двух

других зеркал и снова попадает в среду. Интегрируя (1), (2) и учитывая граничные условия в точке $z = 0$, можно получить систему ур-ний для поля на входе в среду $E(t, 0)$ и для нелинейного изменения (набега) фазы $\bar{\Phi}(t)$ при прохождении светового импульса через ОР:

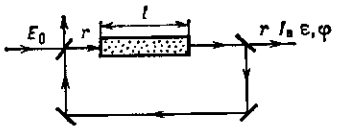


Рис. 1. Схема кольцевого оптического резонатора.

$$E(t,0) = (1-r)^{1/2}E_0 + rE(t - t_р,0)\exp[-i(\Phi_0 + \bar{\Phi})],$$

$$\tau\frac{\partial\bar{\Phi}}{\partial t} + \bar{\Phi} = \alpha kl\,|E(t - t_р,0)|^2. \qquad (3)$$

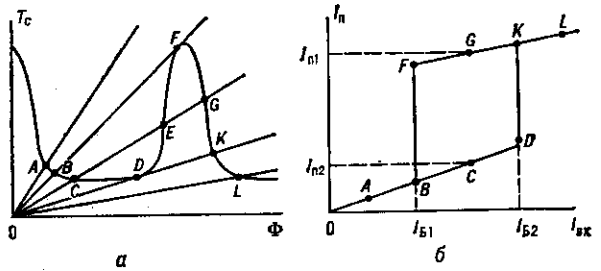
Здесь E_0 — амплитуда падающей волны, $\Phi_0 = k(n_0 l + L)$, $l + L$ — полная длина ОР. В стационарном режиме система ур-ний (3) сводится к трансцендентному ур-нию для поля в ОР ($|E_0|^2 \equiv I_{вх}$, $|E_c|^2 \equiv I_c$):

$$(1-r)I_{вх} = I_c[1 + r^2 - 2r\cos(\Phi_0 + \alpha klI_c)], \qquad (4)$$

к-рое легко решить графически. Для этого представим (4) в виде системы ур-ний для коэф. пропускания $T_c = (1-r)I_c/I_{вх}$ и полного набега фазы Ф:

$$T_c = (1-r)^2(1 + r^2 - 2r\cos\Phi)^{-1},$$
$$T_c = (1-r)(\Phi - \Phi_0)/k\alpha lI_{вх}. \qquad (5)$$

Первое выражение описывает кривую пропускания (рис. 2, *а*). Второе выражение в (5) даёт семейство прямых, исходящих из начала координат (для простоты



а *б*

Рис. 2. Амплитудная оптическая бистабильность: *а* — графическое решение уравнений (5); *б* — зависимость интенсивности света на выходе оптического резонатора от интенсивности линейно поляризованной накачки.

полагаем $\Phi_0 = 0$), наклон к-рых меняется с изменением интенсивности падающего света. Точки пересечения обоих графиков дают решение ур-ния (4).

При малых и достаточно больших $I_{вх}$ оно единственно (соответственно точки A и L). При интенсивностях падающего света, удовлетворяющих неравенству $I_{б1} < I_{вх} < I_{б2}$, у ОР появляются три рабочие точки (C, E, G). Граничным интенсивностям соответствуют прямые $BF(I_{б1})$ и DK ($I_{б2}$). Линеаризовав (3), можно показать, что если $\tau \gg t_р$, то при интенсивностях $I_{б1} < I_{вх} < I_{б2}$ из трёх рабочих точек только две, лежащие соответственно на участках BD и FK кривой пропускания (C и G), являются устойчивыми относительно плосковолновых возмущений той же поляризации. Рабочие точки, лежащие между D и F на кривой пропускания (напр., E), оказываются неустойчивыми.

При адиабатич. изменении $I_{вх}$ меняется показатель преломления нелинейной среды, а следовательно, и оптич. длина ОР. Возникающая из-за этого фазовая отстройка ОР от нач. состояния приводит к изменению выходной интенсивности. При увеличении входной интенсивности рабочая точка движется по устойчивой части кривой пропускания до точки D ($I_{вх} = I_{б2}$). В ней стационарное решение становится неустойчивым и происходит переход в устойчивую точку K. При дальнейшем увеличении $I_{вх}$ рабочая точка движется по устойчивому участку KL кривой пропускания. Уменьшая входную интенсивность, оптич. систему можно вернуть в нач. состояние (точка A). При этом рабочая точка движется сначала по устойчивой части кривой пропускания $LKGF$. В точке F ($I_{вх} = I_{б1}$) выходная интенсивность резко уменьшается — система переходит в положение B. Дальнейшее уменьшение $I_{вх}$ снова связано с движением по устойчивому участку BA кривой пропускания. В результате циклич. изменения входной интенсивности передаточная характеристика $I_п(I_{вх}) = (1-r)I_c$, $\varepsilon_п = \varepsilon$, $\varphi_п = \varphi$ принимает вид петли гистерезиса (рис. 2, *б*) и если $I_{вх}$ лежит между $I_{б1}$ и $I_{б2}$, то интенсивность на выходе может быть либо большой, либо маленькой в зависимости от того, каким образом изменяется интенсивность (увеличивается или уменьшается). Такое бистабильное поведение лежит в основе двоичных переключающих устройств (см. *Оптические компьютеры*).

О. б. наблюдается в пассивных ОР с разл. нелинейными средами: атомными парáми, изотропными средами, жидкими кристаллами, полупроводниками и т. д.

Поляризационная О. б. Распространение интенсивного излучения в среде сопровождается изменением его поляризации. Это происходит даже при распространении вдоль оптич. оси, когда для излучения малой интенсивности поляризация не меняется в отсутствие гиротропии. Для распространяющегося вдоль оптич. оси высокоинтенсивного излучения, поляризованного, напр., в плоскости симметрии, часто возникает поляризац. неустойчивость: малые поперечные добавки к вектору $\boldsymbol{E}$ усиливаются по мере распространения излучения. Такая неустойчивость появляется, в частности, в прозрачной изотропной среде с кубич. нелинейностью, где нелинейная поляризация имеет вид

$$\boldsymbol{P} = A_1\boldsymbol{E}|\boldsymbol{E}|^2 + A_2\boldsymbol{E}^*(\boldsymbol{EE}) \qquad (6)$$

и малые поперечные добавки к $\boldsymbol{E}$ нарастают в интервале $A_2\sin 2\delta > 0$, где δ — разность фаз слабой и сильной компонент поля.

Если такая поляризационно-неустойчивая среда помещена в ОР, то флуктуации поляризации могут нарастать во времени. В стационарном режиме прошедшее через ОР излучение оказывается в одном из двух симметричных состояний, отличающихся знаком угла поворота эллипса поляризации относительно исходного направления и направлением вращения вектора напряжённости поля. Линейной поляризации падающего на ОР излучения ($I_{вх}$, $\varepsilon = 0$, $\varphi = 0$) соответствуют два возможных набора устойчивых значений параметров $I_{пi}$, $\varepsilon_{пi}$ и $\varphi_{пi}$ ($i = 1, 2$), причём $\varepsilon_{п1} = -\varepsilon_{п2}$ и $\varphi_{п1} = -\varphi_{п2}$. Это соответствует поляризац. О. б. Полный анализ О. б. с учётом изменения поляризации излучения весьма громоздок, поскольку он сводится к анализу зависимости интенсивности $I_п$ и двух параметров поляризации ($\varepsilon_п$, $\varphi_п$) прошедшего излучения от соответствующих характеристик падающего. Однако указать область параметров оптич. системы, при к-рых возможна О. б. или мультистабильность, а также качественно понять, как проявляется О. б., можно из анализа вида бифуркац. поверхности — поверхности в пространстве параметров падающего излучения, на к-рой меняется число стационарных состояний поля в нелинейном ОР. Она определяется из ур-ния

$$D(I_б, \varepsilon, \varphi) = 0, \qquad (7)$$

где $D(I, \varepsilon, \varphi) = \partial(I, \varepsilon, \varphi)/\partial(I_п, \varepsilon_п, \varphi_п)$. Подставляя (4) в (7), можно получить явные выражения для $I_{б1}$ и $I_{б2}$ (см. выше). Вопрос об устойчивости стационарных состояний, появляющихся при пересечении бифуркац. поверхности, решается на основе анализа временны́х ур-ний, аналогичных (3), учитывающих изменение поляризации волны при распространении.

Насколько учёт эффектов поляризац. самовоздействия усложняет передаточные характеристики оптически бистабильных устройств, видно на примере рас-

пространения плоской монохроматич. волны через кольцевой ОР с изотропной нелинейной средой. В этом случае вместо двух ур-ний системы (3) исходной для численного анализа является система четырёх ур-ний для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризов. волн $E_{\pm}(t)$ и соответствующих им нелинейных изменений фазы $\overline{\Phi}_{\pm}(t)$. На рис. 3 приведено стационарное решение системы для линейно поляризов.

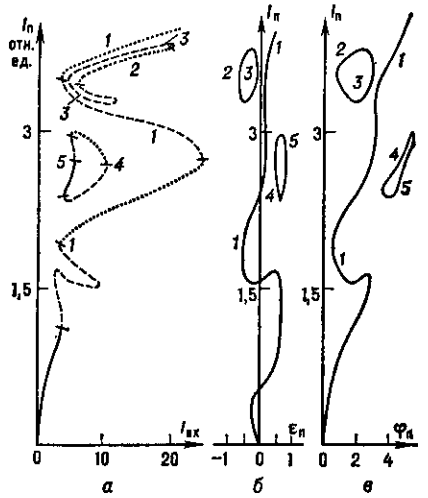


Рис. 3. Передаточные характеристики кольцевого оптического резонатора с нелинейной гиротропной средой при наличии поляризационного самовоздействия: *а* — зависимость $I_п(I_{вх})$; *б* — $\varepsilon_п(I_п)$; *в* — $\varphi_п(I_п)$. Цифрами помечены различные ветви оптической бистабильности.

волны, падающей на ОР, при определённых параметрах последнего. Для каждого конкретного значения $I_{вх}$ имеется неск. значений $I_п$ (рис. 3, *а*, отд. ветви помечены цифрами), для к-рых на рис. 3 (*б*) и 3 (*в*) можно определить соответствующие значения $\varepsilon_п$ и $\varphi_п$. Области устойчивости показаны только на рис. 3 (*а*). Здесь сплошной линией изображены решения, устойчивые в двух предельных случаях ($t_р \ll \tau$ и $t_р \gg \tau$), штрихами — неустойчивые, точками — устойчивые в первом, но неустойчивые во втором.

Устройства с поляризац. О. б., в к-рых кодировка сигнала осуществляется состоянием поляризации света, в ряде случаев имеют преимущества перед амплитудными: в них возможно достижение большего контраста при переключении между устойчивыми состояниями без ощутимой потери интенсивности волны.

Прохождение светового импульса через нелинейный ОР. Если макс. интенсивность падающего на ОР импульса удовлетворяет неравенству $I_{б1} < I_{макс} < I_{б2}$, то в процессе распространения его форма и длительность меняются. Это происходит наиб. сильно, если обусловленная n_2 поправка к собств. частоте ОР становится сравнимой с шириной межмодового интервала. Система ур-ний, описывающая трансформацию импульса в кольцевом ОР с изотропной нелинейной непоглощающей средой в приближении неизменности поляризации света, отличается от (3) лишь тем, что E_0 теперь зависит от времени. Числ. решение этой системы даёт многочисл. примеры изменения формы и длительности светового импульса при прохождении ОР. Наиб. часто эти изменения состоят в компрессии, преобразовании формы (рис. 4), сдвиге вершины импульса, прошедшего ОР, относительно падающего импульса, в появлении нерегулярных осцилляций на временно́й огибающей. Зависящий от интенсивности поворот эллипса поляризации можно также использовать для формирования импульса заданной формы, т. к. состояние поляризации ($\varepsilon_п$, $\varphi_п$) меняется во времени.

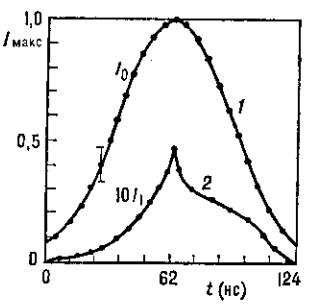


Рис. 4. Изменение формы импульса в резонаторе Фабри — Перо, заполненном жидким кристаллом МББА: *1* — импульс накачки; *2* — импульс, выходящий из оптического резонатора; $\tau_н = 62$ нс, $t_р = 0{,}11$ нс, $\tau = 15$ нс.

Периодические и хаотические режимы при немодулированном входном сигнале. Границы областей устойчивости стационарных состояний поля чувствительны к изменению параметров нелинейной оптич. системы с обратной связью. Если стационарное решение неустойчиво, то в системе могут возникать автоколебания, а при наличии запаздывания ($t_р \neq 0$) и специфич. динамич. режим, при к-ром поле на выходе меняется хаотически во времени. Напр., в кольцевом ОР при $r = 0{,}3$, $\Phi = 2\pi p$ и $\alpha kl = 1$ стационарные решения ур-ния (3)

$$I_с = 1{,}79 \text{ (при } I_{вх} = 6{,}7),$$
$$I_с = 2{,}07 \text{ (при } I_{вх} = 11{,}6)$$

становятся неустойчивыми при $t_р = 3{,}5\tau$. При этом в первом случае происходит периодическое (рис. 5, *а*), а во втором случае хаотич. изменение интенсивности поля $I_п(t) = (1 - r)\,|E(t)|^2$ в ОР (рис. 5, *б*).

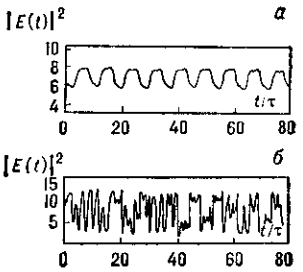


Рис. 5. Режимы периодического и хаотического изменений интенсивности света на выходе кольцевого ОР с нелинейной средой: *а* — при $I_{вх} = 6{,}7$; *б* — при $I_{вх} = 11{,}6$.

В отсутствие поляризац. самовоздействия по мере уменьшения добротности ОР и отношения $\tau/t_р$ неустойчивыми в определ. области интенсивностей оказываются всё более низколежащие ветви $I_п(I_{вх})$. Поляризац. самовоздействие приводит, с одной стороны, к увеличению числа ветвей пропускания, а с другой — к возникновению автоколебаний, не связанных с конечностью $t_р$. При увеличении $I_{вх}$ или изменении параметров ОР наличие запаздывания ($t_р \neq 0$) приводит к существованию последовательности бифуркаций удвоения периода колебаний $I_п(t)$, $\varepsilon_п(t)$ и $\varphi_п(t)$. Качеств. проявлением поляризац. самовоздействия в условиях оптич. хаоса является «обобществление» хаотич. движения, отвечающего разл. ветвям пропускания. При этом область изменения $I_п(t)$, $\varepsilon_п(t)$ и $\varphi_п(t)$ охватывает стационарные состояния, принадлежащие разл. ветвям и оказывающиеся неустойчивыми в результате конечности $t_р$ или поляризац. самовоздействия.

Другие схемы обратной связи. Наиб. широко распространены оптоэлектронные (гибридные) системы, гл. частями к-рых являются электрооптич. кристалл и электрич. цепь обратной связи. Величина электрич. поля, прикладываемого к кристаллу, зависит от интенсивности прошедшего света. Ур-ние для амплитуды световой волны, прошедшей гибридную систему, аналогично (3) при $\tau = 0$, поэтому в ней О. б., периодич. и хаотич. режимы изменения выходной интенсивности такие же, как и в кольцевом ОР с нелинейной средой. Гибридная система является плосковолновым, чисто дисперсионным и хорошо управляемым устройством,

к-рое удобно использовать для изучения общих свойств оптической бистабильности.

О. б. возникает также при взаимодействии встречных волн в нелинейных средах, в схеме *обращения волнового фронта*, в гофриров. *волноводах*, при отражении от границы раздела между линейной и нелинейной средой, при взаимодействии встречных волн. Возможна О. б. в холестерич. жидком кристалле в результате светоиндуциров. изменения шага структуры для волн в брэгговском режиме взаимодействия, а также в случае, когда обратная связь возникает благодаря межатомным корреляциям.

Применение. О. б. является фактически оптич. аналогом тех электронных гистерезисных явлений, к-рые использовались при создании ЭВМ. Запись элементарной информации может происходить, напр., с помощью нелинейного ОР, работающего в бистабильном режиме (рис. 2, *б*). Так, устойчивые стационарные состояния поля, к-рым соответствуют рабочие точки G и C (соответственно интенсивности $I_{п1}$ и $I_{п2}$), могут считаться нулём и единицей в двоичной системе. Под действием управляющих импульсов возможны переключения между ними. В частности, переход из нижнего устойчивого состояния в верхнее обеспечивается одним импульсом с достаточно большой пиковой интенсивностью, если он распространяется параллельно оси. волне. При этом нач. выходная интенсивность $I_{п2}$ сначала возрастает до значения, соответствующего точке L, а затем уменьшается до $I_{п1}$. Оптически бистабильные устройства могут стать базовыми элементами систем *оптической обработки информации*, оптич. логич. и компьютерных систем (*см. Оптические компьютеры, Памяти устройства, Логические схемы*).

Лит.: Луговой В. Н., Нелинейные оптические резонаторы (возбуждаемые внешним излучением). Обзор, «Квантовая электроника», 1979, т. 6, с. 2053; Аракелян С. М., Оптическая бистабильность, мультистабильность и неустойчивости в жидких кристаллах, «УФН», 1987, т. 153, с. 579; Гиббс Х. М., Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1988; Великович А. Л., Дыкман М. И., Макаров В. А., Бистабильность, автоколебания, хаос при поляризационном самовоздействии света в резонаторах, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1989, т. 53, № 6, с. 1088; Розанов Н. Н., Федоров А. В., Ходова Г. В., Эффекты пространственной распределенности в оптической бистабильности и оптические вычисления, там же, с. 1083; Желудев Н. И., Поляризационные неустойчивость и мультистабильность в нелинейной оптике, «УФН», 1989, т. 157, с. 683.

В. А. Макаров.

ОПТИЧЕСКАЯ ДЛИНА ПУТИ между точками A и B прозрачной среды — расстояние, на к-рое свет (оптич. излучение) распространился бы в вакууме за то же время, за какое он проходит от A до B в среде. Поскольку скорость света в любой среде меньше его скорости в вакууме, О. д. п. всегда больше реально проходимого расстояния (в предельном случае вакуума равна ему). В оптич. системе, состоящей из p однородных сред (траектория луча света в такой системе — ломаная линия), О. д. п. равна сумме $\sum_{k}^{p} l_k n_k$, где l_k — расстояние, пройденное светом в k-й среде ($k = 1, 2, ..,$), n_k — показатель преломления этой среды. В среде с плавно меняющимся $n(l)$ (траектория луча в такой среде — кривая линия) О. д. п. есть $\int_A^B n(l)dl$, где dl — бесконечно малый элемент траектории луча. Понятие «О. д. п.» играет большую роль в оптике, особенно в *геометрической оптике* и *кристаллооптике*, позволяя сопоставлять пути, проходимые светом в средах, в к-рых скорости его распространения различны. Геом. место точек, для к-рых О. д. п., отсчитываемая от одного источника, одинакова, наз. поверхностью световой волны; световые колебания на этой поверхности находятся в одинаковой фазе. О. д. п. луча света между двумя произвольными точками пространства предметов и пространства изображений наз. *эйконалом*. См. также *Разность хода лучей*, *Ферма принцип*.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.— Л., 1948; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

ОПТИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ — процессы записи информации, переносимой оптич. излучением, а также область науки, изучающая эти процессы. О. з. и. осуществляют на т. н. оптич. носителях информации — физ. телах, используемых для сохранения в них или на их поверхности оптич. информации. О. з. и. основана на светоиндуциров. процессах в регистрирующей среде, к-рые приводят к изменению состояния или формы носителя. О. з. и. может включать в себя также дополнит. обработку носителя, напр. проявление, закрепление, изменение размеров и т. д.

Для О. з. и. можно использовать изменение любого физ.-хим. свойства регистрирующей среды (электронного состояния, атомной структуры, намагниченности и т. д.). Однако в осн. используют изменение двух параметров: комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n - i\varkappa$ и оптич. длины пути $l = l_г n$ ($l_г$ — геом. путь, n — показатель преломления среды, $\varkappa$ — характеризует поглощение). Изменение величины $\Delta\varkappa$, Δn и Δl под действием оптич. излучения даёт соответственно амплитудную, фазовую и рельефно-фазовую запись. Существует неск. классов регистрирующих сред: галогенидосеребряные, фотохромные (см. *Фотохромные материалы*), электрооптические, магнитооптические и разл. полупроводники — аморфные, органич., молекулярные. В галогенидосеребряных средах можно получить амплитудную ($\Delta\varkappa \gg \Delta n$) или фазовую ($\Delta n \gg \Delta\varkappa$) запись. В аморфных полупроводниках фотофиз. реакции приводят к амплитудной записи. В органич. полупроводниках в эл.-фотогр. процессе записи реализуется амплитудная, а в фототермопластическом — рельефно-фазовая записи (см. *Фазовая рельефография*). В магнитооптических средах, меняющих намагниченность под действием света, О. з. и. и её воспроизведение происходят с использованием эффекта Фарадея.

Параметры оптической регистрации. Важнейшими параметрами оптич. регистрирующей среды являются: уд. энергия W (табл.), характеризующая уд. светочувствительность S среды ($W = 1/S$) и равная величине входного сигнала, при к-рой достигается заданное отношение сигнал/шум в выходном сигнале (обычно W измеряется в Дж/см^2); разрешающая способность R (в мм$^{-1}$) или плотность записи (бит/см^2, бит/см^3); энергия, необходимая для записи одного бита информации, характеризующая информац. светочувствительность $S_{инф}$ (обычно измеряется в Дж/бит); обратимость записи, характеризуемая числом циклов перезаписи, возможность записи в реальном времени. Уд. и информац. светочувствительности среды связаны соотношением $S^{-1}_{инф} = kS \cdot R^2$, где k — коэф., зависящий от способа измерения R. Светочувствительность сред изменяется в пределах 11 порядков, соответственно, W от 1 до 10^{-11} Дж/см^2. Энергия записи одного бита информации изменяется от 10^{-9} Дж/бит (типичная величина для прямой записи) до 10^{-16} Дж/бит (для наиб. чувствительных галогенидосеребряных сред) и до $5 \cdot 10^{-15}$ Дж /бит (для наиб. чувствительных несеребряных сред), т. е.она значительно меньше, чем для электронных вычислит. систем (10^{-12}—10^{-13} Дж/бит). Ряд сред разл. классов позволяет выполнять обратимую оптич. запись. К таким средам относятся халькогенидные типа TeO_x, окислы ванадия VO_x (число циклов перезаписи не менее 10^6), гетероструктурные фототермопластич. среды (число циклов перезаписи не менее 10^3).

Светоиндуцированные процессы в разл. веществах сводятся к трём типам реакций: фотоперенос носителей заряда (без изменения структуры вещества); светоиндуцир. фазовые переходы (фотоструктурные изменения вещества); селективное электрон-фононное преобразование центров (процессы выжигания провалов в бесфононных линиях).

Фотопереносом электронов обусловлено большинство фотохромных реакций в *ионных кристаллах* и органич. соединениях, а также процессы фоторефракции в эл.-оптич. кристаллах. В халькогенидных стеклообразных полупроводниках фотоперенос заряда является определяющим при интенсивности света < 100 Вт/см², а при больших интенсивностях процессы носят фототермич. характер. Светоиндуцированные фазовые переходы в большинстве случаев фототермические, поглощённая световая энергия вызывает нагрев вещества. Фототермич. запись наиб. детально изучена в аморфных халькогенидных полупроводниках (теллур, бинарные соединения типа $As_xS_{100-x}TeO_x$). В них индуцированные светом реакции фазовых переходов «аморфное состояние — кристаллич. состояние» по светочувствительности не уступают реакциям фотопереноса (см. табл.). Селективное электрон-фононное преобразование центров в твёрдых телах путём лазерного

Параметры регистрирующих сред для оптической записи

Регистрирующие среды	W, Дж/см²	S, ед. ГОСТ	R, мм$^{-1}$	$S_{\text{инф}}$, Дж/бит
Галогенидосеребряные:				
Polaroid Type 410	10^{-11}	10^4	10	10^{-15}
Royal X—Pan Kodak	$(1-5)\cdot10^{-10}$	10^3	60	$10^{-15}\div 2\cdot10^{-16}$
Kodak 649F	$3\cdot10^{-5}$	0,01	$5\cdot10^5$	10^{-14}
Фотохромные:				
ионные кристаллы	10^{-2}—5	—	—	$10^{-6}\div 2\cdot10^{-10}$
стёкла				
Электрооптич. кристаллы:				
кристаллы $LiNbO_3$	$5\cdot10^{-5}$	—	$4\cdot10^3$	$3\cdot10^{-14}$
керамика	0,1—0,6	—		
Аморфные полупроводники	10^{-2}—10^{-4}	—	$3\cdot10^3$	10^{-9}
Магнитооптические . . .	10^{-2}	—		10^{-9}
Органич. полупроводники:				
фототермопластики	$5\cdot10^{-6}$	0,1	$2\cdot10^3$	$5\cdot10^{-14}$
реоксан	10^{-2}	—	—	
фотохромные	1	—	—	10^{-8}
Молекулярные	10^{-2}	—	—	10^{-9}
Оптические бистабильные VO_x	10^{-5}	—	$2\cdot10^3$	$3\cdot10^{-14}$
Гетероструктурные:				
CdSe-термопластик	10^{-7}	10^2	500	$5\cdot10^{-15}$

выжигания спектральных провалов на бесфононных линиях реализуется на молекулярных центрах в ионных кристаллах, органич. твёрдых телах и др. Спектры поглощения и люминесценции молекулярных центров в твёрдых телах и замороженных растворах состоят из характерных бесфононных линий (чисто электронные переходы) с широкими фононными крыльями. Если интенсивность бесфононных линий существенно превышает интенсивность фононных крыльев, то с помощью лазера можно сделать спектральный провал — «выжечь» узкую бесфононную линию в пределах всего спектра неоднородного уширения. Лазерное возбуждение переводит центр в метастабильное или ионизов. состояние. Меняя частоту лазера, можно выжигать $\sim10^6$ бесфононных линий в пределах полосы фононных крыльев. Этим способом удаётся существенно превысить дифракц. предел оптич. записи на двумерных средах (10^8 бит/см²), доведя его до 10^{11} бит/см².

Для светоиндуциров. процессов, согласно закону Эйнштейна, один поглощённый квант света вызывает один элементарный акт в веществе. Для количеств. характеристики действия света вводят понятие *квантового выхода* η, определяемого как отношение ср. количества элементарных актов светоиндуциров. процессов или реакций N_a, возникших под действием N поглощённых квантов света, к числу этих квантов: $\eta = N_a/N$. В прямых светоиндуциров. реакциях без дополнит. усиления эффекта, вызванного светом, квантовый выход не может превышать единицу. Он может быть больше единицы (до десятков), если вызванная светом реакция связана с распадом высокоэнергетич. электронного состояния на неск. низкоэнергетич. состояний или с размножением электронных возбуждений в сильном электрич. поле. Такими процессами являются, напр., фотонное умножение в полупроводниках и распад высокоэнергетич. электронных состояний в щёлочно-галоидных кристаллах, галогенидосеребряных средах, аморфных и органич. полупроводниках. Величина η и уровень усиления первичной записи определяют предельную светочувствительность сред.

Основные типы носителей оптической информации. Существуют три способа оптич. записи: аналоговый, побитовый, голографический, к-рые используются со всеми типами оптич. носителей информации. Первые исследования по О. з. и. были выполнены Гольдбергом (Goldberg) в 1926 на фотоэмульсиях в виде микрофотографий. Была достигнута предельная плотность записи информации для двумерной записи 10^8 бит/см². Микрофотографии (микрофиши) обладают высокой разрешающей способностью, и информация на них может храниться десятилетиями. Однако этот способ не получил широкого распространения для обработки информации ввиду трудностей выборки микрофотогр. информации. Разработки регистрирующих сред для прямой О. з. и. в реальном времени завершились появлением в 1982 оптич. дисков памяти (см. *Памяти устройства*), к-рые используются на мировом рынке в видеопроигрывателях и видеоустройствах. Высокое качество звуко- и видеовоспроизведения обеспечило их широкое распространение. В оптич. дисках памяти применяется оптич. побитовая запись в тонких металлич. и полупроводниковых плёнках. Сравнительно простая технология, низкая стоимость носителей и процессов записи (запись одного бита информации в $\sim10^8$ раз дешевле, чем магнитная на дисках и лентах), а также надёжность в эксплуатации явились решающими факторами их широкого практич. применения. Они обладают высокой разрешающей способностью (плотность записи 10^8 бит/см²) и высокой светочувствительностью (10^{-9} Дж/бит), позволяющей осуществлять запись с маломощными (5—10 мВт) полупроводниковыми лазерами.

Пространственно-временные *модуляторы света* обладают высокой светочувствительностью, с ними возможны быстрые запись и стирание, высокая цикличность, они используются для ввода оптич. некогерентных изображений в информац.-вычислит. системы, в оптич. спецпроцессорах для обнаружения, опознавания образов и слежения, для анализа и преобразования изображений.

О голографич. записи информации см. в ст. *Голограмма*, *Голографическое распознавание образов*, *Голография*.

Лит.: Фризер Х., Фотографическая регистрация информации, пер. с нем., М., 1978; Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979; Акимов И. А., Черкасов Ю. А., Черкашин М. И., Сенсибилизированный фотоэффект, М., 1980; Несеребряные фотографические процессы, под ред. А. Л. Картужанского, Л., 1984; Шварц К. К., Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках, Рига, 1986;Пространственные модуляторы света, М., 1987; Черкасов Ю. А., Буров П. А., CdSe - ФТП — новая регистрирующая среда для пространственных модуляторов света широкой области спектра, «Труды ГОИ», 1988, т. 70, в. 204, с. 67 (Иконика, кн. V).

Ю. А. Черкасов.

ОПТИЧЕСКАЯ ЛОКАЦИЯ — обнаружение, определение координат и распознавание разл. объектов с помощью эл.-магн. волн оптич. диапазона. О. л. как самостоят. область науки и техники возникла и определилась с появлением *лазеров* в нач. 60-х гг.

Малая длина волны излучения оптич. диапазона приводит к качеств. отличию О. л. от *радиолокации*. Применение лазеров позволяет формировать узкую диаграмму направленности излучения ($\sim10^{-3}$ рад) при относительно небольших диаметрах коллимирующей оптики, что обеспечивает большую точность определения угл. координат объектов, распознавания их фор-

ны и высокую помехозащищённость. Оперативное высокоточное измерение координат объекта — гл. достоинство оптич. локационных систем при сравнительно небольших габаритах, массе и энергопотреблении.

Параметры систем О. л. зависят от характеристик осн. используемых узлов: лазера, фотоприёмника, сканирующего устройства, модулятора и т. д. Наиб. широко в О. л. применяются лазеры, генерирующие в ИК-области спектра,— полупроводниковые, твердотельные, газовые. Полупроводниковые лазеры обеспечивают как непрерывный режим (до сотен мВт), так и импульсный (до сотен Вт) в ближней ИК-области спектра ($\lambda \approx 0{,}8$—$0{,}9$ мкм). Модуляция полупроводниковых лазеров, как правило, осуществляется током накачки. Из твердотельных лазеров в О. л. используются лазеры на разл. матрицах, активированных ионами неодима, в частности на основе алюмоиттриевого граната ($\lambda = 1{,}06$ мкм). Лазер на гранате, обладающий низким порогом возбуждения и хорошей теплопроводностью, может работать при больших частотах повторения импульсов, а также и в непрерывном режиме излучения при кпд до 3%. Предпочтительны в О. л. лазеры на двуокиси углерода (CO_2-лазеры) с $\lambda = 10{,}6$ мкм, имеющие большой кпд (~10%), мощность излучения от единиц Вт до кВт в непрерывном и МВт в импульсном режимах, узкую линию излучения (неск. кГц).

Для поиска лоцируемого объекта и получения его изображения применяются электромеханич. системы сканирования пучка излучения в виде зеркал, оптич. клиньев и т. д.; для быстрого сканирования используются пьезоэлектрич. и акустооптич. дефлекторы с частотой сканирования до единиц кГц.

Приём сигналов в видимой области спектра ($\lambda = 0{,}4$—$0{,}7$ мкм) обычно осуществляют фотоэлектронными умножителями, использование их в области $\lambda > 0{,}9$ мкм нецелесообразно из-за резкого уменьшения квантовой эффективности фотокатода (<1%). В диапазоне 0,9—3 мкм применяются кремниевые фотодиоды: *pin-диоды*, лавинные фотодиоды, МОП-диоды (см. *Полевой транзистор*) с квантовой эффективностью, достигающей 10%. Создание систем О. л. в диапазоне 10 мкм в значит. степени связано с разработкой высокочувствит. и быстродействующих фотодиодов на основе тройных соединений (HgCdTe), работающих при охлаждении жидким азотом (77 К).

В видимой и ближней ИК-области спектра пороговая чувствительность фотоприёмников определяется квантовыми шумами, поэтому, как правило, применяется прямой метод приёма. В дальней ИК-области спектра (10,6 мкм) для повышения пороговой чувствительности приёмников до чувствительности, ограниченной квантовыми шумами сигнала, применяют гетеродинный приём. В этом случае на фотоприёмник одновременно с принимаемым сигналом направляется излучение опорного лазера (гетеродина); в результате взаимодействия возникают колебания комбинац. частот, одна из к-рых (как правило, это разность частот) фильтруется и усиливается. Этот метод приёма реализуется с CO_2-лазерами, обладающими высокой стабильностью частоты излучения. При малом отношении сигнал/шум преимуществом обладает гетеродинный метод приёма, однако более точный выбор метода приёма зависит от ряда факторов, связанных с практич. реализацией.

Локация объекта. Осн. задачей О. л., так же как радиолокации, является определение дальности до объекта, к-рое производится путём измерения задержки во времени прихода отражённого сигнала относительно излучающего: дальность R вычисляется по ф-ле $R = ct/2$. Погрешность измерения R обусловлена ошибками в измерении временно́го интервала между зондирующим и отражённым импульсами, непостоянством показателя преломления и турбулентностью атмосферы, а также изменением условий отражения излучения от объекта. Разброс величины временно́го интервала носит статистич. характер из-за наличия случайных помех на входе приёмника наряду с полезным сигналом. Погрешность считывания временно́го интервала цифровым измерителем можно уменьшить количеством измерений. Флуктуации интенсивности в импульсе вызывают появление случайной ошибки, к-рая ограничивает точность всей системы. При одиночном измерении среднеквадратичная погрешность в определении дальности составляет 5—10 м. В прецизионных импульсных оптич. дальномерных системах погрешность может быть снижена до единиц см. Это достигается повышением точности прогноза условий распространения излучения, применением методов статистич. обработки серии измерений, уменьшением длительности импульсов до единиц нс, измерением временно́го интервала по центру энергии импульса, введением временно́го стробирования. Дальнейшее уменьшение погрешности измерения дальности до объекта возможно с помощью фазового метода (см. *Обращение волнового фронта*, *Адаптивная оптика*), к-рый в основном применяется в геодезич. *светодальномерах*. В ряде случаев используются уголковые отражатели, позволяющие существенно повысить уровень принимаемого сигнала за счёт высокой направленности отражённого излучения и тем самым увеличить дальность локации.

Обнаружить лоцируемый объект можно непосредственно оптич. локатором, для чего сканируют излучаемым пучком пространство предполагаемого нахождения объекта. Т. к. лазерный пучок имеет малый угол расходимости, то быстрый поиск целей в больших областях пространства затруднён, поэтому оптич. локаторы часто применяются совместно с др. устройствами, осуществляющими быстрый обзор больших областей пространства, обнаружение объектов и наведение на них оптич. оси приёмопередающей оптич. системы локатора. Для целеуказания могут быть использованы радиотехн. средства и пассивные оптико-электронные приборы, оптич. или телевизионные визиры и теплопеленгаторы.

Для определения угл. координат объекта используется либо зависимость амплитуды огибающей принятых импульсов от разности углов между направлением максимума результирующей диаграммы излучения и направлением прихода излучения, отражённого от объекта, либо зависимость величины принимаемых импульсов от направления прихода излучения с помощью четырёхплощадного координационно-чувствит. фотоприёмника. Напряжения, пропорц. величине отклонения изображения объекта вдоль координат x, y от оптич. оси, подаются на исполнительные блоки, к-рыми обычно являются электромеханич. устройства (электроприводы или гироскопы).

Обработка сигналов, отражённых от подвижных объектов, в общем случае отличается от обработки сигналов, отражённых от неподвижных объектов. Осн. особенностью сигнала, отражённого от движущегося объекта, является изменение несущей частоты по сравнению с частотой излучаемого сигнала — *Доплера эффект*. Практически реализуются оптич. локаторы с импульсными и непрерывными доплеровскими сигналами, если излучаемые и принимаемые световые колебания имеют достаточно высокую степень когерентности, а обработка сигналов производится при гетеродинном приёме.

Примерами систем О. л. могут служить лазерные системы автоматич. сопровождения, определения координат и траекторий ИСЗ, снабжённых уголковыми отражателями, системы стыковки космич. аппаратов и т. д. Системы О. л. широко применяются для исследования распределения аэрозолей в атмосфере, формы облаков, скорости ветра. Приборы для этих целей наз. л и д а р а м и. Системы О. л. в процессе обзора заданной области пространства дают изображение объекта с бо́льшим разрешением, чем радиолокация.

В оптич. локационные системы встраивают цифровые вычислит. средства с целью реализации сложных ал-

горитмов статистич. обработки сигнала, распознавания образов, реализации программы адаптации оптич. локац. систем, работающих при существенно изменяющихся условиях эксплуатации, преобразования координат из одной системы в другую.

Существ. недостаток оптич. локаторов — затруднит. использование их в сложных метеорологич. условиях (дождь, туман и т. п.) для локации объектов на далёких расстояниях.

Лит.: Лазерные измерительные системы, под ред. Д. П. Лукьянова, М., 1981; Молебный В. В., Оптико-локационные системы, М., 1981; Малашин М. С., Каменский Р. П., Борисов Ю. Б., Основы проектирования лазерных локационных систем, М., 1983; Лебедько Е. Г., Порфирьев Л. Ф., Хайтун Ф. И., Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем, Л., 1984; Лазерная локация, под ред. Н. Д. Устинова, М., 1984.

Ю. В. Попов, В. Е. Волконский.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ МОДЕ́ЛЬ ЯДРА́ — полуфеноменологич. метод описания упругого рассеяния адронных объектов на ядрах. Налетающей на ядро частицей может быть *адрон* (нуклон, π- или K-мезоны и т. д.), лёгкое ядро (дейтрон, α-частица) или тяжёлый ион. Исторически О. м. я. возникла как теория, описывающая рассеяние нуклонов на ядрах. Для этого случая она наиб. обоснована теоретически и имеет наилучшее соответствие с экспериментом. Согласно О. м. я., нуклон рассеивается ядром, как потенциальной ямой, описываемой выражением, содержащим мнимую часть, соответствующую поглощению нуклона. Комплексный ядерный потенциал, действующий на нуклон, наз. оптич. потенциалом (ОП). Распространение нуклона в поле с таким потенциалом аналогично прохождению света через полупрозрачную среду с комплексным показателем преломления (отсюда и назв. модели). Действит. часть ОП $V(r)$ определяет коэф. преломления среды, а мнимая — коэф. поглощения.

О. м. я. предшествовала модель, предложенная в 1935 Э. Ферми (E. Fermi) и Х. Бете (H. A. Bethe) независимо, по к-рой действие ядра на падающую частицу заменялось обычной *потенциальной ямой*. Согласно такой потенциальной модели, сечение рассеяния нуклона на ядре должно плавно зависеть от энергии нуклона $\mathscr{E}$ и *массового числа* ядра A. Однако в экспериментах по рассеянию медленных нейтронов (с энергиями от неск. кэВ до неск. МэВ) обнаруживались густые и узкие резонансы [что получило объяснение в 1936 в модели *составного ядра* Н. Бора (N. Bohr)]. Впоследствии всё же оказалось, что усреднённые сечения рассеяния можно описывать как потенциальное рассеяние, если добавить к потенциальной яме $V(r)$ мнимую часть $iW(r)$, к-рая учитывает (в среднем) вклад неупругих процессов в упругое рассеяние. Хотя идея о введении в ядерный потенциал мнимой части была выдвинута Бете ещё в 1940, О. м. я. в совр. виде возникла лишь в 50-е гг., когда появились систематич. данные о рассеянии на ядрах нуклонов более высоких энергий с $\mathscr{E} \geqslant 10$ МэВ.

В рамках этой модели ОП нуклона содержит также спин-орбитальный член $V_{SL}(r)\sigma l$ (σ^i — *Паули матрицы*, l^i — операторы орбитального угл. момента). Потенциал, действующий на нуклон, зависит от ориентации его спина s относительно плоскости рассеяния (угол ϑ). В результате спин-орбитального взаимодействия неполяризов. пучок в процессе рассеяния становится частично поляризованным (рис. 1).

Т. о., дифференц. сечения рассеяния нуклона на ядре находятся решением *Шрёдингера уравнения*

$$\left\{-\frac{\hbar^2\Delta\psi}{2m} + V(r) + iW(r) + V_{SL}(r)\sigma l\right\}\psi(r) = \mathscr{E}\psi(r). \quad (1)$$

Отрицат. значение V определяется притягательным характером ядерных сил, а положительное W — условием поглощения нуклона ядром.

Действит. часть ОП обычно выбирают в виде т. н. потенциала Вудса — Саксона

$$V(r) = -V_0(N,Z,\mathscr{E})f(r), \quad (2)$$

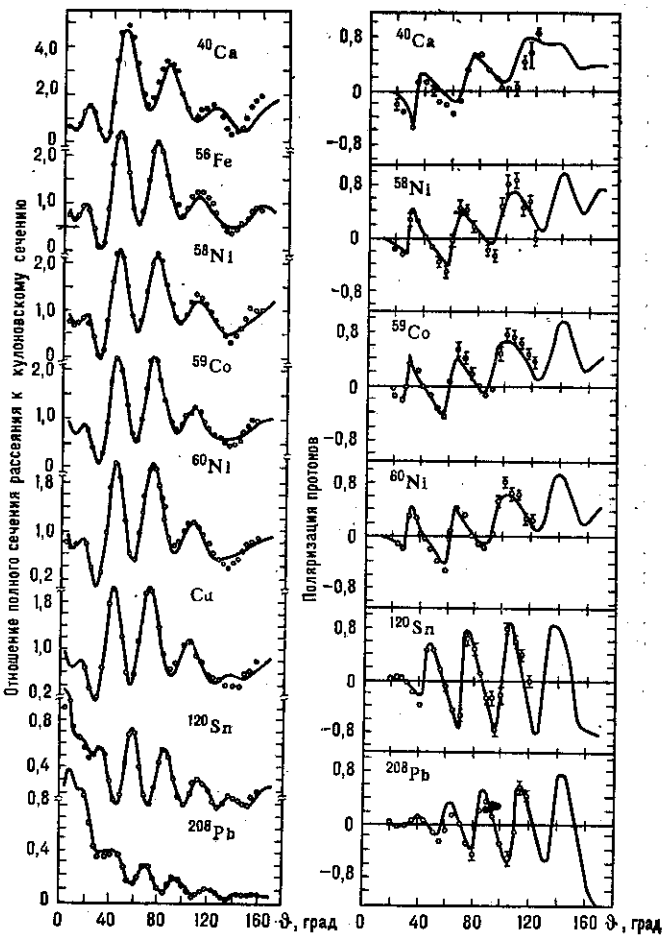


Рис. 1. Дифференциальные сечения рассеяния и поляризации для рассеяния протонов на ряде ядер в зависимости от угла рассеяния ϑ в системе центра масс.

где $V_0(N, Z, \mathscr{E})$ наз. глубиной ОП, $f(r)$ определяется выражением

$$f(r) = \{1 + \exp[(r - R)/a]\}^{-1}, \; R = r_0A^{1/3}. \quad (3)$$

В ф-лах (2) и (3) N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре, r_0, a — параметры О. м. я. В случае протонов ОП содержит также кулоновский потенциал, к-рый обычно берётся в таком же виде, что и в модели оболочек для протонов (см. *Оболочечная модель ядра*). Мнимую часть $W(r)$ иногда выбирают также пропорциональной $f(r)$ (объёмное поглощение), но чаще — в поверхностной форме:

$$W(r) = W_0(N,Z,\mathscr{E})r_0df/dr.$$

Точное описание эксперим. данных по рассеянию нуклонов на ядрах требует подбора параметров r_0, a для каждого ядра и для каждой энергии нуклона. Однако приближённо эти параметры можно считать одинаковыми для всех ядер, за исключением самых лёгких, и не зависящими от энергии. Т. н. параметр диффузности a ($\approx$0,6 Фм) близок к соответствующей величине для зарядовой плотности, r_0($\approx$1,25 Фм) несколько больше, чем соответствующий параметр для плотности нуклонов в ядре, что связано с конечным радиусом ядерных сил. Слабо зависят от числа нуклонов величины W_0, V_{SL}, а зависимость глубины ОП от N и Z аппроксимируется выражением

$$V_0(Z,N,\mathscr{E}) = V_1(\mathscr{E}) + V_2(\mathscr{E})(N - Z)/A.$$

Зависимость от энергии $\mathscr{E}$ наиб. существенна для членов V_0 и W_0 (рис. 2).

Макроскопич. теория ядра как системы мн. тел позволяет рассчитывать ОП нуклонов. В *Хартри — Фока методе* с эфф. силами или в самосогласов. теории конечных ферми-систем ОП выражается через феноменологич. эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие (NN-силы). В теории ядерной материи Бете — Бракнера или в вариац. методах ОП вычисляют из первых принципов, исходя из взаимодействия свободных нуклонов. Простейшие диаграммы Фейнмана для ОП изображены на рис. 3 (см. *Фейнмана диаграммы*).

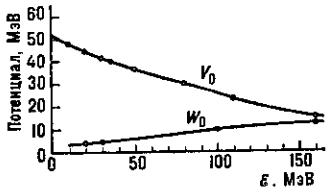


Рис. 2. Зависимость от энергии нейтронов $\mathscr{E}$ действительной и мнимой частей оптического потенциала (для случая объёмного поглощения).

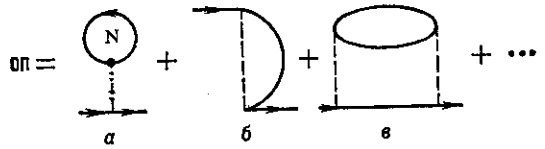


Рис. 3. Простейшие диаграммы для оптического потенциала нуклона; сплошная линия символически изображает распространение нуклона ядра, пунктир — нуклон-нуклонное взаимодействие (суммирование по всем нуклонам ядра).

С позиций микроскопич. теории, ср. поле модели оболочек является аналитич. продолжением ОП в область отрицат. энергий $\mathscr{E} = \mu \simeq -8$ МэВ (при этом $W = 0$). Наоборот, О. м. я. можно рассматривать как распространение модели оболочек в континуум. Микроскопич. теория ядра объясняет (качественно) зависимость параметров ОП от энергии нуклона $\mathscr{E}$. Так, рост W_0 с ростом $\mathscr{E}$ связан с увеличением числа неупругих каналов реакции. В модели *ядерной материи* при малых $\mathscr{E}$ осн. вклад в W_0 вносят диаграммы типа 3(*в*), к-рые приводят к зависимости $W_0 \sim (\mathscr{E} - \mu)^2$. Более слабая (почти линейная) зависимость $W_0(\mathscr{E})$ связана с поверхностным характером поглощения; он же в свою очередь определяется *коллективными возбуждениями ядра*, большинство которых является поверхностными (рис. 4).

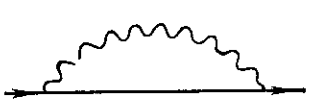


Рис. 4. Диаграмма, приводящая к поверхностному поглощению; волнистая линия символизирует поверхностные возбуждения ядра.

Для нуклонов с энергиями от неск. сотен МэВ до 1 ГэВ ур-ние (1) заменяется аналогичным *Дирака уравнением*. При таких энергиях О. м. я. даёт ещё лучшее согласование с экспериментом, чем в случае низких энергий.

В случае *пионов* с энергиями $\mathscr{E} \leqslant 100$—200 МэВ ОП описывает одновременно и свойства пионных атомов (см. *Адронные атомы*). Волновая ф-ция пиона подчиняется релятивистскому *Клейна — Гордона уравнению* с комплексным ОП U^{π}. Пион-нуклонное рассеяние в основном описывается S- и P-волнами. В соответствии с этим U^{π} содержит два слагаемых U^{π}_S и U^{π}_P; U^{π}_S определяет собственно ОП, а U^{π}_P приводит к появлению эфф. массы, зависящей от координат и отличной от массы свободного пиона m_{π}. Член U^{π}_S описывается диаграммой, отвечающей приближению малой плотности нуклонов в ядре (газовое приближение, рис. 5). Заштрихованный квадрат изображает S-волновую часть амплитуды пион-нуклонного рассеяния A_S (см. *Амплитуда рассеяния*). Этой диаграмме соответствует аналитическое выражение

$$2m_{\pi}U^{\pi}_S = A^{+}_S[\rho^n(r) + \rho^p(r)] + A^{-}_S[\rho^n(r) - \rho^p(r)],$$

где ρ^n, ρ^p — плотности нейтронов и протонов, A^{+}_S, A^{-}_S — изоскалярная и изовекторная компоненты A_S.

Член U^{π}_P определяется диаграммами (рис. 6), где двойная линия отвечает распространению т. н. Δ-изобары (см. *Резонансы*), заштрихованные треугольники изображают совокупности диаграмм, переводящих нуклонную пару частица-дырка или Δ-изобару с нуклонной дыркой в пион. Учёт N—Δ-взаимодействия приводит к нелинейной зависимости U^{π}_P от ρ: $A\rho/(1 + \alpha\rho)$, $\alpha > 0$.

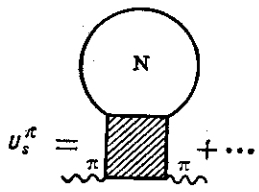


Рис. 5. Основная диаграмма для U^{π}_S.

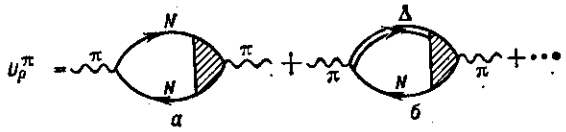


Рис. 6. Диаграммы для U^{π}_P, соответствующие распространению нуклонных частицы — дырки (*а*) и Δ-изобары и нуклонной дырки (*б*).

Расчёт мнимой части ОП из первых принципов сложен. Поэтому обычно используют модель Бракнера, в к-рой $\mathrm{Im}U^{\pi}$ выражается через ширину осн. состояния пионного атома дейтерия. На рис. 7 приведены примеры описания рассеяния π^+ и π^--мезонов с энергией $\mathscr{E} = 80$ МэВ на ядрах ^{40}Ca и ^{90}Zr.

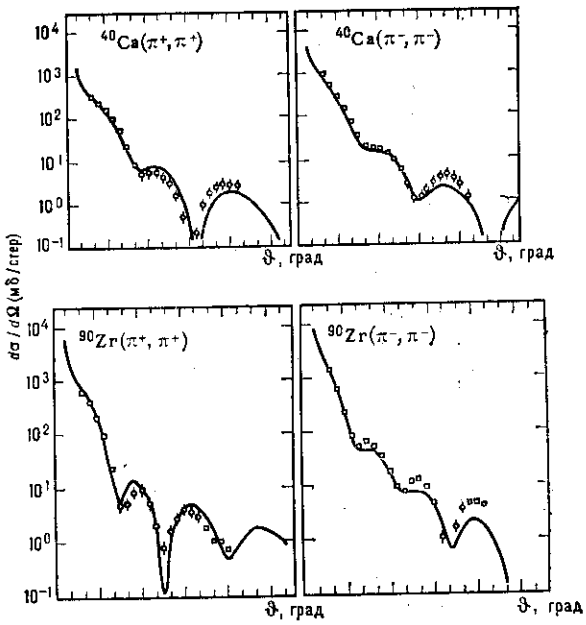


Рис. 7. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ упругого рассеяния π^+- и π^--мезонов на ядрах ^{40}Ca и ^{90}Zr в зависимости от угла рассеяния ϑ.

Для К-мезонов и антипротонов ОП также могут быть вычислены на основе диаграммы рис. 5. Однако амплитуды KN- и $\bar{p}$N-рассеяний известны хуже,

чем πN-амплитуды. На рис. 8 даны примеры рассеяния К-мезонов на ядрах.

Для рассеяния дейтронов и др. ядер, особенно для тяжёлых ионов, О. м. я. находится на феноменологич. уровне, когда теория лишь качественно объясняет форму ОП. О. м. я., описывающая рассеяние тяжёлых

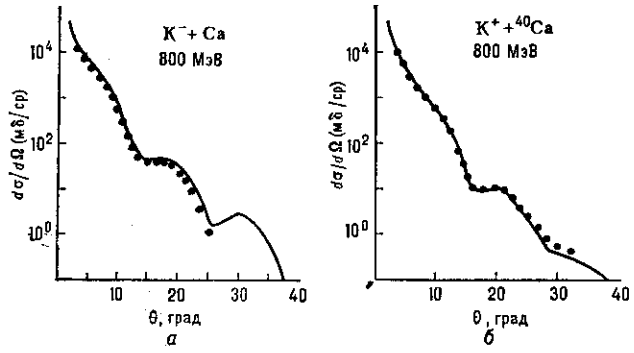


Рис. 8. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ упругого рассеяния K^+- и K^--мезонов на ядрах ^{40}Ca в зависимости от угла рассеяния θ.

ядер, отвечает иной физ. картине, чем О. м. я. для нуклонов. Это обусловлено большими угл. моментами l налетающих ядер. Даже для ионов невысоких энергий ($\mathscr{E} \lesssim 10$ МэВ), лишь незначительно превышающих кулоновский барьер ядра, l велико: $l \sim \sqrt{2M\mathscr{E}}\, r_0 \times \times (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, где $M = M_1M_2/(M_1 + M_2)$ — приведённая масса, A_1 и A_2 — массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени. Поэтому картина рассеяния близка к квазиклассической. При больших прицельных параметрах b рассеяние обусловлено кулоновским взаимодействием. Режим резко меняется для b, меньших т. н. радиуса сильного поглощения $R_П$ (расстояния, отвечающего возникновению контакта двух ядер). Величину $R_П$ аппроксимируют обычно выражениями $R_П = 1{,}5(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ Фм либо $R_П = 1{,}1[(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} + 2{,}5)]$ Фм. Для $b < R_П$ доминирует поглощение. При этом картина рассеяния выглядит как интерференция кулоновского рассеяния и дифракц. рассеяния на чёрной сфере. Гл. роль при этом играет величина $R_П$, а не детали ОП для расстояний $r < R_П$. Для более точного описания рассеяния нужно учитывать частичную прозрачность ядра, т. е. вид ОП в окрестности $R_П$.

О. м. я. позволяет вычислять сечение упругого рассеяния разл. адронов и ядер на атомных ядрах в широком диапазоне энергий и массовых чисел, а также определять поляризацию рассеянных нуклонов и её зависимость от угла рассеяния θ (рис. 9). С О. м. я. тесно

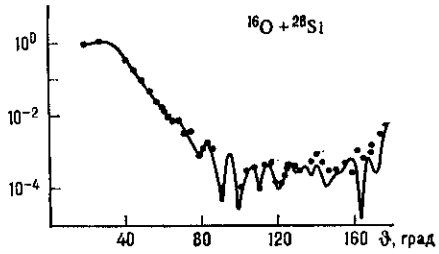


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого рассеяния ионов ^{16}O на ядрах ^{28}Si при энергии ионов $\mathscr{E} = 34{,}8$ МэВ в зависимости от угла рассеяния θ (в системе центра масс).

связаны др. методы, используемые в теории *прямых ядерных реакций*. Напр., в методе искажённых волн, применяемом для описания неупругого рассеяния частиц на ядрах, искажение падающей и рассеянной волн рассчитывается решением ур-ния Шрёдингера с ОП.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971; Barnes P. D., Exotic atoms, K-nucleus scattering and hupernuclei, «Nucl. Phys.», 1982, v. A 374, p. 415; Satchler G. R., Nucleus-nucleus potentials, «Nycl. Phys.», 1983, v. A 409, p. 3.
Э. Е. Саперштейн.

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА в квантовой электронике — процесс создания термодинамически неравновесного состояния вещества под воздействием света (см. *Накачка*).

ОПТИЧЕСКАЯ НУТАЦИЯ — колебательное поведение процессов поглощения и испускания оптич. излучения, обусловленное колебаниями разности населённостей уровней энергии вещества при его взаимодействии с сильным резонансным эл.-магн. полем. О. н.— нестационарный эффект, проявляющийся, когда включение взаимодействия вещества с резонансным полем происходит за время, значительно меньшее времён релаксации квантового перехода (см. *Двухуровневая система*). Физ. природа О. н. заключается в следующем. Пусть в момент времени $t = 0$ мгновенно включается световое поле $E = E_0\cos\omega t$, частота к-рого ω совпадает с частотой ω_{ba} разрешённого перехода между уровнями энергии a и b частиц вещества (атомов, молекул и т. д.). Под действием излучения разность населённостей этих уровней в отсутствие релаксации осциллирует с частотой Раби $\Omega = d_{ab}E_0/\hbar$ (d_{ab} — матричный элемент дипольного момента), т. е. квантовая система периодически переходит из нижнего состояния в верхнее и обратно. Соответственно чередуются процессы поглощения и индуцир. испускания излучения. В результате световая волна на выходе из среды оказывается промодулированной по амплитуде с частотой Ω.

Термин «нутация» заимствован из теории гироскопов. Его использование основано на том, что ур-ния для двухуровневой системы, описывающие эволюцию отклика вещества на воздействие резонансного эл.-магн. излучения, в векторном представлении аналогичны ур-ниям для симметричного волчка. Согласно этим ур-ниям, вектор Блоха, изображающий мгновенное состояние системы, прецессирует под действием излучения на интервалах времени $t \ll T_2$ (T_2 — время поперечной релаксации) вокруг определённого направления с частотой $\Omega' = \sqrt{(\omega - \omega_{ba})^2 + \Omega^2}$, что соответствует изменению угла прецессии волчка, т. е. нутации. Нутационное движение вектора Блоха отражает колебательное поведение амплитуды наведённого полем дипольного момента резонансной частицы и разности населённостей её уровней энергии.

В оптически тонких средах эффект О. н. проявляется в виде затухающих колебаний огибающей импульса резонансного излучения на выходе из среды. Причиной затухания в первую очередь являются процессы релаксации, к-рые приводят к уменьшению амплитуды нутационных колебаний отклика резонансных частиц, а следовательно, и к постепенному уменьшению глубины модуляции прошедшей волны. Если линия резонансного перехода уширена неоднородно, то значит. роль играет также т. н. когерентный механизм затухания: нутационные колебания отклика частиц, имеющие разл. значения ω_{ba}, происходят с разными частотами, что приводит к затуханию ср. по ансамблю осцилляций разности населённостей и амплитуды резонансной поляризации.

Для регистрации эффекта О. н. используются разл. методы: возбуждение резонансного перехода мощными световыми импульсами с длительностью $\tau \ll T_2$; включение взаимодействия оптич. излучения со средой при помощи настройки частоты перехода в резонанс с излучением лазеров непрерывного действия за счёт штарковского сдвига (см. *Штарка эффект*) спектральной линии в импульсном электрич. поле; быстрое переключение частоты генерации лазеров. Кроме модуляции резонансного излучения эффект О. н. проявляется в виде колебаний фототока, обусловленного фотоионизацией возбуждённых атомов, а также в виде колебаний интенсивности излучения, генерируемого за счёт резонансных параметрич. взаимодействий. Своеобразное

проявление О. н. в оптически плотных средах — эффект *самоиндуцированной прозрачности*.

Эффект О. н. является основой ряда методов когерентной *лазерной спектроскопии*. Его применение в первую очередь связано с возможностью прямых измерений матричных элементов квантовых переходов.

Эффект О. н. наблюдался также и в случае многофотонных переходов — при двухфотонном поглощении (см. *Многофотонное поглощение*) и вынужденном комбинац. рассеянии света.

Лит.: Маныкин Э. А., Самарцев В. В., Оптическая эхо-спектроскопия, М., 1984; см. также *лит.* при ст. *Двухуровневая система*.

К. Н. Драбович.

ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ — обработка информации с использованием оптич. излучения как носителя информац. сигнала и оптич. элементов для обработки. Достоинства О. о. и. связаны с возможностью быстрой параллельной обработки больших массивов информации. Наиб. характерной особенностью оптич. сигнала как носителя информации является его двумерность. Это свойство оптич. сигнала связано с малой длиной волны света $\lambda < 1$ мкм. Дело в том, что мин. размеры участка любого изображения, передаваемого с помощью волны, не могут быть меньше λ^2. В оптич. диапазоне эта величина составляет ~ 1 мкм^2, что и позволяет передавать по оптич. лучу небольшого сечения (~ 1 см^2) большое число (до 10^8) бит информации параллельно. Т. о., оптич. излучение даёт возможность представлять информацию в форме двумерных картинок, сменяющих друг друга во времени. Для оценки преимуществ такой формы подачи информации сравним её передачу в кино и по телевидению. В кино информация подаётся с помощью медленно движущейся киноленты со скоростью 24 кадра в секунду с большим объёмом информации в каждом кадре. В телевидении информация передаётся по радиоканалу, последовательно точка за точкой. Скорость передачи информации ~ 6 МГц, т. е. в 250 тысяч раз быстрее, чем в кино. Но качество изображения на киноэкране значительно выше, чем на экране телевизионном. Т. о., даже медленная параллельная подача информации может иметь преимущества перед быстрой последоват. подачей.

Ввод информации в световой луч осуществляется с помощью транспаранта или пространств. *модуляторов света*. Оптич. луч, модулированный в каждой точке своего поперечного сечения, позволяет обрабатывать параллельно сразу большой массив данных, представленный в форме двумерной оптич. картинки. Оптич. устройства дают возможность очень просто и быстро реализовать ряд важных интегральных операций над двумерными сигналами, таких как преобразования Фурье, Гильберта и Лапласа, нахождение свёртки и корреляции двух ф-ций и нек-рые др. Так, обычная оптич. линза позволяет мгновенно получить фурье-спектр оптич. изображения, падающего на эту линзу. Вводя соответствующие фильтры в фокальную плоскость после линзы, можно значительно улучшить качество оптич. изображения или даже увидеть изображение невидимого фазового объекта.

Одной из важнейших проблем, решаемых при О. о. и., является задача распознавания образов. Если надо из набора произвольных двумерных картинок выбрать одну определённую, то для этого весь набор картинок (транспарантов) последовательно вводится в плоскость P_1 оптич. процессора (рис.). Точечный источник L расположен в фокусе линзы $Л_1$, поэтому после прохождения линзы световая волна становится плоской и освещает транспарант в плоскости P_1. Фронт световой волны искажается транспарантом. В плоскости P_2 помещается транспарант, являющийся согласованным фильтром для искомой двумерной картинки. Он обладает тем свойством, что компенсирует искажения волнового фронта, если падающая на него волна является двумерным фурье-спектром от искомой картинки. Если в плоскости P_1 находится искомая картинка, то согласованный с ней фильтр точно компенсирует кривизну падающей на него волны. Поле, прошедшее транспарант в плоскости P_2, оказывается квазиплоской волной и собирается линзой $Л_3$ в небольшое ярко светящееся пятно в плоскости P_3. Если в P_1 помещена к.-л. другая двумерная картинка, не искомая, то компенсации фазовых искажений в плоскости P_2 не происходит, волна после P_2 не является квазиплоской и линза $Л_3$ разбрасывает свет по всей плоскости P_3. Т. о., описанный процессор позволяет по появлению яркого пятна в центре P_3 определить, когда в плоскости P_1 находится искомый образ. Имея набор согласов. фильтров, легко определить, какой из известных сигналов подан на вход оптич. процессора. Подобные процессоры весьма успешно использовались для распознавания букв или даже целых слов в читающих текст машинах.

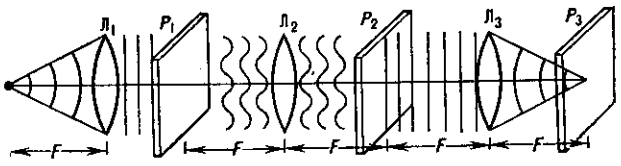


Схема оптического процессора.

Разработаны спец. оптич. схемы, позволяющие получить фильтр, согласованный с любой заранее известной двумерной картинкой. Схемы, подобные изображённой на рис., позволяют с большой скоростью, ограничиваемой только скоростью ввода информации в плоскости P_1 и P_2 и скоростью вывода информации из плоскости P_3, решать задачи О. о. и. Трудности О. о. и. связаны с необходимостью быстрого ввода и вывода информации в оптич. процессор, а также недостаточной точностью обработки данных, введённых в виде аналоговых сигналов в плоскости P_1 и P_2. Последняя трудность устраняется при переходе к цифровым оптич. сигналам.

Лит.: Престон К., Когерентные оптические вычислительные машины, пер. с англ., М., 1974; Парыгин В. Н., Балакший В. И., Оптическая обработка информации, М., 1987.

В. Н. Парыгин.

ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ в полупроводниках — возникновение преимуществ. направления спинов генерируемых носителей зарядов и взаимодействующих с ними ядерных спинов при освещении полупроводника циркулярно поляризов. светом. При правой поляризации спины ориентируются противоположно световому лучу, при левой — вдоль него. О. о. впервые обнаружена Ж. Лампелем (J. Lampel, 1968), теория создана В. И. Перелем и М. И. Дьяконовым (1971). О. о. обусловлена передачей угл. момента циркулярно поляризов. фотонов носителям заряда и ядрам. Спиновая ориентация носителей возникает в результате спин-орбитального взаимодействия. Ядерные спины ориентируются за счёт сверхтонкого взаимодействия с фотовозбуждёнными ориентиров. электронами (см. *Оверхаузера эффект*). Кристаллич. анизотропия и коллективный характер взаимодействия электронных и ядерных спинов определяют существенное отличие О. о. в полупроводниках от *оптической ориентации* парамагн. атомов газа.

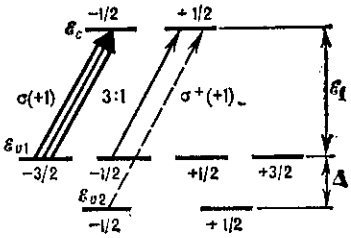


Рис. 1. Схема оптических переходов под действием правоциркулярно поляризованного (σ^+) света в кристаллах $A^{III}B^V$; указаны проекции спина на ось z.

Наиб. полно исследована О. о. спинов в Si и соединениях группы $A^{III}B^V$. На рис. 1 показана схема уровней

у дна зоны проводимости ($\mathscr{E}_c$) и потолка валентных подзон ($\mathscr{E}_{v1}$, $\mathscr{E}_{v2}$) для кристаллов $A^{III}B^{V}$. Зоны $\mathscr{E}_c$ и $\mathscr{E}_v$ образованы вырожденными s- и p-атомными состояниями, к-рым соответствуют величины спина $S = {}^1/_2$, $S = {}^3/_2$ и $S = {}^1/_2$ (в единицах $\hbar$). Каждый подуровень характеризуется проекцией спина на ось квантования, в качестве к-рой выбирается направление светового луча (ось z, рис. 2).

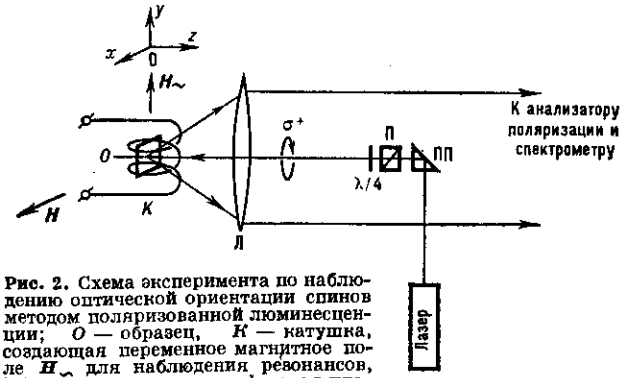


Рис. 2. Схема эксперимента по наблюдению оптической ориентации спинов методом поляризованной люминесценции; *О* — образец, *К* — катушка, создающая переменное магнитное поле $\tilde{H}$ для наблюдения резонансов, $\lambda/4$ — четверть-волновая фазовая пластинка, П — поляризатор, ПП — поворотная призма.

Отношение интенсивностей переходов $-{}^3/_2 \to -{}^1/_2$ и $-{}^1/_2 \to {}^1/_2$, проходящих при поглощении правополяризованных (σ^+) фотонов с энергией $\hbar\omega$, удовлетворяющее условию $\mathscr{E}_g < \hbar\omega < \mathscr{E}_g + \Delta$ ($\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны, Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны), в соответствии с правилами отбора составляет 3:1. Это приводит к степени ориентации (P) электронов при их рождении, равной $P = (N_{-1/2} - N_{+1/2})/(N_{-1/2} + N_{+1/2}) = 50\%$. Здесь $N_{\pm 1/2}$ — заселённости спиновых состояний в зоне проводимости. Средний по ансамблю спин электронов $\langle S \rangle = 0{,}5P = 0{,}25$. При увеличении энергии фотона до значений $\hbar\omega > \mathscr{E}_g + \Delta$ включаются переходы из отщеплённой валентной подзоны $\mathscr{E}_{v2}$, к-рые уменьшают разность заселённостей состояний зоны проводимости с $S = \pm {}^1/_2$ и величину P. Зависимость $P(\omega)$ позволяет определить параметр Δ.

Трудность наблюдения О. о. в твёрдом теле заключается в её быстрой релаксации. Характерные времена спиновой релаксации для электронов $\tau_s^э \sim 10^{-7} - 10^{-10}$ с, а для дырок $\tau_s^д \sim 10^{-10} - 10^{-13}$ с (что на много порядков меньше времён спиновой релаксации свободных атомов в газах). Спиновая система ядер релаксирует медленно: $\tau_s^я \sim 10^{-2} - 1$ с в кристаллах $A^{III}B^{V}$ и $\tau_s^я \sim 10^2 - 10^5$ с в Si.

Методы обнаружения О. о. в полупроводниках базируются либо на возможности наблюдения ориентиров. носителей за времена, меньшие $\tau_s^э$ (метод *поляризованной люминесценции*), либо на наблюдения равновесной ядерной намагниченности (см. ниже), сохраняющейся длит. время (метод *ядерного магнитного резонанса*) и квантовой магнитометрии, использующей *сквиды*. Развит также метод, основанный на циркулярном фотогальваническом эффекте, в к-ром О. о. спинов приводит к появлению тока.

Метод поляризованной люминесценции основан на измерении степени (ρ) циркулярной поляризации *рекомбинационного излучения* (люминесценции) с участием ориентированных носителей. При наблюдении люминесценции вдоль возбуждающего луча $\rho = \langle S \rangle$. Если время жизни фотовозбуждённого неравновесного состояния $\tau \leqslant \tau_s^э$, то наблюдается значит. величина $\rho_0 = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$, где $n_\pm$ — числа фотонов рекомбинац. излучения, поляризованных по правому и левому кругу. При наблюдении люминесценции кристаллов $A^{III}B^{V}$ в направлении возбуждающего луча света $\rho_0 = 0{,}25\tau_s^э/(\tau + \tau_s^э)$; из-за быстрой релаксации вклад поляризации дырок пренебрежимо мал.

Наложение поперечного магн. поля (напр., вдоль оси ox) приводит к ларморовой прецессии спина и уменьшению ρ в дополнение к его понижению вследствие рекомбинации ориентиров. электронов и их спиновой релаксации. Вращение $\boldsymbol{S}$ в поперечном магн. поле $\boldsymbol{H}$ приводит к уменьшению ρ по закону

$$\rho = \rho_0/[1 + (\omega T_S)^2],$$

где

$$T_S^{-1} = \tau^{-1} + \left(\tau_s^э\right)^{-1}, \quad \omega = \mu_Б g H/\hbar$$

(g — фактор спектроскопич. расщепления в магн. поле, $\mu_Б$ — магнетон Бора). По внеш. проявлениям электронный эффект магн. деполяризации люминесценции аналогичен *Ханле эффекту*. Осн. информация об О. о. в кристаллах $A^{III}B^{V}$ получена с помощью поляризов. люминесценции (рис. 2).

Методы ЯМР и квантовой магнитометрии. Большие времена спиновой релаксации ядер $\tau_s^я$ позволяют «накопить» в освещаемом полупроводнике ядерную поляризацию, на неск. порядков превышающую её термодинамически равновесное значение. Процессы О. о. электронных спинов и наблюдение её результатов разделены во времени. Созданную путём освещения в слабом магн. поле ядерную поляризацию измеряют с помощью ЯМР-спектрометра или сквида. Этот метод эффективен для чистого Si, в к-ром наблюдение поляризации люминесценции при О. о. затруднено из-за соотношения $\tau \gg \tau_s^э$. Отказ от регистрации люминесценции позволяет использовать непрямые оптич. переходы с малыми квантовым выходом и коэф. поглощения. Это обеспечивает поляризацию ядерных спинов в объёме образца.

Фотогальванический метод основан на эффекте асимметричного рассеяния ориентированных по спину электронов относительно плоскости, содержащей их спин и импульс p. Эдс возникает за счёт асимметричного рассеяния. Изменение внеш. магн. поля, «разворачивающего» вектор $\langle S \rangle$ относительно импульса $\boldsymbol{p}$ электрона, позволяет варьировать и наблюдать фототок, пропорц. $[\langle \boldsymbol{s} \rangle \boldsymbol{p}]$, обусловленный О. о.

Применение. Методом О. о. в полупроводнике исследуются кинетич. и релаксац. явления, параметры зонной структуры, *дефекты* кристаллич. структуры. Деполяризация рекомбинац. излучения в магн. поле, наблюдаемая в $A^{III}B^{V}$, даёт информацию о механизмах рекомбинации и спиновой релаксации носителей. Для полупроводников характерны специфич. типы спиновой релаксации: при низких темп-рах существенны обмен спином с быстро релаксирующей дыркой (механизм Бира — Аронова — Пикуса), при комнатной темп-ре — механизм Дьяконова — Переля, обусловленный снятием спинового вырождения зон в кристаллах без центра инверсии.

Спиновая «метка» фотовозбуждённых электронов, двигающихся через области переменного состава в варизонных полупроводниках и полупроводниковых структурах, позволяет изучать диффузию и подвижность неравновесных носителей, исследовать процесс переизлучения. Параметры зонной структуры исследуются по зависимости степени поляризации люминесценции или эмитируемых в вакуум электронов от энергии квантов возбуждающего света.

О. о. электронов в кристаллах используется для получения интенсивных поляризов. пучков свободных электронов, т. к. при спец. обработке поверхности кристаллов в высоком вакууме удаётся достичь отрицат. *электронного сродства* и обеспечить высокий квантовый выход *фотоэлектронной эмиссии*.

О. о. ядерных спинов. Наиб. эффективно ядерная поляризация осуществляется за счёт сверхтонкого взаимодействия электронов, локализованных на донорной примеси, причём для мелких уровней электроны взаимодействуют с большим числом ядер (напр., 10^5 для GaAs). При этом действующее на электрон ср. суммарное поле всех ядер ($\boldsymbol{H}_я$), находящихся в области локализации этого электрона, даже при незначит. степени поляризации ядер ($P_я$) может быть большим (в GaAs $\boldsymbol{H}_я$ достигает десятков кЭ). Одновременно на каждое ядро со стороны ориентиров. электронов действует флуктуирующее во времени (из-за рекомбинации и спиновой релаксации) поле электронов, ср. величина к-рого $\boldsymbol{H}_э$ пропорц. $\langle S\rangle$, и при полной поляризации электронов ($\langle S\rangle = 1/2$) измеряется десятками Э. В результате в электронно-ядерной спин-системе в условиях О. о. действует внутр. обратная связь, т. к. величина $\langle S\rangle$ определяется суммарным полем $\boldsymbol{H}_я + \boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{H}$ — внеш. поле), а величина $\boldsymbol{H}_я$ в свою очередь зависит от $\langle S\rangle$ (рис. 3, *а*).

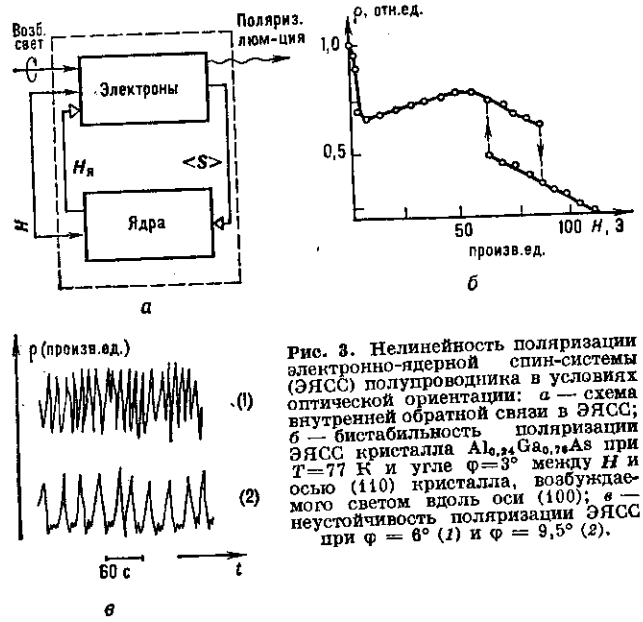


Рис. 3. Нелинейность поляризации электронно-ядерной спин-системы (ЭЯСС) полупроводника в условиях оптической ориентации: *а* — схема внутренней обратной связи в ЭЯСС; *б* — бистабильность поляризации ЭЯСС кристалла $Al_{0,24}Ga_{0,76}As$ при $T=77$ К и угле $\varphi=3°$ между $\boldsymbol{H}$ и осью (110) кристалла, возбуждаемого светом вдоль оси (100); *в* — неустойчивость поляризации ЭЯСС при $\varphi = 6°$ (*1*) и $\varphi = 9{,}5°$ (*2*).

Поведение электронно-ядерной спин-системы в условиях О. о. описывается системой связанных нелинейных ур-ний. При определённой пространственной структуре поля $\boldsymbol{H}_я$ есть области решений, где поляризация электронов и ядер бистабильна (рис. 3, *б*), а также решение, к-рое неустойчиво, что соответствует возникновению незатухающих колебаний (рис. 3, *в*). Бистабильность и неустойчивость поляризации люминесценции наблюдались при О. о. в твёрдых растворах $Al_xGa_{1-x}As$, в к-рых существенную роль играет локальное нарушение кубич. симметрии, вызванное частичным замещением атомов Ga на Al. Период незатухающих колебаний ρ в зависимости от внеш. условий изменялся в диапазоне 10—50 с. Нелинейные эффекты — следствие коллективного характера электронно-ядерных взаимодействий при О. о. Они наблюдались в диапазоне $\boldsymbol{H} \sim 0{,}1$—1000 Э.

Оптическое охлаждение ядерной спин-системы (ЯСС). Энергетич. состояние ЯСС характеризуется спиновой темп-рой ϑ, которая определяется спин-спиновым взаимодействием ядер. Это взаимодействие значительно сильнее спин-решёточного, характеризующего обмен энергий между ЯСС и решёткой, что обеспечивает возможность достижения значений ϑ, на неск. порядков меньше темп-ры решётки T. Изменение ориентации ядер, вызванное взаимодействием с оптически ориентиров. электронами, сопровождается изменением энергии ядерных спинов в их локальном поле $\boldsymbol{H}_л$, созданном на данном ядре всеми остальными ядрами. Согласно теории:

$$\vartheta^{-1} = 4IH\langle S\rangle/\mu\left(H^2 + H_л^2\right),$$

где I и μ — спин и магн. момент ядра. Мерой ϑ в поле H служит ср. спин ядер:

$$\langle I\rangle = {}^1/_3(I+1)\mu\vartheta^{-1}H$$

($H_я$ пропорц. $\langle I\rangle$). После выключения поля H поляризация ядер исчезает ($\langle I\rangle \to 0$) и величина ϑ не может быть измерена непосредственно. Однако, т. к. спин-решёточная связь мала, состояние с уменьшенной величиной ϑ, соответствующее уменьшению числа возможных спиновых конфигураций, сохраняется в течение длит. времени $T_я$. Если включить через время $t < T_я$ измерительное поле $H_{изм} \perp \langle S\rangle$, то поляризация ядер вдоль $H_{изм}$ вызывает деполяризацию люминесценции в течение времени релаксации ЯСС.

При оптич. охлаждении ЯСС в кристаллах $A^{III}B^{V}$ достигнуты $\vartheta \sim 1$—$5\cdot10^{-6}$ К, а для магниторазбавленной системы ядер ^{29}Si (4%) в кремнии получены $\vartheta \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ К.

Оптич. охлаждение ядер возможно также и в поле ориентиров. электронов $\boldsymbol{H}_э$, если $\boldsymbol{H} = 0$ или $\boldsymbol{H} \perp \langle \boldsymbol{S}\rangle$. В последнем случае поляризация ядер вдоль $\boldsymbol{H}$ может усиливать или ослаблять деполяризующее действие $\boldsymbol{H}$ в зависимости от взаимной ориентации $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{H}_я$. На рис. 4 показана кривая $\rho(H)$ для кристалла AlGaAs, в

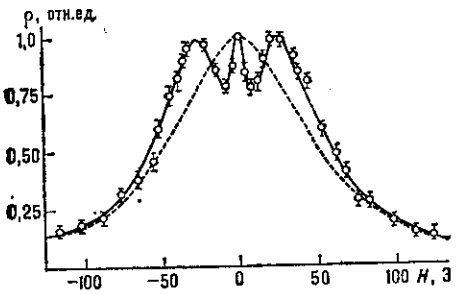


Рис. 4. Магнитная деполяризация люминесценции кристалла $Al_{0,24}Ga_{0,76}As$ при $T=77$ К и $\varphi=45°$; при $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_я$ $\rho(H)=\rho(0)$.

к-ром $\boldsymbol{H}_я \Uparrow\Downarrow \boldsymbol{H}$. При $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_я$ действие поля компенсируется и величина $\rho(\boldsymbol{H})$ восстанавливается до значения $\rho(0)$. Пунктир — зависимость $\rho(H)$ для электронов при $\boldsymbol{H}_я = 0$. Действие света имеет следствием охлаждение ЯСС, а поляризация ядер возникает в результате установления термодинамич. равновесия во внеш. поле в условиях низкой спиновой темп-ры.

Оптическое детектирование парамагнитного резонанса. В условиях накопления поляризации ядер на электронные спины кроме внеш. поля действует эффективное поле ядер $\boldsymbol{H}_я$, что влияет на вид зависимостей $\rho(H)$ и позволяет оптически детектировать ЯМР в малых объёмах ($\sim10^{-7}$ см^3) при поглощении света в приповерхностном слое с толщиной меньше 1 мкм. Значит. поляризация ядер, к-рая может быть получена в условиях оптич. охлаждения их спин-системы, позволяет обнаружить ЯМР в слабых внеш. магн. полях. Уменьшение $\boldsymbol{H}_я$ в результате деполяризации ядер в условиях резонанса приводит к изменению поляризации люминесценции, что и делает возможным оптич. детектирование ЯМР. При этом удаётся наблюдать резонансные переходы с одноврем. переворотом спинов как в одной, так и в разных подрешётках кристалла (рис. 5).

В условиях О. о. ядерный резонанс можно возбудить без внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$, если промодулировать поляризацию или интенсивность возбуждающего света с частотой вблизи частоты ларморовой прецессии ядерных спинов в поле $\boldsymbol{H}_э \propto \langle \boldsymbol{S}\rangle$. В этом случае роль внеш. поля $\boldsymbol{H}$ играет осциллирующее поле электронов $\boldsymbol{H}_э$.

Оптич. детектирование электронного парамагн. резонанса (ЭПР) основано на уменьшении созданной светом разности заселённостей подуровней $\pm^1/_2$ в зоне проводимости под действием переменного поля $H_\sim$ с частотой ЭПР. Уменьшение поляризации люминесценции в условиях ЭПР позволяет регистрировать резонанс

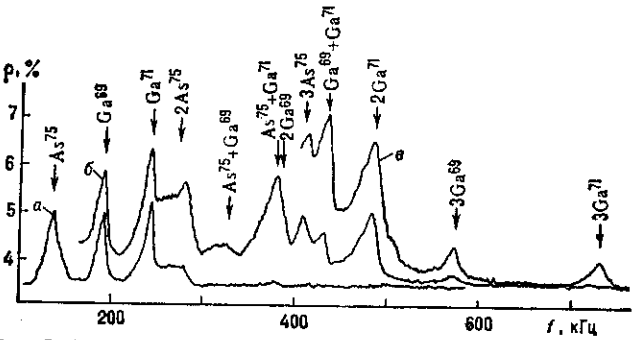


Рис. 5. Спектр ЯМР в кристалле GaAs при $T = 1{,}9$ К и разных амплитудах переменного магнитного поля (рис. 2): *а* — односпиновый резонанс ($H_\sim \sim 0{,}16$ Э), *б* — одно- и двухспиновые ($H_\sim \sim 1{,}6$ Э), *в* — двух- и трёхспиновые ($H_\sim \sim 9{,}6$ Э).

при малой концентрации неравновесных электронов. Так были определены g-факторы ряда полупроводников, для к-рых обычная техника ЭПР была неэффективной.

Спиновая ориентация горячих электронов. Корреляция между ориентациями спинов и импульсов электронов в момент их возбуждения в кристаллах $A^{III}B^{V}$ приводит к возрастанию степени циркулярной поляризации «горячей» люминесценции, наблюдаемой на КВ-краю линии рекомбинац. излучения ($\rho > 0{,}4$ для GaAs). Продольное (относительно возбуждающего луча) магн. поле H нарушает корреляцию спина и импульса электронов из-за различия *циклотронной частоты*, характеризующей изменение импульса, и ларморовой частоты прецессии спина. Это приводит к необычному изменению циркулярной поляризации люминесценции в продольном магн. поле — величина ρ уменьшается. Анализ зависимостей $\rho(H)$ позволяет изучать в стационарных условиях быстропротекающие процессы импульсной релаксации с характерными временами $\tau \leqslant 10^{-13}$ с.

Лит.: Дьяконов М. И. и др., Ориентация электронных спинов в полупроводниках, «УФН», 1971, т. 105, с. 772; Захарченя Б. П. и др., Спектр и поляризация фотолюминесценции горячих электронов в полупроводниках, «УФН», 1982, т. 136, с. 459; Оптическая ориентация, под ред. Б. П. Захарчени и Ф. Майера, М.— Л., 1990. *В. Г. Флейшер.*

ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ парамагнитных атомов газа — ориентация в определённом направлении угл. моментов (механических и связанных с ними магнитных) атомов (или ионов) под действием поляризованного по кругу оптич. излучения резонансной частоты. Открыта А. Кастлером (A. Kastler) в 1953. О. о. является частным случаем оптич. накачки — перевода вещества в неравновесное состояние в процессе поглощения им света.

При О. о. в отсутствие магн. поля угл. моменты атомов ориентируются по или против направления луча ориентирующего света в зависимости от знака круговой поляризации света, а также от сочетания величин угл. момента в основном (J_0) и возбуждённом (J) состояниях атома. Возникает суммарный макроскопич. вектор ориентации. Величина О. о. в простейшем случае двух уровней характеризуется отношением разности населённости уровней к их сумме. При наличии магн. поля в системе сохраняется проекция вектора ориентации на направление вектора магн. индукции.

Если за время жизни возбуждённого состояния атом не подвергается столкновениям с переворотами угл. момента, то процесс ориентации можно рассматривать как следствие закона сохранения проекции угл. момента в системе атом — излучение: каждый фотон циркулярно поляризов. света обладает проекцией угл. момента ($\pm \hbar$) на направление своего распространения и, будучи поглощён, передаёт этот угл. момент возбуждённому атому — ориентирует его. Спонтанное испускание возвращает атом в осн. состояние, причём ориентация атома в среднем сохраняется (вследствие изотропности спонтанного испускания).

Если ориентация возбуждённых атомов устраняется в результате столкновений, то ориентация атомов в осн. состоянии может возникать за счёт различия вероятности возбуждения атомов, по-разному ориентированных относительно луча света. При этом ориентация совпадает со знаком поляризации света, если $J_0 \geqslant J$, и противоположна при $J_0 < J$. Это приводит к зависимости знака и величины О. о. атомов от спектрального состава ориентирующего света. Так, атомы щелочных металлов в буферных газах (см. ниже) ориентируются двумя линиями гл. дублета (переходы $J_0 = {}^1/_2 \rightarrow J = {}^1/_2$ и $J_0 = {}^1/_2 \rightarrow J = {}^3/_2$) в противоположные стороны, а поэтому ориентация возникает лишь в меру различия интенсивностей этих линий.

Равновесное значение О. о. устанавливается в процессе конкуренции ориентирующего действия света, пропорц. произведению интенсивности света на вероятность поглощения, и процессов дезориентации при межатомных столкновениях и при столкновениях ориентиров. атомов со стенками сосуда. Для атомов, угл. момент к-рых имеет чисто спиновую природу (S-состояние), сечения дезориентирующих столкновений с частицами без спинового момента оказываются очень малыми (менее 10^{-20} см^2 для инертных газов). На этом основано использование таких (т. н. буферных) газов, присутствие к-рых не разрушает ориентацию и одновременно увеличивает время диффузии атомов к стенке сосуда, где ориентация теряется.

Др. эффективное средство сохранения О. о.— за счёт снижения скорости релаксации, к-рое происходит при нанесении на стенки сосуда спец. покрытий с малой энергией адсорбции ориентируемых атомов (напр., парафины). Указанные методы позволяют достичь времён релаксации спина вплоть до 1 с. Для чисто ядерных парамагнетиков (атомы металлов второй группы, гелий ^{3}He) времена релаксации спина ядра могут быть ещё много выше. Длит. времена релаксации позволяют ориентировать атомы светом малой интенсивности, обычно $< 10^{-3}$ Вт/см^2.

Возникающая О. о. атомов наиб. эффективно детектируется по сопутствующей оптич. анизотропии вещества — по круговому дихроизму поглощения и люминесценции и по круговому *двойному лучепреломлению*.

Процесс О. о. атомов непосредственно применим к атомам щелочных металлов, металлов второй группы (Cd, Zn, Hg), к атомам инертных газов в метастабильных состояниях и к нек-рым др. С появлением перестраиваемых лазеров стало возможно ориентировать кроме атомов и молекулы, для к-рых характерны большие сечения разрушения ориентации. Мн. объекты, для к-рых прямая О. о. не осуществима по тем или иным причинам (атомы с линиями поглощения в недоступной спектральной области, ионы, свободные электроны), могут ориентироваться при столкновениях с непосредственно ориентируемыми атомами (спиновый обмен).

Техника О. о. атомов проста. Атомарный пар в прозрачной колбе с буферным газом (или буферным покрытием стенок) облучается светом газового разряда в парах того же элемента, к-рый подвергается ориентации. Ориентирующий свет перед облучением паров поляризуется и фильтруется по частоте. Постоянные и переменные магн. поля, налагаемые на рабочий объём, изменяют состояние ориентации, что фиксируется обычно с помощью фотодетектора, измеряющего интенсивность прошедшего света. Часто О. о. осуществляется в атомных пучках.

О. о. атомов вместе с оптич. детектированием состояния ориентации применяется прежде всего в магниторезонансных исследованиях [метод двойного радиооптического резонанса (ДРОР), см. *Двойной резонанс*]. По чувствительности, определяемой мин. концентрацией исследуемых частиц, ДРОР на много порядков превосходит обычные методы магн. резонанса и успешно конкурирует с методом молекулярных и атомных пучков, будучи технически несравненно более простым. Для исследования магн. резонанса возбуждённых атомов метод ДРОР является единственно возможным.

О. о. используется также в исследованиях радионуклидов. Для атомов, ядра к-рых обладают угл. моментом, О. о. электронной оболочки сопровождается ориентацией ядер, что обнаруживается по анизотропии вылета продуктов распада ядер. Этот эффект позволяет проводить измерения *изотопических сдвигов* и сверхтонкой структуры спектральных линий короткоживущих изотопов в исчезающе малых концентрациях (единицы атомов в 1 $см^3$).

Техн. приложения О. о. атомов в основном связаны с измерениями величины магн. поля. Большие времена релаксации обеспечивают узость линий магн. резонанса (единицы Гц), что позволяет с большой точностью измерять их частоту и тем самым индукцию магн. поля. Магнитометры на этом принципе (*квантовые магнитометры*) используются для измерений полей геомагн. диапазона и ниже. Их гл. достоинство — очень высокая чувствительность (до 10^{-12} Тл/Гц), не зависящая от величины индукции измеряемого поля.

Для атомов, обладающих как электронным, так и ядерным угл. моментом, возможен особый вид О. о., при к-рой достигается взаимная ориентация ядерного и электронного угл. моментов с сохранением изотропности распределения суммарного угл. момента. Этот тип О. о. наз. сверхтонкой оптической накачкой и осуществляется неполяризованным и строго монохроматич. светом, возбуждающим атомы с одного из подуровней сверхтонкой структуры осн. состояния. Сверхтонкая накачка применяется в *оптических стандартах частоты*. Напр., в рубидиевых стандартах частоты в качестве эталонного используют переход 6834 МГц атомов ^{87}Rb. Такие стандарты обеспечивают постоянство частоты в пределах до 10^{-11} от номинального значения, отличаясь простотой конструкции, малой ценой и габаритами.

О. о. является частным случаем анизотропии распределения проекций угл. момента в атомном ансамбле, возникающей под действием света. В общем случае такая анизотропия описывается тензором ранга $2J_0$ (статистич. тензор). Ориентации соответствует вектор, компоненты к-рого включаются в матрицу компонент тензора. Кроме ориентации вторым важнейшим типом анизотропии служит *выстраивание*, описываемое тензором второго ранга. Выстраивание возможно при $J_0 \geqslant 1$.

Лит.: Скроцкий Г. В., Изюмова Т. Г., Оптическая ориентация атомов и ее применения, «УФН», 1961, т. 73, с. 423; Дьяконов М. И. и др., Ориентация электронных спинов в полупроводниках, «УФН», 1971, т. 105, с. 772; Harper W., Optical pumping, «Rev. Mod. Phys.», 1972, v. 44, № 2, p. 169; Optical orientation, Amst. — [a. o.], 1984.

Е. Б. Александров.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ОСЬ кристалла — направление в кристалле, вдоль к-рого скорости распространения необыкновенного и обыкновенного лучей равны, т. е. в этом направлении не наблюдается *двойное лучепреломление*. Различают О. о. 1-го рода (бирадиали), вдоль к-рых равны лучевые скорости, и О. о. 2-го рода (бинормали), вдоль к-рых равны нормальные скорости. См. *Кристаллооптика*.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ОСЬ линзы (вогнутого или выпуклого зеркала) — прямая линия, являющаяся осью симметрии преломляющих поверхностей линзы (или отражающей поверхности зеркала); проходит через центры этих поверхностей перпендикулярно к ним. Оптич. поверхности, обладающие О. о., наз. осесимметричными (см. *Зеркало* оптическое, *Линза*). О. о. оптич. системы — общая ось всех входящих в систему линз и зеркал.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ПЛО́ТНОСТЬ (D) — мера непрозрачности слоя вещества толщиной l для световых лучей; характеризует ослабление оптич. излучения в слоях разл. веществ (красителях, светофильтрах, растворах, газах и т. п.). Для неотражающего слоя $D = \lg I_0/I = k_\lambda l$, где I — интенсивность излучения, прошедшего поглощающую среду; I_0 — интенсивность излучения, падающего на поглощающую среду; k_λ — *поглощения показатель* среды для излучения с длиной волны λ, связанный с уд. показателем поглощения $\varkappa_\lambda$ в *Бугера — Ламберта — Бера законе* соотношением $k_\lambda = 2{,}303\varkappa_\lambda$. О. п. может быть определена и как логарифм величины, обратной *пропускания коэффициенту* τ слоя вещества: $D = \lg(1/\tau)$. Введение О. п. удобно при вычислениях, т. к. она меняется на неск. единиц, тогда как величина I_0/I может для разл. образцов и на разл. участках спектра изменяться на неск. порядков. О. п. смеси нереагирующих друг с другом веществ равна сумме О. п. отд. компонентов.

Л. Н. Капорский.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ СВЯЗЬ — передача информации с помощью эл.-магн. волн оптич. диапазона. Идея О. с. известна человечеству давно (обыкновенные костры, с кон. 18 в. семафорная азбука), однако лишь с созданием лазеров появилась реальная возможность построения широкополосных систем О. с.

Особенностью оптич. информац. систем является большая пропускная способность, обусловленная высоким значением несущей частоты, и, следовательно, возможность передачи больших объёмов информации с большой скоростью (c). Малая угл. расходимость лазерного луча обеспечивает пространств. скрытность и высокую энергетич. помехоустойчивость передачи информации по оптич. каналу связи при малых габаритах приёмопередающих устройств.

Физическая модель системы О. с. состоит в том, что информац. сигнал в кодирующем устройстве преобразуется в вид, удобный для модуляции, затем поступает в подмодулятор-усилитель и далее в цепь возбуждения модулятора. С помощью внеш. или внутр. модулятора осуществляется модуляция амплитуды, интенсивности, частоты, фазы или поляризации сигнала несущей частоты в соответствии с информац. сигналом (см. *Модуляция света*). Затем модулиров. лазерный луч коллимируется оптич. системой и посылается на объект. С помощью приёмной оптич. системы сигнал фокусируется на фотоприёмник, выходной электрич. сигнал к-рого обрабатывается далее с целью выделения информац. сигнала. Возможны два способа приёма оптич. сигнала — прямое детектирование и гетеродинный приём. В гетеродинных приёмных системах и в системах связи на поднесущей частоте сигнал преобразуется или переносится в НЧ-область.

Оптич. системы связи делятся на открытые — наземные или космические, и закрытые — световодные. Оптич. линии связи в атмосфере сильно зависят от метеоусловий, от наличия пыли, дыма и др. включений. Турбулентные явления в атмосфере приводят к флуктуациям показателя преломления среды и, следовательно, к искажениям луча и флуктуациям угла прихода излучения на фотоприёмник.

Высокая степень когерентности лазерного излучения позволяет использовать помехоустойчивые методы модуляции — частотную, фазовую и поляризац. модуляцию. Известны системы О. с. с применением поляризац. модуляции излучения непрерывных газовых лазеров (лазер He — Ne с $\lambda = 0{,}63$ мкм и CO_2-лазер с $\lambda = 10{,}6$ мкм) для передачи как аналоговой, так и цифровой информации. Для передачи последней наиб. удобна импульсная модуляция интенсивности *полупроводниковых лазеров* током накачки.

Дальность действия линии О. с. в наземных условиях ограничена пределами прямой видимости. Однако

можно осуществлять загоризонтную связь, используя рассеяние света атмосферой — лазерные линии связи с атм. каналом рассеяния.

Среди открытых линий связи перспективны линии связи Земля — космос и космос — космос, где на больших расстояниях (напр., $1{,}6 \cdot 10^8$ км до планеты Марс) необходимо передавать большой объём информации с большой скоростью (10^6 бит/с).

Закрытые линии связи. В земных условиях наиб. перспективны закрытые волоконно-оптич. линии связи (ВОЛС). Малое затухание оптич. сигналов в одномодовых волоконных световодах на основе кварцевого стекла (см. *Волоконная оптика*) и ряд их принципиальных преимуществ перед проводной связью дают возможность широкого использования их в протяжённых линиях связи.

Многомодовые ВОЛС имеют принципиальные ограничения по протяжённости и по скорости передачи цифровой информации, определяемые затуханием и уширением импульсов оптич. сигналов. Последнее обусловлено модовой и хроматич. дисперсиями многомодового оптич. волокна. Использование одномодовых волоконных световодов с малым затуханием (0,2 дБ/км) совместно с полупроводниковыми лазерами, работающими с мин. шириной спектра излучения, позволяет свести к минимуму влияние дисперсии на $\lambda = 1{,}3$ мкм и передавать цифровую информацию с высокой скоростью и на большие расстояния.

Параметром для оценки возможностей высокоскоростной передачи информации является произведение скорости передачи информации на расстояние. Для одномодовых ВОЛС на длине волны излучения 1,55 мкм этот параметр может превышать 200 (Гбит/с)·км.

Специфич. особенностью систем О. с. в сравнении с радиотехн. системами является ограниченная величина энергетич. потенциала — отношение мощности источника излучения к мощности оптич. сигнала, поступающей с выхода волоконной линии в фотоприёмник и необходимой для регистрации сигнала с требуемой вероятностью ошибки (не более 10^{-9}).

Для выделения информац. сигнала на приёмник должно поступать определённое число фотонов. При увеличении скорости передачи информации и сохранении при этом одной и той же вероятности ошибки должна возрастать оптич. мощность, детектируемая фотоприёмником. Поэтому актуальной задачей является разработка волоконных световодов с малым затуханием и эфф. систем ввода и вывода излучения из световода.

Наряду с быстродействием и помехозащищённостью волоконные линии передачи сигналов информации должны обладать достоверностью и стабильностью метрологич. характеристик. Это практически исключает использование в ВОЛС амплитудной модуляции, т. к. величина сигнала на выходе линии связи зависит от обстановки в линии связи, в частности от затухания. Кроме того, деградация со временем излучателей и приёмников, температурные эффекты и др. факторы могут приводить к ухудшению качества связи. Наиб. перспективной является передача цифровой информации с помощью импульсных методов модуляции.

Разработка долгоживущих ($\sim 10^4$ ч) полупроводниковых лазеров с $\lambda = 1{,}3$ мкм и полосой частот модуляции до 10 ГГц, широкополосных высокочувствит. фотоприёмных устройств, а также световодов с малыми потерями приведёт к доминирующему положению О. с. уже в ближайшее время.

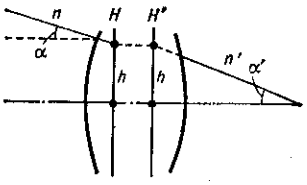
В наст. время (90-е гг.) построены и успешно эксплуатируются многочисл. волоконные линии О. с. Перспективно применение ВОЛС для кабельного телевидения, передачи информации в вычислит. технике и системах спец. внутриобъектовой связи, межконтинентальных линиях связи.

Развитие линий О. с. связано с развитием *интегральной оптики*. Использование планарных волноводных модуляторов, переключателей, ответвителей, фильтров и т. д. позволит создать быстродействующие, широкополосные, эфф. линии О. с. для высокоскоростной передачи информации.

Лит.: Пратт В., Лазерные системы связи, пер. с англ., М., 1972; Волоконно-оптическая связь. Приборы, схемы и системы, пер. с англ., М., 1982; Оптические системы передачи информации по атмосферному каналу, М., 1985; Хинрикус Х. В., Шумы в лазерных информационных системах, М., 1987; Техника оптической связи. Фотоприемники, пер. с англ., М., 1988; Гауэр Д., Оптические системы связи, пер. с англ., М., 1989.

Ю. В. Попов, В. Б. Волконский.

ОПТИЧЕСКАЯ СИЛА (Ф) — величина, характеризующая преломляющую способность осесимметричных оптич. систем (линз и систем таких линз). Преломление луча, проходящего через оптич. систему с О. с. Ф, определяется по ф-ле $\Phi = (n'\alpha' - n\alpha)/h$, где α и α' — углы параксиального луча с осью системы до и после преломления; h — высота пересечения луча с гл. плоскостями H и H'; n' и n — показатели преломления сред, расположенных соответственно за и перед оптич. системой (рис.).

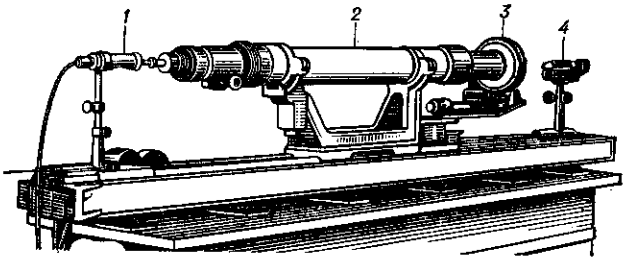


О. с. сферич. поверхности радиуса r, разделяющей две среды с n и n', равна $\Phi = (n' - n)/r$. О. с.— величина, обратная фокусному расстоянию системы. $\Phi = n'/f' = n/f$; f' и f — заднее и переднее фокусные расстояния системы (см. *Кардинальные точки оптической системы*). Для системы, находящейся в воздухе ($n = n' = 1$), $\Phi = 1/f'$. О. с. измеряется в диоптриях ($м^{-1}$), она положительна для собирающих систем и отрицательна для рассеивающих.

О. с. системы из двух компонентов (двух линз или двух сферич. поверхностей), обладающих О. с. Φ_1 и Φ_2, определяется ф-лой $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2$, где d — расстояние между задней гл. плоскостью первого компонента и передней гл. плоскостью второго для случая двух линз в воздухе. $d = \Delta/n''$ для двух сферич. поверхностей (Δ — расстояние между вершинами сферич. поверхностей, n'' — показатель преломления среды).

Понятием О. с. особенно широко пользуются в очковой оптике (см. также *Линза*).

ОПТИЧЕСКАЯ СКАМЬЯ — установка, состоящая из длинной прямолинейной станины спец. сечения с устанавливаемыми на ней рейтерами, к-рые могут свободно вдоль неё перемещаться или жёстко закрепляться (рис.). Рейтеры состоят из различных оптич. устройств и держателей для крепления оптич. деталей,



Оптическая скамья ОСК-2: *1* — осветитель; *2* — коллиматор; *3* — суппорт с вращающейся универсальной оправой; *4* — микроскоп.

узлов и приборов, к-рые расположены на одной оптич. оси. О. с. предназначается для визуальных, фотогр. и фотоэлектрич. исследований оптич. приборов. С её помощью определяют центрированность и разрешающую способность оптич. систем и измеряют их оптич. характеристики: фокусные расстояния, увеличения, диаметры входных и выходных зрачков, коэф. пропускания света, аберрации и т. д.

Лит.: Афанасьев В. А., Оптические измерения, М., 1961.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ТЕОРЕ́МА в квантовой теории — соотношение между полным сечением рассеяния σ_t и мнимой частью *амплитуды рассеяния* $f(\theta)$ на нулевой угол:

$$\sigma_t = (4\pi/k)\mathrm{Im}f(0), \qquad (1)$$

где k — волновое число, θ — угол рассеяния в системе центра инерции. Соотношение (1) следует из выражения амплитуды упругого рассеяния

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(\eta_l - 1)P_l(\cos\theta) \qquad (2)$$

бесспиновой частицы на сферически-симметричной мишени. Здесь P_l — полиномы Лежандра, η_l — нек-рые комплексные числа, не превосходящие по абс. значению единицы: $|\eta_l| \leqslant 1$, характеризующие процесс упругого и неупругого рассеяния частиц с орбитальным моментом l (в случае чисто упругого рассеяния $|\eta_l| = 1$ и они представимы в виде $\eta_l = \exp(2i\delta_l)$, δ_l — фаза рассеяния). Сравнение мнимой части амплитуды (2) при $\theta = 0$ с суммой полных сечений упругого ($\sigma_{\text{упр}}$) и неупругого ($\sigma_{\text{неупр}}$) рассеяния

$$\sigma_{\text{упр}} \equiv \int\int |f(\theta)|^2 d\Omega = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|\eta_l - 1|^2, \qquad (3)$$

$$\sigma_{\text{неупр}} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1 - |\eta_l|^2) \qquad (4)$$

непосредственно приводит к соотношению (1), где

$$\sigma_t \equiv \sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}}. \qquad (5)$$

Однако область применимости (1) гораздо шире, и О. т. имеет место как при отсутствии сферич. симметрии в рассматриваемой задаче рассеяния, так и при наличии спина у падающей частицы и (или) у частицы-мишени. Соотношение (1) отражает очевидный физ. факт выбывания частиц из пучка, прошедшего через мишень, как это следует из определения сечения рассеяния

$$d\sigma = j_{\text{расс}}dS/j_{\text{пад}}, \qquad (6)$$

где $j_{\text{пад}}$ и $j_{\text{расс}}$ — плотности потока вероятности падающих и рассеянных частиц (dS — элемент площади). Ослабление прошедшей волны может быть связано лишь с интерференцией падающей волны с рассеянной на нулевой угол. Для изучения роли интерференции необходимо рассмотреть баланс ухода и прихода частиц через поверхность нек-рой достаточно удалённой сферы радиуса r. При чисто упругом рассеянии это означает равенство нулю потока вероятности через данную сферу. Составленная для волновой ф-ции, отвечающей задаче рассеяния,

$$\psi_{r\to\infty} \approx \frac{1}{\sqrt{v}}\left\{e^{ikr} + \frac{f(\theta,\varphi)}{r}e^{ikr}\right\} \qquad (7)$$

[v — скорость частицы; для удобства волновая ф-ция (7) нормирована на единичную падающую плотность потока], радиальная компонента плотности потока вероятности имеет вид

$$j_r \equiv \frac{\hbar}{m}\mathrm{Im}\left(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) \approx \cos\theta + \frac{|f(\theta,\varphi)|^2}{r^2} + j_{\text{интерфер}}, \qquad (8)$$

где первое слагаемое описывает падающие частицы, второе — рассеянные, а третье

$$j_{\text{интерфер}} = \mathrm{Im}\{i(1+\cos\theta)/r^{-1}\exp[ikr(1-\cos\theta)]\} \qquad (9)$$

представляет собой ту часть плотности потока вероятности, к-рая описывает интерференцию падающих и рассеянных частиц. Т. о.,

$$\int\int j_r dS = 0, \qquad (10)$$

т. е. все влетевшие внутрь сферы частицы вылетают из неё. Из (10) следует

$$\sigma_{\text{упр}} + \int\int j_{\text{интерфер}}dS = 0. \qquad (11)$$

Из-за осцилляций при изменении θ выражения (9) (тем более быстрых, чем больше r) интеграл в (11) «набирается» в малой области углов θ вблизи $\theta = 0$ и в пределе при $r \to \infty$ равен

$$\int\int j_{\text{интерфер}}dS = -4\pi k^{-1}\mathrm{Im}f(\theta = 0). \qquad (12)$$

Если имеют место неупругие процессы, то возникает обусловленный ими дефицит уходящих частиц (по сравнению с приходящими), равный сечению неупругого рассеяния:

$$\int\int j_r dS = -\sigma_{\text{неупр}}, \qquad (13)$$

откуда сразу следует соотношение (1).

Необходимая модификация вида соотношения (1), вызванная учётом спина, иллюстрируется рассмотрением рассеяния частицы со спином $^1/_2$ на бесспиновой мишени. В этом случае амплитуда рассеяния является нек-рым спиновым оператором и содержит два слагаемых: одно отвечает упругому рассеянию без изменения ориентации спина [оно обозначено через $f(\theta, \varphi)$], второе же равно произведению нек-рой ф-ции $g(\theta, \varphi)$ на оператор переворота спина (spin-flip). Очевидно, что с падающей волной интерферирует лишь амплитуда $f(\theta, \varphi)$, поэтому опять имеет место соотношение (1), в к-ром, однако, полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_{\text{упр}} = \int\int |f(\theta,\varphi)|^2 d\Omega + \int\int |g(\theta,\varphi)|^2 d\Omega \qquad (14)$$

содержит вклады от обеих амплитуд рассеяния: без переворота и с переворотом спина.

Одним из осн. применений О. т. является *дисперсионных соотношений метод*.

Лит.: Feenberg E., Scattering of slow electrons by neutral atoms, «Phys. Rev.», 1932, v. 40, p. 40; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959.

С. П. Аллилуев.

ОПТИ́ЧЕСКАЯ ТОЛЩИ́НА (оптическая толща) слоя τ — безразмерная величина, характеризующая ослабление оптич. излучения в среде за счёт поглощения и рассеяния. Для оптически однородного слоя толщиной l О. т. $\tau = \varepsilon l$, где ε — объёмный *ослабления показатель* среды. В неоднородной среде $\tau = \int_0^l \varepsilon(z)dz$ (z — нормаль к слою). В слое, в к-ром происходит только поглощение и нет испускания излучения, интенсивность пучка света $I(l)$, прошедшего путь l, определяется *Бугера — Ламберта — Бера законом*: $I(l) = I(0)\exp(-\tau)$, где $I(0)$ — интенсивность пучка, входящего в слой. Слой единичной О. т. ослабляет излучение в e раз.

Слой вещества, для к-рого $\tau > 1$, наз. оптически толстым, такой слой практически непрозрачен для прямого излучения; если $\tau < 1$, слой наз. оптически тонким. Т. к. показатель ослабления зависит от длины волны λ, то один и тот же слой вещества может быть оптически толстым для одного вида излучения и оптически тонким для другого. О. т. безоблачной атмосферы (для $\lambda = 0{,}55$ мкм) равна $\sim 0{,}3$, облаков над сушей ~ 30, над океаном ~ 20; О. т. солнечной фотосферы > 1, хромосферы ~ 1 (для одних линий > 1, для других < 1), τ солнечной короны $\sim 10^{-6}$.

Понятием О. т. пользуются при изучении *мутных сред*, в теории *переноса излучения*. В нек-рых разделах оптики (фотометрии, светотехники) пользуются эквивалентным ей понятием *пропускания коэффициент* $T = \exp(-\tau)$ или *оптической плотностью* $D = -\lg T = 0{,}434\tau$.

К. С. Шифрин.

ОПТИ́ЧЕСКИ АКТИ́ВНЫЕ ВЕЩЕСТВА — вещества, вращающие плоскость поляризации проходящего через них света. О. а. в. делятся на две группы. В первой из них оптич. активность (ОА) связана с асимметричным

строением молекулы, не имеющей ни центра, ни плоскостей симметрии, т. е. хиральной. В этом случае ОА вещества проявляется во всех агрегатных состояниях и растворах. Ко второй группе относятся вещества, ОА к-рых связана с асимметричной структурой самого вещества.

Примером О. а. в. первой группы является гексагелицен, молекула к-рого состоит из цепочки бензольных колец, расположенных по спирали (рис. 1). Процессы, приводящие к возникновению ОА, в этом случае охватывают всю молекулу в целом, рассеяние фотонов происходит в асимметричном облаке полностью делокализов. электронов. В др. случаях ОА может быть связана с наличием в молекуле асимметричного центра (хирофора). Пример — известный в стереохимии асимметричный атом углерода, окружённый четырьмя разными заместителями; такова аспарагиновая к-та (рис. 2). Хирофоров в молекуле может быть несколько, тогда сказывается их взаимное влияние. Известен ряд функциональных групп (напр., карбонильная), в свободном состоянии симметричных и не имеющих ОА, но легко деформируемых асимметричными возмущениями со стороны др. частей молекулы. О. а. в. могут быть положительными (правовращающими при наблюдении навстречу волне) и отрицательными (левовращающими). При этом знак оптич. вращения в общем случае не совпадает со знаком структуры молекулы. Хиральные молекулы, обладающие энантиоморфизмом, могут существовать в двух зеркально симметричных формах — правой и левой (см. *Изомерия молекул*). Эти две изомерные формы молекул наз. энантиомерами или антиподами: они могут переходить одна в другую, будучи разделены потенциальным барьером, высота к-рого определяется внутримолекулярными взаимодействиями и может быть очень различной (время перехода от 10^{-3} с до неск. лет). Физ. и хим. свойства антиподов одинаковы. Смесь антиподов в равных количествах наз. рацематом, она не обладает оптич. активностью. Оптически активные антиподы обозначаются в соответствии со знаком их структуры буквами *D* и *L* (лат. Dextro, Laevo — правый и левый); примером могут служить аминокислоты аланин и серин (рис. 3 и 4, «+» означает правое вращение, «—» — левое).

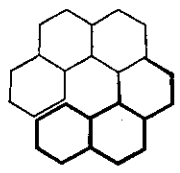


Рис. 1.

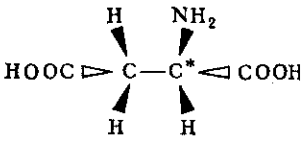


Рис. 2.

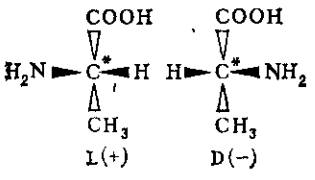


Рис. 3.

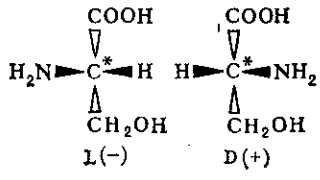


Рис. 4.

О. а. в. могут обладать и неактивными изомерами — мезоформами; такова винная к-та (рис. 5).

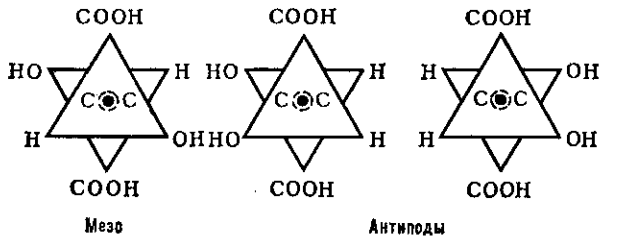


Рис. 5.

К О. а. в. первой группы относится большое количество органич. соединений (ряд к-т и эфиров, сахара, стероидные соединения, сульфиды, селениды и др.). Оптич. активностью обладают мн. комплексные соединения металлов (в особенности переходных Ni, Co), металлоорганические соединения, а также хиральные и холестерические жидкие кристаллы. Особо важна роль О. а. в. в биосфере. Оказывается, что все наиб. важные для живых систем вещества хиральны, причём с определённым для каждого знаком во всей биосфере. Таковы *L*-аминокислоты, *D*-сахара и т. д. Различны и усвояемость и физиологич. действие антиподов: напр., *L*-сахара не усваиваются, *L*-фенилаланин вызывает психич. заболевания в отличие от безвредного *D*. Оптич. активностью обладают белки, нуклеиновые к-ты ДНК и РНК, хлорофилл, гемоглобин и т. д. Поэтому проблемы изучения О. а. в. играют огромную роль в биофизике, биохимии, медицине и фармакологии.

Во второй группе О. а. в. оптич. активность возникает лишь в кристаллич. состоянии и обусловливается хиральной структурой самого кристалла в целом. Примером О. а. в. с активностью экситонного происхождения является валентный кристалл кварца. Оптически активным ионным кристаллом является $NiSO_4 \cdot 6H_2O$, где структурный октаэдрич. элемент $[Ni(H_2O)_6]^{2+}$ испытывает асимметричное возмущение со стороны ионов SO_4 и кристалла $RbNO_3$, где оптич. активность связана с деформиров. группой NO_3^-. При этом ОА наблюдается и на полосах ионов металлов. Примером оптически активного кристалла может быть кристалл Te, где атомы Te расположены по спирали и вклад в ОА дают как асимметричные движения свободных носителей, так и асимметрия экситонных зон. Примером возникновения ОА на вакансиях является кристалл силленита $Bi_{12}SiO_{40}$ (вакансии по Si).

Получение О. а. в. в «оптически чистом виде», т. е. в виде одного из антиподов, вообще говоря, нетривиально. Синтезирование О. а. в. первой группы в хим. реакциях из простых исходных неактивных обычно сложно, т. к. с равной вероятностью образуются оба изомера и получающийся продукт является рацематом. Для выделения одного из антиподов необходим т. н. асимметрический синтез с применением к.-л. хирального реактива или агента (катализатора, примеси, растворителя, «затравки» одного из антиподов), благодаря чему образуется преим. один из антиподов. Известны вещества первой группы, кристаллизующиеся в энантиомерных формах (см. *Энантиомеры*),— винная к-та, бензил, комплексы никеля; однако многие из них образуют рацемич. кристаллы, конгломераты правых и левых кристаллитов, смешанные твёрдые растворы и эвтектики.

О. а. в. второй группы, как правило, — кристаллы (кварц, киноварь, теллур); однако и здесь часто нужны спец. приёмы для получения одного из энантиоморфов.

О. а. в. имеют своеобразные спектры комбинац. рассеяния, рэлеевского рассеяния, дают циркулярно поляризов. люминесценцию, что позволяет исследовать и возбуждённые состояния. О. а. в. в виде кристаллов применяют в оптич. приборах и устройствах для поворота плоскости поляризации, в качестве фазосдвигающих пластинок, в полутеневых устройствах, модулирующих устройствах. В геологии О. а. в. позволяют определить минералы, компоненты нефтей.

Лит. см. при ст. *Оптическая активность*. *В. А. Кизель.*

ОПТИЧЕСКИЕ ГАРМОНИКИ — оптич. излучение с частотой ω_n, кратной основной частоте излучения ω: $\omega_n = n\omega$ ($n = 1, 2, 3,\ldots$). Возможность генерации О. г. связана с нелинейной зависимостью поляризации среды от напряжённости электрич. поля распространяющейся в ней световой волны (см. *Нелинейная поляризация*). О. г. получаются как при непосредств. преобразовании $\omega \to \omega_n$ на нелинейностях n-го порядка, так и

при каскадных преобразованиях на квадратичной нелинейности (см. *Оптические преобразователи частоты*).

Б. В. Жданов.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ ИЗОМЕ́РЫ (энантиомеры, оптические антиподы) — изомеры молекул, содержащих хиральный центр симметрии (напр., асимметричный атом углерода, относительно к-рого атомы могут располагаться двумя зеркально противоположными способами). Такие молекулы наз. хиральными. Физ. и хим. свойства О. и. одинаковы, различие проявляется только при их взаимодействии с плоскополяризов. светом или с др. хиральными молекулами. Так, О. и. вращают плоскость поляризации в противоположные стороны (см. *Оптическая активность*). Один из О. и. молекулы считают правым (*D* — dexter), другой — левым (*L* — laevus), что обычно не связано с направлением вращения плоскости поляризации. Правые и левые О. и. одной молекулы иногда, соединяясь друг с другом, образуют довольно прочные соединения — р а ц е м а т ы; такие соединения (а также смеси *D*- и *L*-изомеров в равном отношении) оптически неактивны, др. физ. свойства рацематов также отличны от свойств энантиомеров, из к-рых они образовались. См. также *Изомерия молекул*.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ КОМПЬЮ́ТЕРЫ — интенсивно разрабатываемое в 1980—90-е гг. новое поколение вычислит. техники (компьютеров) на основе использования оптич. излучения в качестве носителя информации. Составными частями О. к. служат устройства, к-рые формируют, передают, преобразуют и осуществляют др. операции над информац. и управляющими световыми потоками. Применение оптич. излучения в качестве носителя информации имеет ряд потенциальных преимуществ (по сравнению с электрич. сигналами) благодаря след. свойствам световых потоков: 1) в линейной среде световые потоки не взаимодействуют между собой, проходя в непосредств. близости или даже пересекаясь друг с другом; 2) световые потоки могут быть локализованы в поперечном направлении до субмикронных размеров и передаваться как по световодам, так и по свободному пространству; 3) скорость распространения светового сигнала выше скорости электрического, зависящего от соотношения активных и реактивных компонент проводимости тракта передачи; 4) взаимодействие световых потоков с нелинейными средами не локализовано, а распределено во всей среде, что даёт новые степени свободы (по сравнению с электронными системами) в организации связей и создании параллельных архитектур.

Эти свойства делают О. к. способными преодолеть ограничения по быстродействию и параллельной обработке информации, свойственные совр. ЭВМ. Напр., цифровой оптич. *процессор* с числом параллельных каналов $\sim 10^5$—10^6 может совершать до 10^{13}—10^{15} операций в секунду (при времени переключения в одном канале $\sim 10^{-8}$—10^{-9} с), что значительно превосходит число операций в секунду в электронных системах.

Направление развития О. к. Проникновение оптич. методов в вычислит. технику ведётся по трём осн. направлениям. Первое основано на использовании аналоговых оптич. вычислений (см. *Памяти устройства*) для решения большого класса спец. задач, связанных с необходимостью быстрого выполнения интегральных преобразований. Однако применение аналоговых оптич. вычислений в универсальных вычислит. системах затруднено из-за недостаточной точности аналоговых методов, накопления шумов в процессе обработки информац. светового потока и из-за малого динамич. диапазона.

Второе направление связано с использованием оптич. соединений трактов (оптич. соединений) для передачи сигналов на разл. ступенях иерархии элементов и устройств вычислит. техники. Места электрич. соединений в совр. ЭВМ — наименее надёжные элементы в их конструкции. Переход к гибридным (оптоэлектронным) системам — одно из возможных решений проблемы. При этом в конструкции компьютера неизбежно появляются новые элементы — оптоэлектронные преобразователи электрич. сигналов в оптические и обратно.

Построение О. к., в к-ром носителем информации на всех этапах её обработки и передачи является только оптич. излучение, исключает необходимость многократного преобразования электрич. энергии в световую и обратно. В результате сокращаются энергетич. затраты, устраняются многочисл. преобразоват. элементы, увеличивается быстродействие. Развитие этого, третьего направления в разработке О. к. связано, в частности, с созданием оптич. элементов вычислит. техники на основе явления *оптической бистабильности*. Экспериментально реализованы полностью оптические логич. устройства и усилители, комбинации к-рых позволяют создавать сложные информац. системы. К таким устройствам относятся элементы булевой логики, трансфазоры— оптич. транзисторы, триггеры — они же ячейки запоминающих устройств, и др.

Оптические логические устройства на основе оптической бистабильности. Полный набор полностью оптических логич. устройств для синтеза более сложных блоков О. к. реализуется, напр., на основе пассивных нелинейных резонаторов-интерферометров, в к-рых в результате светоиндуциров. изменения оптич. длины происходит сдвиг пика пропускания (резонанса) относительно длины волны падающего излучения. В зависимости от нач. условий (нач. положения пика пропускания и нач. интенсивности) в пассивном нелинейном резонаторе нелинейный процесс завершается установлением одного из двух устойчивых состояний пропускания (отражения) падающего излучения.

На рис. 1(*а*) и 2(*а*) приведены передаточные характеристики бистабильного интерферометра (БИ) — зависимости интенсивности выходного сигнала (отражённого $I_{отр}$ и прошедшего $I_{пр}$) от интенсивности сигнала на входе $I_{вх}$, складывающегося из сигнала подсветки I_0 и информац. сигнала I_1 или I_1 и I_2. Если $I_0 + I_1 = I_{вкл}$ — порогу переключения — происходит переход системы из состояния с высокой интенсивностью на выходе («1») в состояние с низкой интенсивностью на выходе («0», рис. 1, *а*) или наоборот (рис. 2, *а*). Вообще говоря, гистерезис, характерный для оптич. бистабильности, в данном случае не обязателен. Важно лишь обеспечить достаточно большой перепад между высокой и

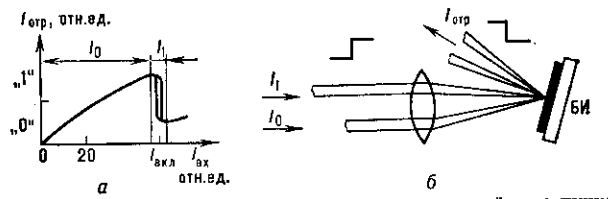


Рис. 1. Передаточная характеристика БИ в отражённом пучке (*а*) и схема с логической функцией «НЕ» (*б*).

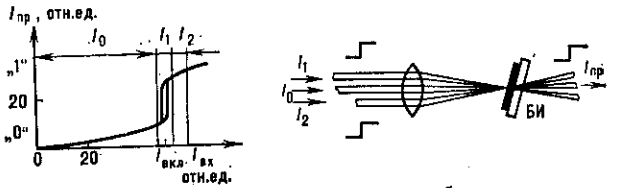


Рис. 2. Передаточная характеристика БИ в проходящем пучке (*а*) и схема устройства с логическими функциями «И», «НЕТ», «ДА» (*б*).

низкой выходными интенсивностями по отношению к изменению входной интенсивности, вызвавшей этот перепад.

Элемент «НЕ» (см. *Логические схемы*) реализуется с использованием отражённого от БИ потока (рис. 1, *б*).

Интенсивность $I_{вх}$ устанавливается несколько ниже порога переключения $I_{вкл}$, что соответствует высокой интенсивности отражённого сигнала. Незначит. добавка I_1 приводит к резкому уменьшению интенсивности $I_{отр}$, а снятие I_1 — к восстановлению высокого уровня $I_{отр}$.

На рис. 2(*б*) дана схема устройства, представляющего собой по сути оптически программируемый элемент процессора, в к-ром тот или иной вид логич. операции задаётся значением интенсивности подсветки I_0. На БИ кроме подсветки подаются ещё два информац. пучка I_1 и I_2 и на выходе рассматривается интенсивность проходящего пучка. Если интенсивность подсветки выбрана такой, что $I_0 = I_{вкл} - 0{,}5I_1$ (рис. 2, *а*), то наличие сигнала хотя бы в одном из информац. пучков переводит элемент в единичное состояние для проходящего луча (логич. функция «ИЛИ»). При установке $I_0 \simeq I_{вкл} - 1{,}5\,I_1$ элемент включается лишь при одноврем. подаче сигнала («1») в обоих информац. каналах (функция «И»). Если выполняется условие $I_0 < I_{вкл} - (I_1 + I_2)$, то при любой комбинации состояний I_1, I_2 на выходе имеет место низкий уровень интенсивности (ф-ция «НЕТ»). Наконец, при $I_0 > I_{вкл}$ БИ всегда остаётся при включённом состоянии (ф-ция «ДА»). Для отражённого потока в этой же схеме обеспечиваются также ф-ции «ИЛИ — НЕТ» и «И — НЕТ».

Такой набор элементов является достаточным для синтеза более сложных блоков. На рис. 3 даны нек-рые примеры организации взаимодействия между отд. элементами. БИ с гистерезисной зависимостью (рис. 3, *а*) действует как оптич. триггер с раздельными инверсными

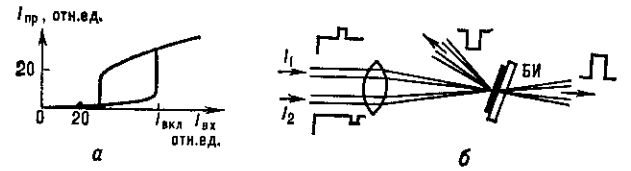


Рис. 3. Передаточная характеристика (*а*) и схема триггера с раздельными инверсными входами и выходами (*б*).

входами и выходами (рис. 3, *б*). Чтобы получить *RS*-триггер, один из входных сигналов в схеме рис. 3(*б*) необходимо инвертировать. (*RS*-триггер имеет два входа и два устойчивых состояния, к-рые меняются под действием входных сигналов, при этом обязательно попеременно то с одного, то с другого входа.) Инвертирование можно сделать с помощью дополнит. элемента «НЕ» (рис. 4, *а*). В исходном состоянии интенсивность I_2 выбрана чуть ниже порога переключения элемента «НЕ», и уровень сигнала, отражённого в направлении ТПИ$_1$, высок. Его сумма с нач. интенсивностью I_1 за счёт регулировки последней соответствует примерно центр. области гистерезисной петли. ТПИ$_1$ находится в состоянии с низким пропусканием (выключен). Манипуляции интенсивностью пучка I_2 (*R*-вход) не могут изменить это состояние. Кратковременное же увеличение интенсивности I_1 (*S*-вход) приводит к включению ТПИ$_1$. После этого ближайшим по времени всплеском сигнала I_2 триггер опрокидывается в исходное состояние.

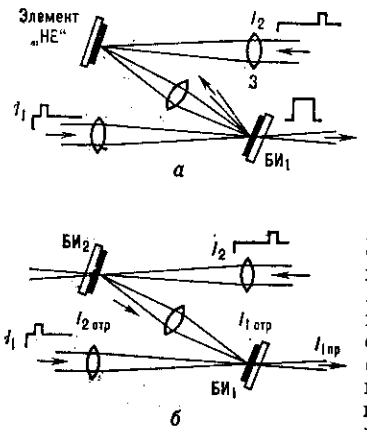


Рис. 4. Схемы оптических *RS*-триггеров.

RS-триггер реализуется также и на основе двух «скрещенных» устройств с ф-циями «НЕ» (рис. 4, *б*). Введённая в систему жёсткая положит. обратная связь приводит к тому, что первый из элементов устойчиво находится во включённом состоянии, если второй в выключенном, и наоборот. По сравнению с предыдущей эта схема полностью симметрична, но требует более тщательной юстировки.

Типы бистабильных устройств. Осн. критериями, определяющими практич. использование оптических логич. устройств в вычислит. технике, являются их высокое быстродействие и малая световая энергия (мощность), необходимая для перевода устройства из одного устойчивого состояния в другое. Для нелинейных пассивных резонаторов эти характеристики определяются в первую очередь величиной светоиндуциров. изменения показателя преломления нелинейной среды, помещённой между зеркалами резонатора, и добротностью последнего. С учётом необходимости интегрально-оптич. исполнения оптических логич. элементов указанным критериям наилучшим образом отвечают полупроводниковые материалы и структуры на их основе. Одной из таких структур являются вакуумно-напылённые тонкоплёночные полупроводниковые интерферометры (ТПИ). Напр., ТПИ с промежуточными слоями из ZnS, ZnSe обладают сильной оптич. нелинейностью тепловой природы ($\Delta n \sim 10^{-2}$) при потоках излучения $\sim$10 мВт), способностью работать в непрерывном режиме при комнатной темп-ре, малыми размерами отд. бистабильного элемента (толщина 0,5—2 мкм, диам. 4—50 мкм), возможностью формировать двумерные интегрально-оптич. схемы на площади $\sim 10^2$ см^2, свободой выбора длин волн излучения в видимой области спектра. Осн. недостатком ТПИ с тепловым механизмом нелинейности является ограниченное быстродействие (времена переключения $\sim 10^{-7}$—10^{-8} с). Использование оптич. нелинейности электронной природы в ТПИ на основе GaAs, InP, ZnSe и др. полупроводниковых слоёв позволяет достигать пикосекундного быстродействия в таких устройствах при уд. энергиях переключения устойчивых состояний $\sim 10^{-13}$—10^{-15} Дж/мкм^2.

Увеличение нелинейного отклика в полупроводниковых резонаторах и их быстродействие достигается также при использовании в качестве нелинейной среды спец. структуры, сформированной тонкими чередующимися слоями двух полупроводниковых материалов (напр., GaAs и $Ga_xAl_{1-x}As$). Границы раздела между слоями являются *гетеропереходами*, представляющими собой потенциальные барьеры для движения носителей заряда в соседних слоях. При полной оптич. толщине такой структуры, равной неск. $\lambda/2$ (λ — длина волны излучения), толщины отд. слоёв в ней имеют величину $\sim$5—20 нм и, следовательно, число чередующихся пар слоёв может быть $\sim$100 и более. Сформированная таким образом полупроводниковая *сверхрешётка* имеет период, сравнимый с характерными размерными параметрами квантовомеханич. движения носителей заряда в полупроводниках, что приводит к ограничению этого движения в соответствующих направлениях. В результате в энергетич. спектре сверхрешётки возникают особенности, обусловливающие отличие оптич. характеристик такой полупроводниковой структуры от характеристик исходных полупроводниковых материалов, в т. ч. формирование сильной оптич. нелинейности в ней при комнатных темп-рах. БИ, использующие, напр., нелинейное изменение показателя преломления в экситонной области спектра в промежуточном слое на основе $GaAs/Ga_xAl_{1-x}As$-сверхрешётки, обладают временами переключения $\sim 10^{-8}$—10^{-9} с и уд. энергиями переключения $\sim 10^{-12}$—10^{-14} Дж/мкм^2. Однако технология изготовления широкоапертурных БИ на основе сверхрешёток достаточно сложна.

Для создания оптических логич. элементов наряду с резонаторными используются также безрезонаторные системы, в к-рых бистабильный отклик обусловлен

нелинейным изменением коэф. поглощения среды на длине волны падающего излучения (безрезонаторная бистабильность). Среди таких устройств лучшими характеристиками обладают бистабильные элементы, созданные на основе сверхрешёток и на основе стеклянных матриц, допированных полупроводниковыми микрокристаллами с размерами ~10—100 нм.

Т. о., принципиально возможна реализация компьютеров полностью оптических, в к-рых используются как параллельная обработка информац. потоков широкоапертурными процессорами на основе бистабильных оптич. элементов, так и оптич. средства организации связей между отд. элементами и процессорами, в т. ч. с использованием статистич. и динамич. голограмм.

Концепция полностью О. к., по-видимому, наиб. адекватно соответствует естеств. ситуации, поскольку человек, являясь конечным потребителем информации, наиб. её объём получает в форме оптич. образов.

Оптические нейронно-сетевые компьютеры. О. к. может значительно быстрее (на неск. порядков) решать вычислит. задачи по заданному алгоритму (структуриров. задачи) прежде всего вследствие высокого параллелизма. Однако при решении т. н. нерегулярных (случайных) задач, для к-рых трудно, практически невозможно, задать алгоритм, возникают большие затруднения. Решение случайных задач по сути сводится к выбору одного из множества готовых решений, к-рое является наилучшим при имеющихся входных данных. Для этого в памяти должна храниться совокупность таких решений. Обычный компьютер не обладает способностью запоминать и извлекать из памяти информацию в виде готовых решений. Это свойственно человеческому мозгу и проявляется при решении задач, связанных с распознаванием образов (такие задачи относятся к случайным). Для моделирования процессов работы мозга человека путём имитации его анатомич. нейронных структур предназначены разрабатываемые в 80—90-е гг. нейронные (нейронно-сетевые) компьютеры. Подобно мозгу, такие компьютеры должны состоять из большого числа несложных процессорных элементов, между к-рыми имеются многочисл. перекрёстные связи. Такие системы должны, так же как и мозг, обладать ассоциативной памятью, способной при наличии на входе части всех признаков нек-рого объекта воспроизвести на выходе всю информацию о данном объекте. Вычисления в нейронных сетях выполняются «коллективно»: в результате простых операций, выполняемых одновременно отд. нейронами, вся сеть в целом реализует более сложную ф-цию. При такой организации процесса вычислений информация может кодироваться и запоминаться не в отд. ячейках, а установлением определённой структуры связей между ними. Нейронно-сетевые компьютеры способны также к самопроизвольному обучению.

Нейронно-сетевой О. к. состоит из двух осн. компонентов. Это двумерная матрица оптич. переключающих (бистабильных) элементов (искусств. аналогов нейронов); состояния одних элементов изменяются в зависимости от состояния элементов, с к-рыми они соединены. С помощью световых пучков каждый элемент этой матрицы может быть соединён со всеми другими. Второй компонент — голограмма, с помощью к-рой задаются различные связи между элементами. С помощью голограммы, объём к-рой равен 1 см^3, можно задать более 10^9 связей. Нейронно-сетевые О. к. способны, по-видимому, дать наилучшие результаты в задачах, связанных с принятием решений с целесообразно ограниченной точностью, т. е. в области информац. деятельности, в наиб. степени свойственной человеческому мозгу.

О. к.— это одно из будущих поколений вычислит. техники, конкретный вид к-рой будет определяться как новыми архитектурными построениями, так и новой элементной базой.

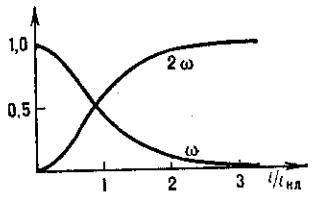
Лит.: Эйбрэхэм А., Ситон К. Т., Смит С. Д., Оптический компьютер, «В мире науки», 1983, № 4, с. 15; «ТИИЭР», 1984, т. 72, № 7; Синицын Г. В., Полностью оптические элементы дискретной логики на основе бистабильных тонкопленочных интерферометров, «Квантовая электроника», 1987, т. 14, № 3, с. 529; Абу-Мостафа Я. С., Псалтис Д., Оптические нейронно-сетевые компьютеры, «В мире науки», 1987, № 5, с. 42; Гиббс Х. М., Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1988; Optical computing, «Appl. Opt.», 1988, v. 27, № 9, p. 1641.

Ф. В. Карпушко.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ ОБМА́НЫ — см. *Иллюзии оптические.*

ОПТИ́ЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛИ ЧАСТОТЫ — оптич. устройства для преобразования частоты лазерного излучения на основе нелинейной зависимости поляризации $\boldsymbol{P}$ среды от напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$ световой волны, распространяющейся в ней (см. *Нелинейная поляризация*). О. п. ч. разных типов позволяют преобразовывать частоту излучения лазеров как в более коротковолновый, так и в более длинноволновый диапазоны и даже получать перестраиваемое по частоте излучение. Наиб. интерес в практич. отношении в связи с их высокой эффективностью представляют О. п. ч., использующие квадратичную зависимость $\boldsymbol{P}$ от $\boldsymbol{E}$, т. е. первый нелинейный член в разложении нелинейной поляризации по полю: $\boldsymbol{P}^{(2)} \sim \hat{\chi}^{(2)}\boldsymbol{EE}$ ($\hat{\chi}^{(2)}$ — тензор нелинейной восприимчивости второго порядка). К таким О. п. ч. относятся оптич. удвоители частоты, генераторы суммарной и разностной частот, параметрич. генераторы света.

Оптические удвоители частоты (генераторы второй оптич. гармоники) позволяют эффективно преобразовывать излучение лазера с частотой ω в излучение с удвоенной частотой 2ω. Преобразование осуществляется в нелинейных кристаллах, обладающих ненулевой квадратичной нелинейностью (кристаллы без центра инверсии) при распространении взаимодействующих волн вдоль т. н. направления *фазового синхронизма*. Наиб. распространённые нелинейные кристаллы: *KDP*, *ADP*, *CDA*, $Ba_2NaNb_5O_{15}$, KTP_3, $LiNbO_3$. Эффективность преобразования осн. излучения во вторую гармонику определяется свойствами нелинейного кристалла, а именно: отношением $\chi^{(2)2}/n^3$ (n — показатель преломления) и его длиной l, а также характеристиками пучка преобразуемого излучения (пространственным и временным профилем, энергией импульса или мощностью непрерывного излучения). Напр., при удвоении монохроматич. излучения с плоским фронтом мощность волны второй гармоники зависит от отношения $l/l_{нл}$ ($l_{нл} = \lambda n/4\pi\chi^{(2)}E$; λ — длина волны и E — амплитуда поля осн. излучения). По мере



Зависимость (в относительных единицах) интенсивности излучения на основной частоте ω и на частоте второй гармоники 2ω от отношения $l/l_{нл}$.

распространения осн. волны в кристалле её мощность уменьшается, а мощность второй гармоники возрастает (рис.) и при $l = 3l_{нл}$ достигает 99% от мощности осн. волны. При удвоении частоты излучения лазера с $\lambda = 1$ мкм и интенсивностью 10^6 Вт/см^2 в кристалле ниобата лития $l_{нл} = 3$ см. Для реальных лазерных пучков с ограниченной апертурой, а также в импульсном режиме работы эффективность оптич. удвоителей ниже, чем в случае плоских волн. Макс. достигнутая энергетич. эффективность оптич. удвоителя составляет 90% при интенсивности накачки 3 ГВт/см^2, длительности импульса 0,5 нс в кристалле *KDP* длиной $l = 3$ см.

Генераторы суммарной частоты преобразуют две волны с разными частотами ω_1 и ω_2 в волну с частотой $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. В качестве среды с квадратичной нелинейностью в этих генераторах обычно используются те же кристаллы, что и в оптич. удвоите-

лях. Генераторы суммарной частоты используются: а) в многокаскадных генераторах гармоник для дальнейшего преобразования частоты лазерного излучения в более коротковолновый диапазон (напр., при получении третьей, четвёртой, пятой и т. д. гармоник осн. излучения лазера); б) для смещения перестраиваемого диапазона частот в более коротковолновый диапазон (гл. обр. УФ) путём сложения частот перестраиваемого лазера и лазера с фиксиров. частотой; в) преобразования ИК-сигналов и изображений в видимый диапазон, где чувствительность фотоприёмников существенно выше.

Генераторы разностной частоты, использующие также квадратичную нелинейность поляризации, предназначены для уменьшения частоты, для преобразования двух волн с частотами ω_1 и ω_2 в волну с частотой $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Они применяются для получения когерентного излучения в ДВ-области спектра вплоть до субмиллиметровых волн, как в непрерывном режиме, так и в импульсном с нано- и пикосекундной длительностью.

Параметрические генераторы света позволяют эффективно преобразовывать излучение с фиксиров. частотой ω в две перестраиваемые по частоте волны с частотами ω_1 и ω_2, удовлетворяющими соотношению $\omega_1 + \omega_2 = \omega$. Они являются перспективными источниками мощного перестраиваемого когерентного излучения ИК-диапазона ($\lambda > 1$ мкм). Энергетич. кпд импульсных перестраиваемых параметрич. генераторов света достигает 60%.

Для преобразования частоты лазерного излучения используются также и нелинейности поляризации более высокого порядка (кубическая, четвёртой степени и т. д.). Оптические умножители частоты, использующие высшие нелинейности, позволяют в одном каскаде получать высшие гармоники осн. излучения лазера, т. е. осуществлять прямые процессы преобразования $\omega \to 3\omega$, $\omega \to 4\omega$ и т. д. Таким способом получено самое коротковолновое когерентное излучение в вакуумной УФ-области спектра с $\lambda = 53{,}5$ и 38,8 нм путём генерации пятой и седьмой гармоник на нелинейностях $\hat{\chi}^{(5)}$ и $\hat{\chi}^{(7)}$ в He и Ne. На нелинейности $\hat{\chi}^{(9)}$ в парах Na получена девятая гармоника излучения лазера на неодимовом стекле с $\lambda = 117$ нм. Однако эффективность таких процессов обычно невелика вследствие малости величин соответствующих нелинейных восприимчивостей среды, и поэтому заметное преобразование можно получить лишь при достаточно высоких интенсивностях осн. излучения (к-рые ограничиваются *лучевой прочностью* среды), реализуемых, как правило, для импульсов пикосекундного диапазона. В большинстве случаев для оптич. умножителей частоты более эффективным оказывается использование неск. каскадов последоват. удвоения частоты.

Важный класс О. п. ч. составляют преобразователи, использующие вынужденное комбинац. рассеяние света (см. *Вынужденное рассеяние света*) — взаимодействие световых волн и фононов оптич. частоты на кубич. нелинейности среды, приводящее к преобразованию излучения лазера с частотой ω в волны с частотами $\omega \pm N\Omega$, где Ω — одна из собств. частот молекулярных колебаний среды (стоксов сдвиг), $N = 1, 2, 3, \ldots$ Эффективность таких О. п. ч. может быть весьма высока (см. *Комбинационный лазер*).

О. п. ч. разл. типов позволяют существенно расширить диапазон длин волн когерентного излучения и даже получать перестраиваемое излучение в разл. областях УФ-, ИК- и видимого диапазонов. Среди многочисл. применений О. п. ч. следует выделить использование их в мощных многокаскадных лазерных системах, предназначенных для проведения экспериментов по *лазерному термоядерному синтезу*. Эфф. преобразование излучения таких систем в более коротковолновый диапазон даёт принципиально новые возможности в решении этой важной проблемы.

Лит.: Черникс Ф., Мидвинтер Дж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982; Шен И. Р., Принципы нелинейности оптики, пер. с англ., М., 1989.

Б. В. Жданов.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ — газоразрядные явления, аналогичные *электрическим разрядам в газе*, возникающие в воздухе или др. газе под действием мощных световых (лазерных) полей. До изобретения лазеров изучались и использовались газовые разряды в полях более низких частот, чем оптические: в пост. электрич. поле, в ВЧ-, в СВЧ-полях. Лазерная техника открыла физике газового разряда оптич. диапазон. Различают два осн. типа О. р.: 1) лазерная искра — оптич. пробой газа, т. е. бурное нарастание ионизации ранее не ионизированного газа; 2) непрерывный О. р.— поддержание в газе уже имеющегося ионизов. состояния под действием светового излучения.

Оптический пробой (ОП). Обнаружение эффекта в 1963 [П. Мейкер (P. Maker), Р. Терхун (R. Terhune) и У. Р. Сэвидж (W. R. Savage)] стало возможным благодаря созданию лазера с модулиров. добротностью, к-рый даёт очень мощный, т. н. гигантский, импульс (длительность $\tau \approx 30$ нс, энергия 1 Дж, пиковая мощность 30 МВт). Когда луч такого рубинового лазера сфокусировали линзой, в комнатном воздухе в области фокуса вспыхнула искра и там образовалась плазма, как при электрич. пробое разрядного промежутка между электродами. Оптич. пробой происходит, когда интенсивность излучения S[Вт/см^2] или среднеквадратичное электрич. поле световой волны $E = 19\sqrt{S}$[В/см] превосходит нек-рые пороговые значения ($S \geqslant 10^5$ МВт/см^2, $E \geqslant 6 \cdot 10^6$ В/см, в воздухе). Как показали измерения, видимая вспышка, свидетельствующая о пробое, появляется, если в области фокуса линзы рождается $\sim 10^{13}$ электронов. Пороговые величины $S_п$, $E_п$ — важнейшие характеристики ОП, зависящие от рода газа, давления, частоты света, а также диаметра фокуса, длительности импульса и распределения интенсивности по сечению. При не чрезмерно высоких давлениях p пороги неуклонно понижаются с ростом давления, но, начиная с $p \sim 10^2$—10^3 атм, с увеличением p растут (рис. 1). Одноатомные газы обычно пробиваются легче, чем молекулярные. На частотах,

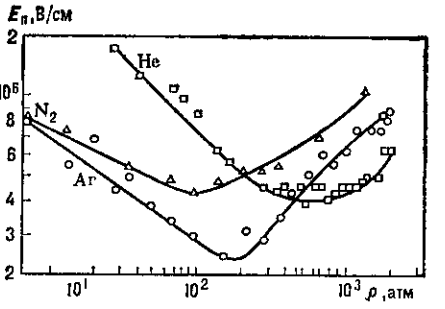


Рис. 1. Зависимость амплитуды пороговых полей $E_п$ от давления p для пробоя газов рубиновым лазером. Диаметр фокусного пятна 10^{-2} см, длительность импульса по половине мощности 50 нс.

соответствующих видимой и ИК-областям спектра, пороги понижаются с уменьшением частоты: для неодимового лазера ($\lambda = 1060$ нм) пороговые интенсивности (рис. 2) меньше, чем для рубинового ($\lambda \simeq 694$ нм). Пороговая интенсивность понижается также при увеличении радиуса фокусного пятна, т. е. размеров области, подверженной действию поля, и в небольшой степени — при увеличении длительности импульса.

ОП происходит в результате развития *лавины электронной*. Первые (затравочные) электроны вырываются из атомов, молекул, возможно, мельчайших пылинок путём *многофотонного фотоэффекта* при одноврем. поглощении неск. лазерных квантов $\hbar\omega$. Нескольких — потому, что потенциалы ионизации атомов значительно больше $\hbar\omega$. В поле световой волны электрон приобретает энергию, ионизует атом; вместо одного энергичного

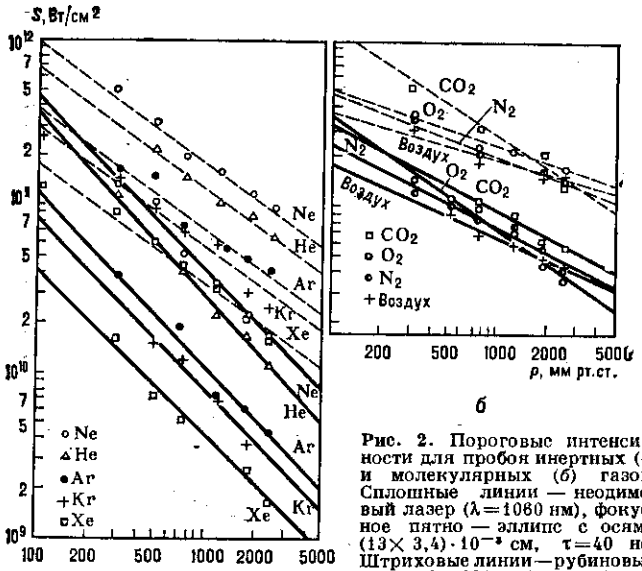


Рис. 2. Пороговые интенсивности для пробоя инертных (*а*) и молекулярных (*б*) газов. Сплошные линии — неодимовый лазер ($\lambda = 1060$ нм), фокусное пятно — эллипс с осями $(13 \times 3{,}4) \cdot 10^{-3}$ см, $\tau = 40$ нс. Штриховые линии — рубиновый лазер ($\lambda = 694$ нм), оси эллипса — $(4{,}3 \times 3{,}1) \cdot 10^{-3}$ см, $\tau = 40$ нс.

электрона появляются два медленных; потом всё повторяется. Так происходит размножение электронов.

Согласно представлениям классич. теории, в осциллирующем поле на поступат. движение электрона с энергией ε накладываются колебания вдоль вектора E с энергией порядка $\Delta\varepsilon = e^2E^2/m\omega^2$. При рассеянии атомом электрон начинает новое поступат. движение с энергией, в ср. на $\Delta\varepsilon$ большей, а колебания раскачиваются заново. Если эфф. частота столкновений ν_m сравнима с круговой частотой излучения ω, так что электрон не успевает совершить много осцилляций за период между столкновениями, то колебания раскачиваются не полностью, перекачка энергии от поля к электронам замедляется. С учётом этого обстоятельства энергия хаотич. движения электрона ε вырастает в 1 с на

$$(d\varepsilon/dt)_E = e^2E^2\nu_m/m\left(\omega^2 + \nu_m^2\right). \qquad (*)$$

Чтобы за короткое время лазерного импульса (10^{-8} с) родились необходимые для ОП примерно $\log_2(10^{13}) \approx \approx 40$ поколений электронов, скорость набора энергии $(d\varepsilon/dt)_E$ и определяющее её поле E должны иметь достаточно большие значения, тем более, что нужно ещё возмещать потери энергии электронов и, возможно, их исчезновение. Если $\nu_m^2 \ll \omega^2$, т. е. давление относительно невелико ($\nu_m \backsim p$) или частота поля высока, то скорость набора энергии от поля $(d\varepsilon/dt)_E \sim (E/\omega)^2 p$. Само же пороговое поле $E_\text{п}$, при к-ром электрон успевает набрать энергию, достаточную, чтобы произвести ионизацию, пропорционально ω и уменьшается при увеличении p.

Если давление высокое, $\nu_m^2 \gg \omega^2$, то $(d\varepsilon/dt)_E \sim E^2/p$, а пороговое поле не зависит от частоты и растёт с ростом p. Ф-ция давления $(d\varepsilon/dt)_E$ максимальна при $\nu_m = \text{const}\ p = \omega$; при таком же примерно условии минимален порог пробоя $E_\text{п}$. Классич. представления, безоговорочно применимые к СВЧ-излучению и ИК-излучению CO_2-лазера ($\lambda = 10{,}6$ мкм), качественно объясняют соответствующие пороговые зависимости $E_\text{п}(p)$, к-рые очень похожи на зависимости $E_\text{п}(p)$ (рис. 1) для рубинового лазера ($\lambda = 694$ нм). Только в случаях СВЧ- и CO_2-лазера минимумы лежат при более низких давлениях, ибо $p \backsim \omega$, и сами пробивающие поля $E \backsim \omega$ меньше. А на оптич. частотах для пробоя требуются гораздо более высокие поля и минимум пробоя $E_\text{п}$ сдвигается в сторону высоких давлений в сотни атмосфер.

При реально выполняющемся условии $\hbar\omega \ll \varepsilon$ ф-лу (*) можно приближённо применять и к излучениям рубинового и неодимового лазеров ($\lambda = 694$ и 1060 нм), хотя их $\hbar\omega = 1{,}78$ и 1,17 эВ $\gg \Delta\varepsilon$. В этом случае ф-лу следует трактовать статистически: если, напр., $\hbar\omega = 100\Delta\varepsilon$, то в 99 столкновениях электрон не обменивается энергией с полем, а в сотом приобретает целый квант $\hbar\omega$. Строгие расчёты электронной лавины и порогов пробоя, основанные на решении кинетич. ур-ния для электронного спектра, дают удовлетворит. количеств. согласие с измерениями.

При не слишком высоких давлениях, когда $\nu_m^2 \ll \omega^2$, классич. закон $S_\text{п} \backsim \omega^2 \backsim \lambda^{-2}$ хорошо выполняется в широком диапазоне оптич. частот, вплоть до смыкания с СВЧ. Точки, соответствующие пробою воздуха излучениями разл. лазеров, группируются около классич. прямой $\lg S_\text{п} = \text{const} - 2\lg\lambda$ (рис. 3). В УФ-диапазоне из-за квантовых эффектов порог ОП снижается по сравнению с законом $S_\text{п} \backsim \omega^2$.

Порог пробоя воздуха при атм. давлении излучением CO_2-лазера, $S_\text{п} \approx \approx (1\text{—}2) \cdot 10^8$ Вт/см², определяется присутствием аэрозольных частиц, нагрев и испарение к-рых способствуют появлению затравочных электронов (кванты CO_2-лазера $\hbar\omega = 0{,}124$ эВ слишком малы для многоквантового фотоэффекта). В очищенном воздухе порог повышается до $3 \cdot 10^9$ Вт/см². В сильно разреженных газах, $p \leqslant 1$ мм рт. ст., или в случае чрезвычайно коротких, пикосекундных лазерных импульсов лавина не успевает развиться и наблюдаемая ионизация обязана исключительно многоквантовому фотоэффекту.

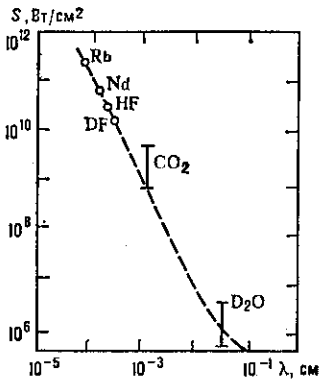


Рис. 3. Пороги пробоя воздуха при атмосферном давлении излучениями разных лазеров. Штриховая линия — классический закон $S_\text{п} \backsim (\omega^2 + \nu_m^2)$.

Фокусируя мощный лазерный импульс линзой с фокусным расстоянием ~ 10 м, получают т. н. длинную искру — плазменный канал, не сплошной, но длиной до десятков метров (лазерная искра от короткофокусной линзы имеет размеры 0,1—1 см). Пробой газа в постоянном или СВЧ-поле существенно облегчается в присутствии интенсивного лазерного излучения. Это позволило создать хорошие разрядники с лазерным поджигом, направленный пробой, при к-ром обычный искровой разряд развивается вдоль светового канала и не обязательно ориентирован по вектору пост. поля. ОП сильно облегчается, если происходит вблизи поверхности твёрдых тел; при этом пороговая интенсивность может быть на неск. порядков ниже — т. н. низкопороговый пробой.

Непрерывный оптический разряд (НОР) — стационарное поддержание плотной равновесной плазмы излучением лазера непрерывного действия (напр., CO_2-лазера); был предсказан теоретически и получен на опыте в 1970. По сравнению с традиц. способами поддержания плазмы с $T \sim 10\,000$ К при помощи дугового, индукционного, СВЧ-разрядов для подвода энергий к плазме оптич. способом не требуется конструктивных элементов: электродов, индуктора, волновода. Световая энергия свободно передаётся на расстояние световым лучом. Это открывает возможность зажигания плазмы на расстоянии от лазера и в любых, даже труднодоступных местах. Если продувать холодный газ через горящий НОР, подобно тому, как это делается в дуговых и прочих генераторах непрерывной плазменной струи — *плазмотронах*, получается оптический плаз-

мотрон (рис. 4). Темп-ра плазмы в НОР, как правило, выше, чем в дуговом разряде,— ок. 20 000 К. В опыте НОР поджигают в камере, наполненной к.-л. газом, или в комнатном воздухе, фокусируя лазерный луч линзой или зеркалом. Плазма располагается

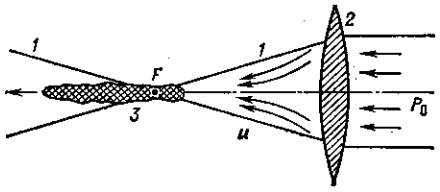


Рис. 4. Принципиальная схема оптического плазмотрона: *1* —контуры светового канала; *2* — линза; *3* — плазма; *F* — точка фокуса; *u* — газовый поток; P_0 — лазерное излучение.

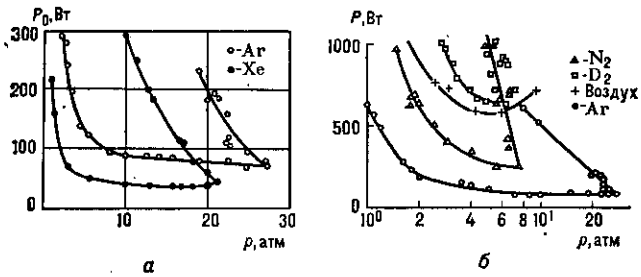
в районе фокуса, несколько сдвигаясь от фокуса по направлению к источнику до того сечения светового канала, где интенсивности излучения ещё хватает для компенсации потерь энергии из плазмы, без чего нет стационарного горения. Чтобы зажечь НОР, необходимо создать начальный, поглощающий лазерное излучение очаг плазмы. Проще всего ввести в область фокуса проволоку и убрать её после зажигания разряда.

Оценить лазерную мощность P, необходимую для поддержания НОР, можно из условия баланса теплопроводностного вытекания энергии из небольшой плазменной сферы радиуса r и поглощения ею лазерной энергии. Если, как это обычно бывает, область разряда не сильно поглощает лазерное излучение, $\mu_\omega r < 1$, где $\mu_\omega\ (T)$ — коэф. поглощения при темп-ре плазмы T, то

$$P = 2\pi\Theta(T)/\mu_\omega(T),\ \Theta(T) = \int_0^T \varkappa dT.$$

Здесь $\Theta(T)$ — потенциал потока тепла, $\varkappa$ — коэф. теплопроводности. Ф-ция $\Theta(T)$ — монотонно растущая, но $\mu_\omega(T)$ при пост. давлении имеет максимум при темп-ре, соответствующей почти полной однократной ионизации. Такая примерно темп-ра $T_m \approx 20\,000$ К и устанавливается в НОР, и ей соответствует минимально необходимая пороговая лазерная мощность $P_\text{п}$. В воздухе при $p = 1$ атм НОР устанавливается при мощности излучения CO_2-лазера $P_\text{п} = 2$ кВт; темп-ра плазмы при этом $T_m \approx 17\,000$ К, $\Theta_m \approx 0{,}3$ кВт/см, $\mu_{\omega max} \approx 0{,}8$ см$^{-1}$. Опыт хорошо подтверждает эти оценки. Коэф. поглощения $\mu_\omega(T_m)$ возрастает с увеличением давления ($\sim p^{1{,}5} - p^2$), а пороговая мощность соответственно уменьшается с ростом давления; $P_\text{п}$ также уменьшается в случае тяжёлых одноатомных газов, обладающих плохой теплопроводностью (Θ_m меньше). Так, при поддержании НОР в ксеноне при $p \approx 3$—4 атм требуется всего $P_\text{п} \approx 150$ Вт (рис. 5, *а*). При $p \geqslant 10$ атм падение $P_\text{п}$ прекращается, т. к. на смену теплопроводностным потерям энергии постепенно приходят лучистые, к-рые растут с p, как и μ_ω.

На рис. 5 (*а*, *б*) нижними ветвями кривых показаны измеренные на опыте пороговые мощности $P_\text{п}$. Если лазерная мощность P превышает $P_\text{п}$, то плазма сильнее сдвигается навстречу лучу и увеличивается в разме-



а *б*

Рис. 5. Пороговые мощности, необходимые для поддержания непрерывного оптического разряда в атомарных (*а*) и молекулярных (*б*) газах (нижние ветви кривых). Верхними ветвями кривых показаны верхние пределы существования НОР.

рах, но темп-ра её не возрастает. Наблюдается и верхний предел существования НОР по мощности и по давлению. Его существование связано с возрастанием роли лучистых потерь при больших темп-рах и размерах плазмы и вызванной этим неустойчивостью состояний, лежащих выше и правее верхних кривых. Однако при фокусировании лазерного луча короткофокусным зеркалом верхнего предела нет — НОР наблюдается и при $p \gtrsim 100$ атм.

Спектроскопич. методами измерялись темп-ры в плазме НОР и их пространств. распределения. На рис. 6 показано пространств. распределение темп-ры (изотермы) в НОР в воздухе атм. давления. Луч CO_2-лазера идёт справа налево; мощность лазера 6 кВт. Контур сходящегося светового канала показан пунктиром. В Ar при $p = 2$ атм достигалась темп-ра $T_{max} \simeq 18000$ К, в Xe при $p = 2$ атм — 14 000 К, в H_2 при $p = 6$ атм — 21000 К, в N_2 при $p = 2$ атм — 22 000 К, в воздухе при $p = 1$ атм — 17 000 К. При заметном превышении P

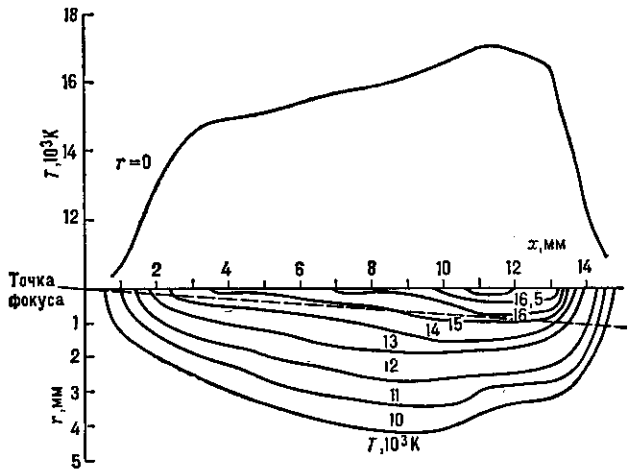


Рис. 6. Изотермы пространственного распределения температуры в НОР (внизу) и распределение T на оси луча (вверху).

над $P_\text{п}$ в плазме НОР поглощается около половины лазерной энергии, остальная проходит насквозь. Благодаря своей высокой темп-ре и хорошей стабильности НОР может служить непрерывным источником излучения очень большой калиброванной яркости. НОР часто возникает около твёрдых поверхностей, подвергаемых воздействию достаточно мощного лазерного излучения: при лазерной сварке, резке и др. Он оказывает неблагоприятное влияние на лазерную технологию, экранируя обрабатываемый материал от луча. Во избежание этих эффектов, а также и для др. целей целесообразно обдувать обрабатываемое место потоком газа (НОР «сдувается»).

Распространение О. р. Как и др. электрич. разрядам в газах, О. р. свойственна тенденция распространяться: плазменный фронт разряда может двигаться навстречу лазерному излучению. Эффекты распространения возникают вследствие ионизации газа перед фронтом плазмы. Когда холодный газ перед фронтом нагревается, ионизуется, он приобретает способность поглощать лазерный луч. Фронт разряда переходит на новое место, новая масса газа включается в разряд. Можно наблюдать и обращённую картину распространения, характерную для оптич. плазмотрона, когда плазменное образование локализовано в пространстве (в районе фокуса линзы, где интенсивность излучения максимальна), а холодный газ продувается через разряд.

Существует неск. механизмов распространения О. р. 1) Нагрев и ионизация газа перед плазменным фронтом сильной ударной волной, вызванной интенсивным энерговыделением,— т. н. световая детона-

ц и я. Она обычно наблюдается сразу после пробоя газа гигантским лазерным импульсом и до его окончания. Фронт световой детонации распространяется навстречу лучу со скоростями ~100 км/с, и газ за ним нагревается до темп-ры 10^5—10^6К. Зарегистрированная по измерению интенсивности рентг. излучения наиб. темп-ра в такой лазерной искре составила $3\cdot10^6$ К (при пиковой мощности лазерного импульса в неск. ГВт). После окончания гигантского лазерного импульса от места энерговыделения распространяется квазисферич. светящаяся взрывная волна. Эффект является миниатюрной копией ядерного взрыва в атмосфере.

2) Наблюдается медленное распространение плазменного фронта в лазерном луче со скоростями ~10—40 м/с, обязанное теплопроводностному прогреванию газа перед фронтом. Этот механизм действует преим. и в оптич. плазмотроне, где для непрерывности горения применяется непрерывный CO_2-лазер. В оптич. плазмотроне достигается на 1000—3000 К более высокая темп-ра, чем в НОР в неподвижном газе. Продувкой воздуха снимаются верх. ограничения по мощности лазера, а также по фокусному расстоянию линзы f (в неподвижном воздухе в слабофокусированном луче, при $f \gtrsim 20$ см, НОР не горит).

3) Наблюдаются быстрые волны ионизации в лазерном луче, распространяющиеся со скоростями 10—100 км/с, но без ударной волны. Они вызываются ионизацией газа перед фронтом тепловым излучением плазмы (радиац. волны).

4) Наблюдались также волны пробоя.

Лит.: Островская Г. В., Зайдель А. Н., Лазерная искра в газах, «УФН», 1973, т. 111, с. 579; Райзер Ю. П., Лазерная искра и распространение разрядов, М., 1974; его же, Оптические разряды, «УФН», 1980, т. 132, с. 549.

Ю. П. Райзер.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ СИСТЕ́МЫ — совокупность оптич. деталей — линз, призм, плоскопараллельных пластинок, зеркал и т. п., скомбинированных определ. образом для получения оптич. изображения или для преобразования светового потока, идущего от источника света. В зависимости от положения предмета и его изображения различают несколько типов О. с.: *микроскоп* (предмет на конечном расстоянии, изображение — на бесконечности), телескоп (и предмет, и его изображение находятся в бесконечности), *объектив* (предмет расположен в бесконечности, а изображение — на конечном расстоянии), проекц. система (предмет и его изображение расположены на конечном расстоянии от О. с.; см. *Проекционный аппарат*). О. с. характеризуются такими параметрами, как *светосила*, линейное и угл. увеличение, масштаб оптического изображения.

О. с. используются в технол. оборудовании, в медицине, для *оптической локации*, *оптической связи*, для образования плазмы и т. п.

Расчёт О. с. и устранение их аберраций являются сложной задачей, и совр. прогресс в оптич. приборостроении связан с использованием новых материалов и расчётом О. с. с помощью ЭВМ.

Лит.: Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

ОПТИ́ЧЕСКИЕ СТАНДА́РТЫ ЧАСТОТЫ — *лазеры* со стабильной во времени частотой излучения (10^{-14}—10^{-15}), её воспроизводимостью (10^{-13}—10^{-14}). О. с. ч. применяются в физ. исследованиях и находят практич. приложение в метрологии, локации, геофизике, связи, навигации и машиностроении. Деление частоты О. с. ч. до радиодиапазона сделало возможным создание шкалы времени, основанной на использовании периода оптич. колебаний.

О. с. ч. обладают преимуществами по сравнению с *квантовыми стандартами частоты* СВЧ-диапазона: эксперименты, связанные с измерением частоты при использовании лазеров, требуют меньшего времени, т. к. абс. частота в 10^4—10^5 раз превышает нелазерные стандарты частоты. Абс. интенсивность и ширина резонансов, являющихся реперами частоты, в оптич. диапазоне в 10^5—10^6 раз больше, чем в СВЧ-диапазоне, при одной и той же относит. ширине. Это позволяет создавать О. с. ч. с более высокой кратковрем. стабильностью частоты. При делении частоты О. с. ч. до радиодиапазона относит. ширина линии излучения практически не меняется (если используется СВЧ стандарт. флуктуац. спектр его сигнала существенно расширяется при умножении частоты в 10^5—10^6 раз). Роль квадратичного *Доплера эффекта*, ограничивающего долговрем. стабильность и воспроизводимость частоты, одинакова.

Принцип стабилизации. Стабилизация частоты лазера, как и стандартов радиодиапазона, основана на использовании спектральных линий атомного или молекулярного газа (оптич. реперы), к центру к-рых «привязывается» частота ν с помощью электронной системы автоматич. подстройки частоты. Т. к. линии усиления лазеров обычно значительно превосходят ширину полосы пропускания *оптического резонатора*, то нестабильность ($\delta\nu$) частоты ν генерации в большинстве случаев определяется изменением оптич. длины резонатора $l(\delta l)$: $\delta\nu = \nu\delta l/l$. Осн. источниками нестабильности l являются тепловой дрейф, механич. и акустич. возмущения элементов конструкции резонатора, флуктуации показателя преломления газоразрядной плазмы. С помощью оптич. репера система автоподстройки вырабатывает сигнал, пропорц. величине и знаку расстройки $\Delta\nu$ между частотой ν и частотой ν_0 центра спектральной линии, с помощью к-рого частота лазера настраивается на центр линии ($\Delta\nu = \nu - \nu_0 = 0$). Относит. точность настройки обратно пропорц. произведению добротности спектральной линии ν_0/γ (γ — ширина линии) на отношение сигнал/шум при её индикации.

Для получения узкой линии излучения и высокой кратковрем. стабильности частоты (стабильность за времена $\tau \leqslant 1$ с) необходимо использовать реперы достаточно высокой интенсивности с шириной γ, значительно превосходящей характерный диапазон частотных возмущений $\Delta f_в$. Для *газовых лазеров* характерная ширина спектра акустич. возмущений $\Delta f_в \sim 10^3$—10^4 Гц, поэтому требуемая ширина резонанса $\gamma \lesssim 50$ Гц (относит. ширина 10^{-9}—10^{-10}). Это позволяет использовать системы автоматич. подстройки частоты с широкой полосой (10^4 Гц) для эфф. подавления быстрых флуктуаций длины резонатора.

Для достижения высокой долговрем. стабильности и воспроизводимости частоты необходимы оптич. линии высокой добротности, т. к. при этом уменьшается влияние разл. факторов на сдвиги частоты центра линии.

Оптические реперы. Используемые в СВЧ-диапазоне методы получения узких спектральных линий оказались не применимыми в оптич. области спектра (доплеровское уширение мало в СВЧ-диапазоне). Для О. с. ч. важны методы, к-рые позволяют получать резонансы в центре спектральной линии. Это даёт возможность непосредственно связать частоту излучения с частотой квантового перехода. Перспективны три метода: метод насыщенного поглощения, двухфотонного резонанса и метод разнесённых оптич. полей. Осн. результаты по стабилизации частоты лазеров получены с помощью метода насыщенного поглощения, к-рый основан на нелинейном взаимодействии встречных световых волн с газом. Нелинейно поглощающая ячейка с газом низкого давления может находиться внутри резонатора лазера (активный репер) и вне его (пассивный репер). Из-за эффекта насыщения (выравнивание населённостей уровней частиц газа в сильном поле) в центре доплеровски-уширенной линии поглощения возникает провал с однородной шириной, к-рая может быть в 10^5—10^6 раз меньше доплеровской ширины. В случае внутренней поглощающей ячейки уменьшение поглощения в центре линии приводит к появлению узкого пика на контуре зависимости мощности от частоты генерации. Ширина нелинейного резонанса в молекулярном газе низкого давления определяется прежде всего столкновениями и эффектами, обусловленными конечным временем пролёта части-

цы через световой пучок. Уменьшение ширины резонанса γ сопровождается резким падением его интенсивности ΔI (пропорц. кубу давления).

Наиб. узкие резонансы насыщенного поглощения с относит. шириной $\leqslant 10^{-11}$ получены в CH_4 на компонентах F_2^2 и E колебательно-вращат. линии P (7) полосы ν_3 (см. *Молекулярные спектры*), к-рые близки к центру линии усиления гелий-неонового лазера на $\lambda =$ = 3,39 мкм. Для точного совмещения линий усиления и поглощения используют ^{22}Ne и увеличивают давление He в активной среде лазера либо помещают активную среду в магн. поле (для E-компоненты).

Схема О. с. ч., использующего сверхузкий резонанс (с относит. шириной 10^{-11}—10^{-12}) в качестве репера, состоит из вспомогательного стабильного по частоте лазера 2 с узкой линией излучения, перестраиваемого лазера 2 и системы получения узкого резонанса (рис. 1). Узкая линия излучения перестраиваемого лазера, к-рый используется для получения сверхузкого

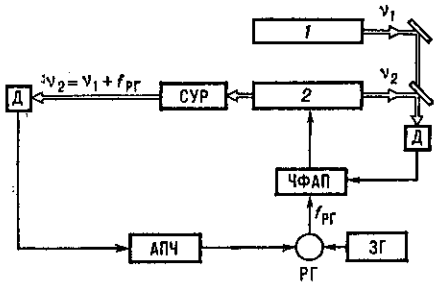


Рис. 1. Схема оптического стандарта частоты: ЧФАП — частотно-фазовая автоподстройка; СУР — система получения сверхузкого резонанса; АПЧ — система автоматической подстройки частоты; ЗГ — звуковой генератор; РГ — радиогенератор; Д — фотодетектор.

резонанса, обеспечивается посредством фазовой синхронизации этого лазера со стабильным. Долговрем. стабильность перестраиваемого лазера достигается плавной настройкой его частоты на максимум сверхузкого резонанса с помощью экстремальной системы автоподстройки. При этом возможно одновременно получать высокие значения кратковрем. и долговрем. стабильностей и воспроизводимости частоты.

Стабильность частоты. Наиб. высокая стабильность частоты получена в ИК-диапазоне с He — Ne-лазером ($\lambda = 3{,}39$ мкм) с внутр. ячейкой поглощения. Т. к. абс. частота его известна с высокой точностью (10^{-11}), то этот лазер может быть использован как самостоят. вторичный эталон частоты для измерения абс. частот в оптич. и ИК-диапазонах. Ширина линии излучения такого лазера составляет 0,07 Гц (рис. 2). Стабильность частоты за времена усреднения $\tau = 1$—100 с

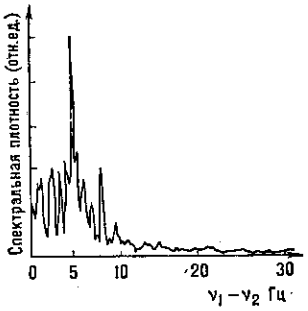


Рис. 2. Спектр биений частот двух независимо стабилизированных лазеров He — Ne/CH_4.

равна $4 \cdot 10^{-15}$ (рис. 3). Долговрем. стабильность и воспроизводимость частоты He — Ne-лазеров с телескопич. расширением пучка, стабилизированных по резонансам в CH_4 на линиях поглощения F_2^2 и E (см. выше) с добротностью $\sim 10^{11}$, достигают $\sim 10^{-14}$. Принципиальным фактором, ограничивающим воспроизводимость и точность частоты, является квадратичный эффект Доплера.

Практич. интерес представляют О. с. ч. на основе CO_2-лазера с внеш. поглощающей ячейкой, заполненной парами $^{192}OsO_4$. Спектральная линия поглощения колебательно-вращат. перехода $P(40)$ полосы ν_3 молекулы $^{192}OsO_4$ совпадает с линией P (14) перехода 001—10 ° CO_2-лазера ($\lambda = 10{,}6$ мкм) и не имеет сверхтонкой структуры. Квадратичный эффект Доплера из-за большой массы этой молекулы мал. Стандарт $CO_2/^{192}OsO_4$ имеет стабильность 10^{-13} за время 10 с и воспроизводимость частоты 10^{-12}. Для стабилизации частоты CO_2-лазера применяется также т. н. метод насыщенной флуоресценции, достоинством к-рого является возможность стабилизации на всех линиях генерации CO_2-лазера. Достигается стабильность частоты 10^{-12} за время $\tau = 50$ с.

В видимой области спектра используются He — Ne-лазеры ($\lambda = 0{,}633$ мкм, 0,612 мкм), стабилизированные по резонансам насыщенного поглощения паров $^{127}I_2$ и $^{129}I_2$ на компонентах сверхтонкой структуры электронных переходов, к-рые используются в качестве оптич. стандарта длины волны для метрологич. измерений (см. *Метр*) и спектроскопич. исследований. Наиб. высокие значения стабильности частоты О. с. ч. He — $Ne/^{127}I_2$ и He — $Ne/^{129}I_2$ составляют $1{,}9 \cdot 10^{-13}$ ($\tau = 270$ с) и $2 \cdot 10^{-13}$ ($\tau = 100$ с). Воспроизводимость частоты этих лазеров достигает $8 \cdot 10^{-13}$ и $6 \cdot 10^{-13}$.

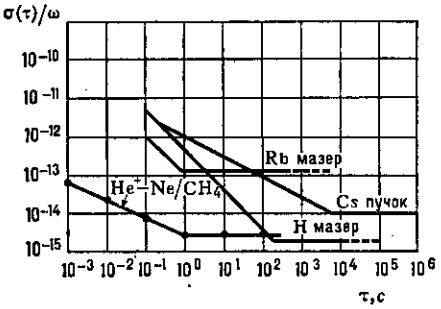


Рис. 3. Зависимость стабильности частоты от времени усреднения τ.

Стабилизация частоты мощных ионных лазеров представляет интерес для развития техники перестраиваемых *лазеров на красителях* и *лазеров на центрах окраски*. В качестве оптич. репера используются узкие резонансы насыщенной флуоресценции в $^{127}I_2$ шириной $\sim$100 кГц. Достигнуты стабильность $5 \cdot 10^{-14}$ при $\tau = 100$ с и воспроизводимость частоты $1{,}5 \cdot 10^{-12}$.

Оптические часы. О. с. ч., снабжённый системой деления его частоты в радиодиапазон, представляет собой устройство, позволяющее определять единицу шкалы времени — секунду — по числу периодов высокостабильных оптич. колебаний. Схема оптич. часов включает эталонный высокостабильный стандарт He — Ne/CH_4, цепочку подобранных и синхронизованных по фазе лазеров ИК-, субмиллиметрового диапазонов и генераторов СВЧ-диапазона, обеспечивающих деление оптич. частоты в радиодиапазон с выходом на стандартные частоты 1 и 5 МГц. Последоват. фазовый захват частоты одного генератора к другому (см. *Захватывание частоты*) позволяет передавать высокую стабильность частоты О. с. ч. в радиодиапазон без потерь. В качестве быстродействующих нелинейных элементов для преобразования частот лазеров и генерации гармоник высокого порядка применяются точечные диоды типа металл — окисел — металл (МОМ-диод) с постоянной времени $\sim 10^{-14}$ с. Пока система деления частоты He —Ne/CH_4 стандарта является громоздкой. Необходимо её упрощение, чтобы О. с. ч. стали конкурентноспособными со стандартами радиодиапазона.

Абсолютное измерение частот. Для измерения частот оптич. диапазона необходимо осуществлять умножение известной частоты стандарта радиодиапазона в 10^4—10^5 раз или деление измеряемой частоты лазера в такое же число раз. Длит. время абс. измерения частот лазеров проводились поэтапно. Сначала определялись частоты лазеров дальнего ИК-диапазона сравнением умноженного сигнала от СВЧ-стандарта с частотой лазера. Затем известная частота лазера снова умножалась

и сравнивалась с частотой нового лазера. Схема синтеза частоты на каждом этапе измерения выражается ф-лой $\nu_i = n\nu_{i-1} \pm f_{пр}$, где ν_i — синтезируемая частота, ν_{i-1} — известная частота, $f_{пр}$ — измеряемая промежуточная частота. При известном коэф. умножения частоты (n) определяется абс. значение ν_i. Создание оптич. шкалы времени открыло возможность измерения абс. частот лазеров с предельной точностью 10^{-13}—10^{-14}.

Наиб. точно измерена частота лазера Не — Ne/CH_4 ($\lambda = 3{,}39$ мкм). Этот лазер имеет высокую воспроизводимость частоты и занимает удобное промежуточное положение между субмиллиметровой и ИК-областью, с одной стороны, и ближней ИК-областью и видимой — с другой. Ср. значение частоты [вычисленное Д. Найтом (D. Knight)] $\nu_{CH_4} = 88376181602{,}3 \pm 0{,}8$ кГц.

Улучшение характеристик О. с. ч. связано с дальнейшим развитием метода насыщенного поглощения, а также методов, основанных на применении разнесённых оптич. полей, двухфотонных резонансов и резонансов поглощения захваченными в ловушки частицами. В сочетании с охлаждением частиц они формируют резонансы с добротностью $\sim 10^{14}$ и позволяют получить стабильность и воспроизводимость частоты на уровне $\geqslant 10^{-16}$ (см. *Нелинейная спектроскопия*).

Лит.: Басов Н. Г., Летохов В. С., Оптические стандарты частоты, «УФН», 1968, т. 96, с. 585; Jennings D. A., Petersen F. R., Evenson K. M., Direct frequency measurement of the 260 THz (1.15μm) ^{20}Ne Laser and beyond, в кн.: Laser spectroscopy. IV. Proc. 4 th-Intern. Conf., Rottach-Egern, Fed. Rep. of Germany, June 11—15 1979, ed. by H. Walther, K. W. Kothe, B.— [a. o.], 1979, p. 39; Proceedings of Third Symposium on Freq. Standarts and Metrology, Aussois, France, 12—15 Oct. 1981, «J. Phys.», 1981, v. 42, Colloq. C 8, № 12; Багаев С. Н., Чеботаев В. П., Лазерные стандарты частоты, «УФН», 1986, т. 148, с. 143; Knight D. J. E., A tabulation of absolute laser — frequence measurements, «Metrologia», 1986, v. 22, p. 251. *В. П. Чеботаев.*

ОПТИЧЕСКИЙ ЗАТВОР — устройство для управления световым потоком — временного перекрытия и последующего пропускания в течение определ. промежутка времени. Существует несколько широко используемых типов О. з.: механич., эл.-оптич., магн.-оптические, фототропные.

В механических О. з. перекрывание светового пучка осуществляется механич. перемещением шторок, зеркал, призм и т. п., поэтому скорость переключения таких О. з. определяется инерцией подвижных элементов и составляет обычно не менее 10^{-4} с.

Действие электрооптического затвора основано на использовании линейного (*Поккельса эффекта*) или квадратичного (*Керра эффекта*) эл.-оптич. эффекта — зависимости двулучепреломления среды от напряжённости приложенного к ней электрич. поля. Такой О. з. состоит из эл.-оптич. ячейки, помещённой между двумя параллельными (или скрещенными) поляризаторами. Управление затвором осуществляется обычно подачей на эл.-оптич. ячейку т. н. полуволнового напряжения — напряжения, при к-ром возникающее в среде двойное лучепреломление приводит к сдвигу фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами на величину π. В технике измерений сверхкоротких лазерных импульсов для управления эл.-оптич. затвором вместо электрич. импульсов используются мощные поляризов. световые импульсы (затвор Дюге и Хансена), к-рые, распространяясь в ячейке Керра, приводят вследствие нелинейности среды к возникновению оптически наведённого двулучепреломления. Скорость переключения таких О. з. очень высока (до 10^{-13} с).

Действие магнитооптического затвора основано на линейном магн.-оптич. эффекте (*Фарадея эффекте*) — зависимости угла поворота плоскости поляризации света, распространяющегося в среде, от напряжённости магн. поля, приложенного к ней. О. з. содержит ячейку Фарадея (оптич. среда с большой *Верде постоянной*, находящаяся в магн. поле соленоида), к-рая установлена между двумя скрещенными поляризаторами. Управление затвором осуществляется изменением тока соленоида. Важным свойством, отличающим магн.-оптич. затвор от других, является его невзаимность: будучи открытым для пучка излучения, проходящего затвор в прямом направлении, затвор закрыт для пучка, идущего в обратном направлении (см. *Невзаимные элементы*), что позволяет использовать его в качестве оптич. изолятора.

Фототропный (пассивный) затвор применяется для модуляции добротности резонатора лазеров и для получения режима самосинхронизации мод в лазере. Действие его основано на явлении насыщения поглощения (просветлении) среды при воздействии на неё интенсивного оптич. излучения (см. *Насыщения эффект*). Быстродействие фототропных О. з. определяется свойствами используемой среды (стекла, красители и др.) и составляет 10^{-10}—10^{-12} с.

О. з. используется в фотоаппаратах, кинокамерах, скоростных фоторегистрирующих устройствах, для модуляции интенсивности оптич. пучков, в лазерных устройствах.

Лит.: Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; Сверхкороткие световые импульсы, пер. с англ., под ред. С. Шапиро, М., 1981. *Б. В. Жданов.*

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР — см. *Лазер*.

ОПТИЧЕСКИЙ КОНТАКТ — контактное соединение двух поверхностей твёрдых тел, тщательно отполированных и сближенных на расстояние, намного меньшее длины световой волны (порядка нм). О. к. в нормальных условиях (на воздухе) приводит к высокопрочному соединению твёрдых тел, обусловленному гл. обр. силами межмолекулярного взаимодействия (водородная связь), возникающими между адсорбированными из воздуха на поверхности контактирующих тел молекулами воды и углеводородов.

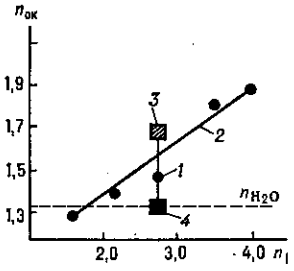
Геом. толщина О. к. зависит от качества обработки соединяемых поверхностей и не является пост. величиной в пределах всей контактирующей поверхности. Эфф. геом. толщина определяется как сумма ср. значений высот микронеровностей обеих контактирующих поверхностей. В качестве приближения за эфф. толщину может быть принято ср. значение толщин слоёв молекул воды и углеводородов, адсорбированных в О. к. Толщины слоёв воды и углеводородов в О. к. в нормальных условиях зависят от технол. факторов изготовления поверхностей, высот микронеровностей контактирующей пары и составляют ок. 1—2 и 4—10 нм соответственно.

Прочностные свойства О. к. определяются силами сцепления, действующими между контактирующими поверхностями. Различают нормальную составляющую σ, определяющую прочность О. к. на разрыв, и тангенциальную составляющую τ, определяющую прочность на сдвиг. Для типичной пары поверхностей, изготовленных из кварцевого стекла и находящихся в О. к., ср. значения величин σ и τ равны 60 Н/см^2 и 40 Н/см^2 соответственно. О. к. достаточно стабилен по механич. свойствам, но с течением времени параметры σ и τ имеют тенденцию к небольшому увеличению, предельная величина к-рого зависит от материала контактирующей пары и качества полировки. После вакуумирования О. к. и последующего пребывания его в атмосфере с высокой относит. влажностью увеличивается прочность на разрыв σ и резко ($\sim$ в 3 раза) снижается сдвиговая прочность τ, что связано с появлением тонкой прослойки воды, образовавшейся между контактирующими поверхностями в результате капиллярного всасывания. Удаляя молекулы углеводородов с поверхности твёрдых тел и пузырьки воздуха из контактного слоя, можно дополнительно увеличить прочность О. к. ($\sim$ в 2 раза).

В условиях вакуума, когда с поверхности соединяемых твёрдых тел удалены адсорбиров. молекулы, прочность О. к. определяется ван-дер-ваальсовыми силами, обусловленными перекрыванием флуктуационного

эл.-магн. поля в отд. зонах О. к. (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Для этого случая сила связи взаимодействующих тел определяется через диэлектрич. проницаемости веществ, образующих О. к., и веществ, находящихся в зазоре; причём сила сцепления уменьшается пропорц. кубу расстояния между контактирующими поверхностями.

Оптич. свойства О. к. (отражение, преломление) определяются оптич. свойствами контактирующих тел, кол-вом воды в слое и могут значительно меняться в пределах контакта; напр., коэф. отражения О. к. для пары кварцевых пластин меняется в пределах 10^{-4}—10^{-7}. Показатель преломления О. к. может быть получен в аддитивном приближении с помощью Лоренца — Лоренца ф-лы, исходя из показателей преломления контактирующих тел, состава адсорбированных в О. к. воды, углеводородов и относит. соотношения высот микронеровностей поверхностей. На рис. представлена зависимость показателя преломления О. к. $n_{ок}$ от показателя преломления n_1 одной из контактирующих пластин. Измерение $n_{ок}$ проводится методами *нарушенного полного внутреннего отражения*, а изменение n_1



Зависимость показателя преломления оптического контакта $n_{ок}$ от величины показателя преломления n_1 одной из контактирующих пластин: *1* — экспериментальные точки; *2* — теоретическая прямая (аддитивное приближение); *3* — через 2 часа после вакуумирования; *4* — с последующей 5-минутной выдержкой при 100% относительной влажности.

обеспечивается набором призм из разных материалов; вторая пластина — кварц ($n_2 = 1{,}457$) — не менялась.

При неравномерном нагревании О. к. легко разрушается, что используется в технологии оптич. приборостроения для оперативной разборки (сборки) высокоточного соединения детали с подложкой. Важной разновидностью О. к. является глубокий О. к., получаемый при высокотемпературном спекании специально обработанных поверхностей. Прочность такого О. к., применяемого для неразъёмного соединения деталей, сравнима с макроскопич. прочностью контактирующих тел.

О. к. применяется для устранения отражения и рассеяния света от поверхности раздела сред, а также для получения высокопрочных разъёмных и неразъёмных соединений в оптич. технологии.

Лит.: Обреимов И. В., Трехов Е. С., Оптический контакт полированных стеклянных поверхностей, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, в. 2, с. 185; Дерягин Б. В., Кротова Н. А., Смилга В. П., Адгезия твердых тел, М., 1977; Золотарёв В. М. и др., Исследование механизма контактного взаимодействия плоских поверхностей диэлектриков, «ФТТ», 1978, т. 20, № 1, с. 177.

В. М. Золотарёв.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ПИРО́МЕТР — см. *Пирометрия оптическая.*

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ПРОБО́Й — см. в ст. *Оптические разряды.*

ОПТИ́ЧЕСКИЙ РЕЗОНА́ТОР — совокупность неск. отражающих элементов, образующих *открытый резонатор* (в отличие от закрытых *объёмных резонаторов*, применяемых в диапазоне СВЧ). Для длин волн $\lambda < 0{,}1$ см использование закрытых резонаторов, имеющих размеры $d \sim \lambda$, затруднительно из-за малости d и больших потерь энергии в стенках. Использование же объёмных резонаторов с $d > \lambda$ также невозможно из-за возбуждения в них большого числа собств. колебаний, близких по частоте, в результате чего резонансные линии перекрываются и резонансные свойства практически исчезают. В О. р. отражающие элементы не образуют замкнутой полости, поэтому большая часть его собств. колебаний сильно затухает и лишь малая часть их затухает слабо. В результате спектр образовавшегося О. р. сильно разрежен.

О. р.— резонансная система *лазера*, определяющая спектральный и модовый состав лазерного излучения, а также его направленность и поляризацию. От О. р. зависит заполненность активной среды лазера полем излучения и, следовательно, снимаемая с неё мощность излучения и кпд лазера.

Простейшим О. р. является *интерферометр Фабри—Перо*, состоящий из двух плоских параллельных зеркал. Если между зеркалами, расположенными на расстоянии d друг от друга, нормально к ним распространяется плоская волна, то в результате отражения её от зеркал в пространстве между ними образуются стоячие волны (собств. колебания). Условие их образования $d = q\lambda/2$, где q — число полуволн, укладывающихся между зеркалами, наз. продольным индексом колебания (обычно $q \sim 10^4$—10^6). Собств. частоты О. р. образуют арифметич. прогрессию с разностью $c/2d$ (эквидистантный спектр). В действительности из-за дифракции на краях зеркал поле колебаний зависит и от поперечных координат, а колебания характеризуются также поперечными индексами m, n, определяющими число обращений поля в 0 при изменении поперечных координат. Чем больше m и n, тем выше затухание колебаний, обусловленное излучением в пространство (вследствие дифракции света на краях зеркал). Моды с $m = n = 0$ наз. продольными, остальные — поперечными.

Т. к. коэф. затухания колебания растёт с увеличением m и n быстрее, чем частотный интервал между соседними колебаниями, то резонансные кривые, отвечающие большим m и n, перекрываются и соответствующие колебания не проявляются. Коэф. затухания зависит также от числа N зон Френеля, видимых на зеркале диам. R из центра др. зеркала, находящегося от первого на расстоянии d: $N = R^2/2d\lambda$ (см. *Френеля зоны*). При $N \sim 1$ остаётся 1—2 колебания, сопутствующих осн. колебанию ($q = 1$).

Двухзеркальные резонаторы. О. р. с плоскими зеркалами чувствительны к деформациям и перекосам зеркал, что ограничивает их применение. Этого недостатка лишены О. р. со сферич. зеркалами (рис. 1), в к-рых лучи, неоднократно отражаясь от вогнутых зеркал, не выходят за пределы огибающей поверхности — *каустики*. Поскольку волновое поле быстро убывает вне каустики, излучение из сферич. О. р. с каустикой гораздо меньше, чем излучение из плоского О. р. Разрежение спектра в этом случае реализуется благодаря тому, что размеры каустики растут с ростом m и n. Для колебаний с большими m и n каустика оказывается расположенной вблизи края зеркал или вовсе не формируется. Сферич. О. р. с каустикой наз. устойчивыми, т. к. параксиальный луч при отражении не уходит из приосевой области (рис. 2,*а*). Устойчивые О. р. нечувствительны к небольшим смещениям и перекосам зеркал, они применяются с активными средами, обладающими небольшим усилением ($\lesssim 10\%$ на один проход).

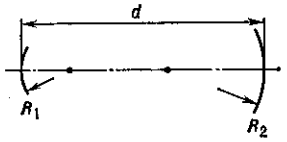
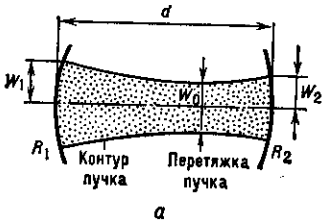


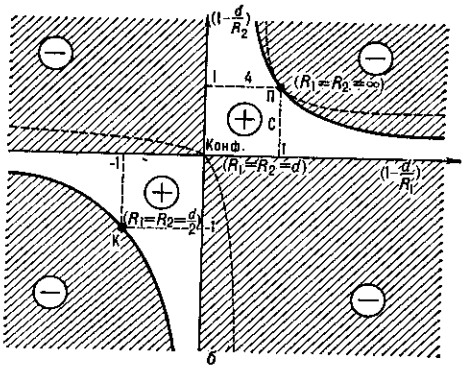
Рис. 1. Двухзеркальный резонатор.

Для сред с большим усилением используются неустойчивые О. р., в к-рых каустика образоваться не может; луч, проходящий вблизи оси резонатора под малым углом к ней, после отражений неограниченно удаляется от оси. На рис. 2(*б*) дана диаграмма устойчивости О. р. при разл. соотношениях между радиусами R_1 и R_2 зеркал и расстоянием d между ними. Незаштрихованные области соответствуют наличию каустик, заштрихованные — их отсутствию. Точки, соответствующие резонатору с плоскими (П) и концентрическими (К) зеркалами, лежат на границе заштрихованных областей. На границе между устойчивыми и неустой-

чивыми О. р. расположен также конфокальный О. р. ($R_1 = R_2 = d$). Из устойчивых О. р. наиб. часто используется полуконфокальный ($R_1 = \infty$, $R_2 = 2d$), из неустойчивых — телескопический О. р. ($R_1 + R_2 = 2d$). Потери на излучение в неустойчивых О. р. для



а



б

Рис. 2. Образование каустики (*а*) и диаграмма устойчивости двухзеркальных резонаторов (*б*): знаком плюс отмечены области устойчивости; минусом — области неустойчивости; сплошные линии — границы этих областей; П — резонатор с плоскими зеркалами; Конф. — конфокальный резонатор; К — концентрический резонатор; пунктир — линия телескопических резонаторов.

колебаний высших типов значительно больше, чем для осн. колебания. Это позволяет добиться одномодовой генерации лазера и связанной с ней высокой направленности излучения.

Теория. Распределение электрич. поля E устойчивого О. р. в плоскости, перпендикулярной оси О. р. (z), описывается выражением

$$E(x,y) = E_0 H_m(x/W) H_n(y/W) \exp[-(x^2+y^2)/2W^2]. \quad (1)$$

Здесь E_0 — коэф., определяющий амплитуду поля; $H_{m,n}$ — полиномы Эрмита (см. *Ортогональные полиномы*) m-й и n-й степеней: $H_0(x) = 1$, $H_1(x) = 2x$, $H_2(x) = 4x^2 - 2$, $H_3(x) = 8x^3 - 12x$; W — поперечный радиус продольной моды (на расстоянии от оси О. р., равном W, плотность энергии продольной моды уменьшается в e раз). Зависимость $W(z)$ имеет вид

$$W = \sqrt{W_0^2 + z^2/k^2 W_0^2},$$

где $k = 2\pi/\lambda$, а z отсчитывается от т. н. перетяжки продольной моды, т. е. от той точки на оси резонатора, где её радиус имеет наим. значение, равное W_0 (рис. 2,*а*). Расстояние от перетяжки до зеркала R_1

$$d_1 = \frac{d(R_2 - d)}{R_1 + R_2 - 2d},$$

радиус продольной моды в перетяжке

$$W_0 = \sqrt[4]{\frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{k^2 (R_1 + R_2 - 2d)}}.$$

Частотный спектр двухзеркального О. р. задаётся условием

$$\nu_{m,n,q}(\text{Гц}) = \frac{c}{2d}\left[q + (m+n+1)\frac{c}{\pi}\arccos\sqrt{(1 - d/R_1)(1 - d/R_2)}\right]. \quad (2)$$

Распределение поля на зеркале показано на рис. 3. Т. к. частотный спектр двухзеркального О. р. вырожден (зависит лишь от суммы $m + n$, но не от каждого из индексов в отдельности), то $E(x,y)$ может отличаться от (1). Конкретный вид распределений зависит от слабых возмущающих действий со стороны диафрагм или др. объектов в области, занимаемой пучком. В частности, при осевой симметрии возможны распределения полей (рис. 4), описываемые в цилиндрич. координатах (r, φ, z) выражением

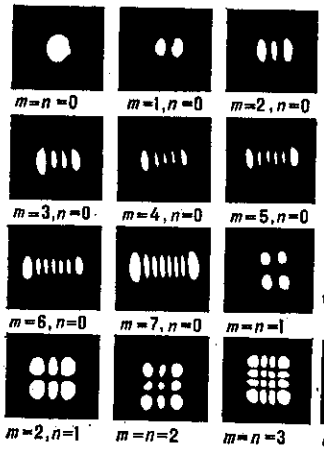


Рис. 3. Распределение поля на зеркале при прямоугольной симметрии.

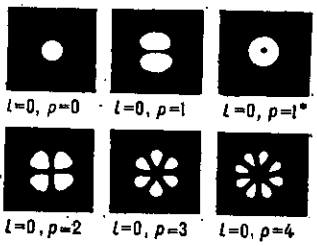


Рис. 4. Распределение поля на зеркале при осевой симметрии; * соответствует распределению поля при сложении двух ортогонально поляризованных мод.

$$E(r,\varphi) = E_0 (r/W) L_p^l (r^2/W^2) \exp(-r^2/2W^2) \left[\begin{pmatrix}\sin\\ \cos\end{pmatrix} l\varphi\right].$$

Здесь l, p — индексы колебания, определяющие число обращений поля в 0 при изменении r и φ; $W(z)$ — радиус продольной моды; $L_p^l(x)$ — обобщённый полином Лагерра: $L_0^l = 1$; $L_1^l = l + 1 - x$; $L_2^l = \frac{1}{2}(l+1)(l+2) - (l+2)x + \frac{1}{2}x^2$;...

Спектр О. р. при осевой симметрии определяется соотношением (2), где $(m + n + 1)$ следует заменить на $(2p + l + 1)$.

Составной резонатор. Кроме зеркал О. р. часто содержит т. н. активные элементы (пластинки, линзы и др.). Составной О. р. может работать в двух режимах в зависимости от того, используется или теряется излучение, отражённое от промежуточных поверхностей. Если отражённое излучение используется, то О. р. наз. согласованным. Каждая часть согласованного О.р., заключённая между двумя соседними поверхностями раздела, может рассматриваться как отд. резонатор, причём поперечные моды этих резонаторов подбирают так, чтобы они совпадали на границах раздела. Условие согласования (рис. 5) имеет вид

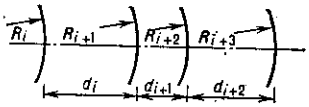


Рис. 5.

$$\frac{R_{l+2} - d_{l+1}}{2d_{l+1} - R_{l+2} + R_{l+1}} = \frac{(R_l + d_l)d_l}{2d_l - R_{l+1} + R_l}.$$

Согласованный О. р. обладает неэквидистантным спектром и может быть использован для разрежения продольного спектра О. р. (см. ниже).

Важной проблемой в случае составного О. р. является эфф. заполнение активной среды лазера полем выбранной моды. Если составной О. р. обладает осью или плоскостью симметрии, то продольная мода (как и у двухзеркального О. р.) является гауссовым пучком (см. *Квазиоптика*). Его прохождение через оптич. элементы описывается матрицами этих элементов (см. *Матричные методы* в оптике), а прохождение через О. р. описывается матрицей, являющейся произведением матриц составляющих его оптич. элементов. При

этом комплексный параметр гауссова пучка q определяется ур-нием

$$Cq^2 + (D - A)q - B = 0.$$

Коэф. A, B, C, D образуют матрицу О. р. Это ур-ние, а также соотношения $R = [Re(1/q)]^{-1}$, $\omega^2 = [k Im(1/q)]^{-1}$ позволяют определить поперечный радиус пучка ω и радиус кривизны волнового фронта R в любом сечении резонатора.

Селекция продольных мод. Для разрежения (селекции) продольных мод, имеющих одинаковое поперечное распределение поля, но отличающихся частотой, используются резонаторы, содержащие дисперсионные элементы (призмы, дифракц. решётки, интерферометры и др.). В частности, в качестве дисперсионного элемента применяют дополнит. О. р., связанные с основным и образующие т. н. эквивалентное зеркало, коэф. отражения к-рого ρ зависит от частоты ν. Для удаления из спектра одной из продольных мод наиб. пригоден линейный трёхзеркальный О. р. (рис. 6,*а*), для выделения в спектре одной продольной моды — резонатор Фокса — Смита (рис. 6,*б*) и Т-образный (рис. 6,*в*). В нек-рых случаях удобен О. р. Майкельсона (рис. 6,*г*).

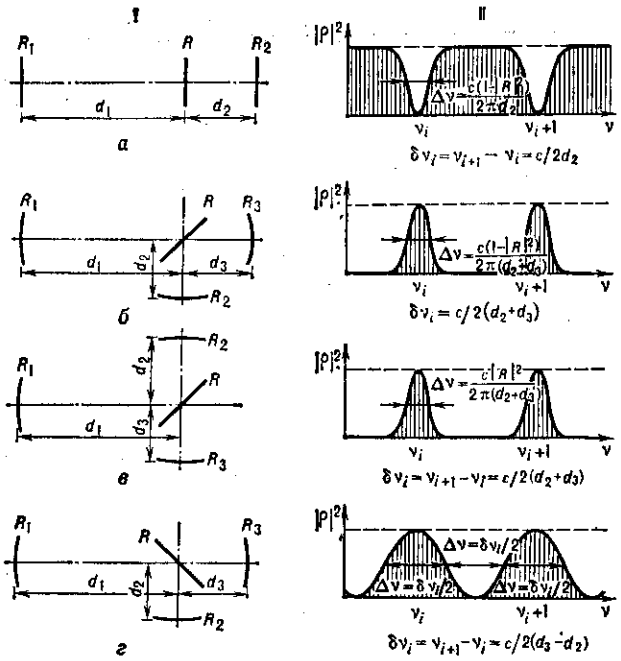


Рис. 6. Различные типы связанных резонаторов (I) и зависимость коэффициента отражения эквивалентного зеркала ρ от частоты ν(II).

В лазерах на красителях применяется комбинация дифракц. решётки и интерферометра Фабри — Перо (рис. 7). При этом интерферометр выделяет одну продольную моду, а решётка предотвращает генерацию на др. порядках интерферометра. Линзы $Л_1$ и $Л_2$, образующие т. н. телескоп, согласуют узкий пучок, проходящий через активную среду А, с широким пучком, попадающим на интерферометр и решётку. Активная среда в таком О. р. играет также роль диафрагмы,

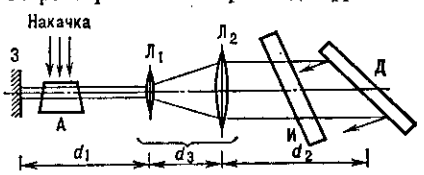


Рис. 7. Резонатор, содержащий дисперсионные элементы (используемый в лазерах на красителях). А — кювета с активной средой; З — непрозрачное или частично прозрачное зеркало; И — интерферометр Фабри — Перо; Д — дифракционная решётка.

выделяющей осн. поперечную моду. Такие О. р. позволили создать перестраиваемые в широком диапазоне одночастотные *лазеры на красителях*.

Селекция поперечных мод основана на различии в распределении полей поперечных мод с разными m и n. Т. к. обычно требуется выделить осн. моду, к-рая имеет мин. угл. расходимость, гауссово распределение и мин. протяжённость в поперечном направлении, то применяется диафрагмирование пучка внутри О. р. Радиус диафрагмы ориентировочно должен быть равен поперечному радиусу моды, следующей за основной. При этом потери всех мод, кроме основной, сильно увеличиваются.

При селекции поперечных мод необходимо, чтобы оставшаяся единств. мода эффективно заполняла активную среду. Поэтому важны границы зон устойчивости (рис. 2,*б*), где поперечные размеры мод увеличиваются: 1) радиус моды увеличивается во всём объёме, если расстояние d между зеркалами постоянно, а радиусы кривизны зеркал R_1 и $R_2 \to \infty$ (при этом сильно увеличивается чувствительность резонатора к разъюстировкам); 2) радиус моды увеличивается на 1-м зеркале и уменьшается на 2-м, если $d \lesssim R_1$ ($R_2 > R_1$); 3) радиус моды увеличивается на 2-м зеркале и уменьшается на 1-м, если $d \lesssim R_2$; 4) радиус моды увеличивается на обоих зеркалах и уменьшается в области их центров кривизны, если $d \lesssim (R_1 + R_2)$.

При необходимости выделения к.-л. высшей моды на нулевой линии распределения поля этой моды помещают тонкую рассеивающую нить, к-рая не оказывает влияния на избранную моду и подавляет др. моды, не обращающиеся в 0 на этой линии.

Резонаторы с анизотропными элементами. Поляризация лазерного излучения определяется т. н. анизотропными элементами, находящимися в О. р. Такими элементами являются двулучепреломляющие пластины, *поляризаторы*, вещества, обладающие *оптической активностью*, и др., а также пластины Брюстера и диэлектрич. зеркала при наклонном падении на них излучения. Определение поляризации производится матричным методом Джонса. При этом поляризац. матрица всего О. р. является произведением матриц входящих в него элементов, расположенных в том порядке, в к-ром через эти элементы проходит излучение начиная с того места, где требуется определить состояние поляризации. Собств. векторы поляризац. матрицы являются векторами Джонса $\boldsymbol{E}(E_x, E_y)$ полей, генерируемых в О. р. Степень поляризации ε и направление гл. оси эллипса поляризации α определяются соотношениями

$$\varepsilon = \mathrm{tg}\left[\frac{1}{2}\arcsin\left(\frac{2R}{1+R^2}\sin\xi\right)\right],$$

$$\sin 2\alpha = 2R\cos\xi[(1-R^2)^2 + 4R^2\cos^2\xi]^{-1/2},$$

$$\cos 2\alpha = (1-R^2)[(1-R^2)^2 + 4R^2\cos^2\xi]^{-1/2},$$

где $R = |E_x| / |E_y|$, $\xi = \mathrm{arctg}(E_y/E_x)$.

Модули собств. значений матрицы Джонса определяют потери О. р., обусловленные поляризаторами, а фазы собств. значений — поляризац. поправки к частотам соответствующих мод. Подбирая анизотропные элементы, можно добиться требуемого состояния поляризации. Учитывая, что обычно анизотропные элементы обладают заметной дисперсией, можно использовать их также для разрежения продольного спектра.

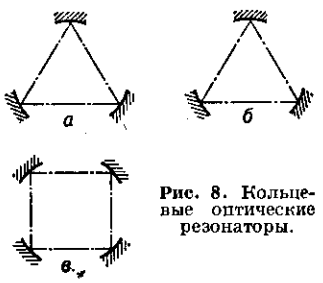


Рис. 8. Кольцевые оптические резонаторы.

Кольцевые резонаторы. Спектр собств. частот кольцевого О. р., образованного тремя одинаковыми

сферич. зеркалами радиуса R, расположенными в вершинах равностороннего треугольника со стороной a (рис. 8), определяется соотношением

$$\nu = \frac{c}{a}\left[\frac{1}{6}(2q-n) + \frac{n+1/2}{2\pi}\arccos\left(1-\frac{2a}{R\sqrt{3}}\right) + \frac{m+1/2}{2\pi}\arccos\left(1+\frac{a\sqrt{3}}{2R}\right)\right].$$

Перетяжки мод находятся на серединах сторон треугольника; поперечные протяжённости мод в области перетяжки в плоскости осевого контура равны:

$$2\sigma_n = 2\sqrt{\frac{2n+1}{2k}\sqrt{a(\sqrt{3}R-a)}};$$

$$2\sigma_m = 2\sqrt{\frac{2m+1}{2k}\sqrt{a\left(\frac{4R}{\sqrt{3}}-a\right)}}.$$

Если у резонатора лишь одно зеркало сферическое, а два плоских (рис. 8,*б*), то его спектр определяется соотношением

$$\nu = \frac{c}{a}\left[\frac{1}{6}(2q-n) + \frac{n+1/2}{6\pi}\arccos\left(1-\frac{2a\sqrt{3}}{R}\right) + \frac{m+1/2}{6\pi}\arccos\left(1-\frac{\sqrt{3}a}{2R}\right)\right].$$

Поперечные протяжённости мод в области перетяжки, к-рая находится на середине стороны треугольника, противолежащей сферич. зеркалу в плоскости резонатора, равны:

$$2\sigma_n = 2\sqrt{\frac{2n+1}{2k}\sqrt{3a(R\sqrt{3}-3a)}};$$

$$2\sigma_m = 2\sqrt{\frac{2m+1}{2k}\sqrt{a(4R\sqrt{3}-9a)}}.$$

Оптич. система, образующая О. р. с неплоским контуром, напр. система из 4 зеркал, расположенных в вершинах тетраэдра (рис. 8,*в*), характеризуется тем, что изображение того или иного предмета, построенное с помощью этой системы, повёрнуто относительно самого предмета на нек-рый свойственный этой системе угол. Для тетраэдра этот угол равен $\varphi = \sum_i \varphi_i$, где φ_i — углы между соседними плоскостями падения лучей на зеркала (грани тетраэдра), к-рые отсчитываются так, что тетраэдр лежит внутри угла. Продольной модой О. р. с неплоским контуром является пучок, у к-рого гл. оси эллиптич. амплитудного распределения развёрнуты на нек-рый угол относительно гл. линий кривизны волнового фронта. Благодаря этому амплитудное распределение при распространении пучка в свободном пространстве испытывает поворот, к-рый компенсирует поворот, обусловленный объёмным расположением зеркал. Кольцевые О. р. с неплоским контуром применяются, напр., в *лазерных гироскопах*. Они позволяют, в частности, избавиться от анизотропии, свойственной кольцевым О. р. с плоским контуром.

Неустойчивые резонаторы обладают высокими потерями на излучение во внеш. пространство (см. выше). Потери возрастают с увеличением m и n, благодаря этому неустойчивые О. р. обеспечивают одномодовую (по m и n) генерацию. Достоинством неустойчивых О. р. является большая поперечная протяжённость осн. моды, вследствие чего они могут быть использованы с активными средами большого поперечного сечения. Вывод энергии из неустойчивого О. р., как правило, осуществляется не сквозь зеркала, как в устойчивых О. р., а за краями одного из зеркал. В неустойчивых О. р. существенную (отрицат.) роль играет волна, отражённая от края зеркала и сходящаяся к оси О. р. Для уменьшения такого отражения применяют сглаживание края зеркала, к-рому придаётся звездообразная форма, скругляются края и т. п.

Осн. мода неустойчивого О. р. образована двумя сферич. волнами, распространяющимися между зеркалами навстречу друг другу. В случае телескопич. неустойчивого О. р. (рис. 9) одна из волн может быть плоской. Центр сферич. волны лежит на расстоянии $x = R_2/2$ за выпуклым зеркалом с радиусом кривизны R_2. Вогнутое зеркало должно обладать при этом радиусом кривизны $|R_1| = R_2 + 2d$ ($R_1 < 0$). При достаточно больших поперечных размерах 1-го зеркала пучок излучения кольцевой формы выводится в сторону выпуклого зеркала с волновым фронтом, близким к плоскому.

Неустойчивые О. р. с вращением поля образуются дефокусирующей системой зеркал, расположенных в вершинах неплоского многоугольника. Однако наиб. важны О. р., образуемые двумя двугранными уголковыми отражателями (рис. 10), рёбра к-рых развёрнуты друг относительно друга на угол β. Если одна или неск. граней отражателей являются выпуклыми, то О. р. не-

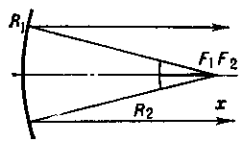


Рис. 9. Неустойчивый телескопический резонатор.

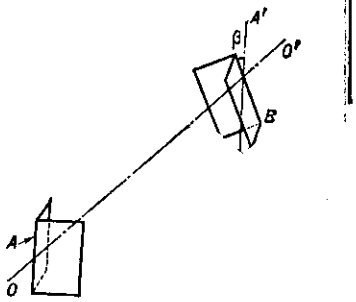


Рис. 10. Линейный резонатор с вращением поля, образованный уголковыми отражателями.

устойчив. Поле при полном обходе такого резонатора испытывает поворот на угол $\alpha = 2\beta$. Достоинством неустойчивого О. р. с вращением поля является воз-

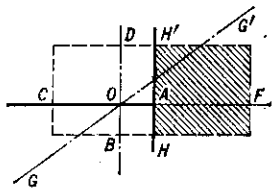


Рис. 11. Вывод энергии в виде компактного односвязного пучка из неустойчивого резонатора с вращением поля на $\alpha = \pi/2$; AC — ребро уголкового отражателя зеркала, вблизи которого выводится пучок излучения (заштрихован), HH' — обрез того же зеркала, GG' — ребро второго уголкового отражателя.

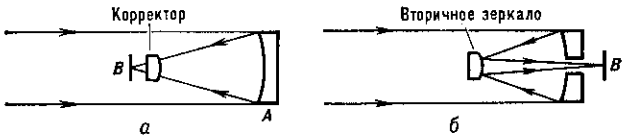
можность вывода излучения в виде не кольцевого пучка, как в обычном неустойчивом О. р., а односвязного компактного пучка (рис. 11).

Лит.: Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Ананьев Ю. А., Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения, М., 1979; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978, гл. 22, 23; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988. *В. П. Быков.*

ОПТИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП — применяется для получения изображений и спектров космич. объектов в оптич. диапазоне. Излучение объектов регистрируется при помощи фотогр. или телевиз. камер, *электронно-оптических преобразователей*, *приборов с зарядовой связью*. Эффективность О. т. характеризуется предельной *звёздной величиной*, достижимой на данном телескопе при заданном отношении сигнала к шуму (точности). Для слабых точечных объектов, когда шум определяется фоном ночного неба, она зависит в осн. от отношения D/β, где D — размер апертуры О. т., β — угл. диаметр даваемого им изображения (чем больше D/β, тем больше, при прочих равных условиях, предельная звёздная величина). Работающий в оптим. условиях О. т. с зеркалом диам. 3,6 м имеет предельную звёздную величину ок. 26^m при точности 30%. Принципиальных ограничений предельной звёздной величины наземных О. т. не существует.

Астр. О. т. изобретён Г. Галилеем (G. Galilei) в нач. 17 в. (хотя, возможно, у него были предшественники). Его О. т. имел рассеивающий (отрицательный) окуляр. Прибл. в это же время И. Кеплер (J. Kepler) предложил О. т. с положит. окуляром, позволяющим установить в нём крест нитей, что значительно повысило точность визирования. На протяжении 17 в. астрономы пользовались О. т. подобного типа с объективом, состоящим из одной плоско-выпуклой линзы. С помощью этих О. т. изучалась поверхность Солнца (пятна, факелы), картографировалась Луна, открыты спутники Юпитера, кольца и спутники Сатурна. Во 2-й пол. 17 в. И. Ньютон (I. Newton) предложил и изготовил О. т. с объективом в виде металлич. параболич. зеркала (рефлектор). С помощью подобного О. т. У. Гершелем (W. Herschel) открыт Уран. Прогресс стекловарения и теории оптич. систем позволил создать в нач. 19 в. ахроматич. объективы (см. *Ахромат*). О. т. с их использованием (рефракторы) обладали сравнительно небольшой длиной и давали хорошее изображение. С помощью таких О. т. были измерены расстояния до ближайших звёзд. Подобные инструменты применяются и в наше время. Создание очень большого (с объективом диам. более 1 м) линзового рефрактора оказалось невозможным из-за деформации объектива под действием собств. веса. Поэтому в кон. 19 в. появились первые усовершенствованные рефлекторы, объектив к-рых представлял собой изготовленное из стекла вогнутое зеркало параболич. формы, покрытое отражающим свет слоем серебра. С помощью подобных О. т. в нач. 20 в. были измерены расстояния до ближайших галактик и открыто космологич. *красное смещение*.

Основой О. т. является его оптич. система. Гл. зеркало — вогнутое (сферич., параболич. или гиперболическое). Параболич. зеркало строит хорошее изображение только на оптич. оси, гиперболическое — вообще не строит его, поэтому применяются линзовые корректоры, увеличивающие поле зрения (рис., *а*). Вариантом оптич. системы является кассегреновская система:



Некоторые оптические схемы крупных современных рефлекторов: *а* — прямой фокус; *б* — кассегреновский фокус. *A* — главное зеркало, *B* — фокальная поверхность, стрелками показан ход лучей.

пучок сходящихся лучей от гл. параболич. зеркала перехватывается до фокуса выпуклым гиперболич. зеркалом (рис., *б*). Иногда этот фокус с помощью зеркал выносят в неподвижное помещение (фокус куде). Рабочее поле зрения, в пределах к-рого оптич. система совр. крупного О. т. строит неискажённые изображения, не превышает 1—1,5°. Более широкоугольные О. т. выполняют по схеме Шмидта или Максутова (зеркально-линзовые О. т.). У О. т. Шмидта коррекц. пластина имеет асферич. поверхность и помещается в центре кривизны сферич. зеркала. У систем Максутова аберрации (см. *Аберрации оптических систем*) гл. сферич. зеркала исправляются мениском со сферич. поверхностями. Диаметр гл. зеркала зеркально-линзовых О. т. не более 1,5—2 м, поле зрения до 6°. Материал, из к-рого изготовлены зеркала О. т., имеет малый термич. коэф. расширения (ТКР) для того, чтобы форма зеркал не менялась при изменении темп-ры в течение наблюдений.

Элементы оптики О. т. закрепляются в трубе О. т. Для устранения децентровки оптики и предотвращения ухудшения качества изображения при деформациях трубы под действием веса частей О. т. применяются т. н. трубы компенсац. типа, не меняющие при деформациях направление оптич. оси.

Установка (монтировка) О. т. позволяет наводить его на избранный космич. объект и точно и плавно сопровождать этот объект в суточном движении по небу. Повсеместно распространена экваториальная монтировка: одна из осей вращения О. т. (полярная) направлена в полюс мира (см. *Координаты астрономические*), а вторая перпендикулярна ей. В этом случае сопровождение объекта осуществляется одним движением — поворотом вокруг полярной оси. При азимутальной монтировке одна из осей вертикальна, другая — горизонтальна. Сопровождение объекта осуществляется тремя движениями одновременно (по программе, задаваемой ЭВМ) — поворотами по азимуту и высоте и вращением фотопластинки (приёмника) вокруг оптич. оси. Азимутальная монтировка позволяет уменьшить массу подвижных частей О. т., т. к. в этом случае труба поворачивается относительно вектора силы тяжести лишь в одном направлении. Подшипники монтировки О. т. обеспечивают малое трение покоя. Обычно применяются гидростатич. подшипники: оси вращения О. т. плавают на тонком слое масла, подаваемого под давлением.

О. т. устанавливают в спец. башнях. Башня должна находиться в тепловом равновесии с окружающей средой и с телескопом. О. т., предназначенные для наблюдений Солнца, устанавливают в высоких башнях — для уменьшения влияния турбулентности вблизи нагретой Солнцем почвы, заметно ухудшающей качество изображения. Подъём О. т., предназначенного для ночных наблюдений, на высоту 10—20 м не улучшает качество изображения (как это предполагалось ранее).

Совр. О. т. можно разделить на четыре поколения. К 1-му поколению относятся рефлекторы с главным стеклянным (ТКР $\approx 7\cdot10^{-6}$) зеркалом параболич. формы с отношением толщины к диаметру (относит. толщиной) $^1/_8$. Фокусы — прямой, кассегреновский и куде. Труба — сплошная или решётчатая — выполнена по принципу макс. жёсткости. Подшипники обычно шариковые. Примеры: 1,5- и 2,5-метровые рефлекторы обсерватории Маунт-Вилсон (США, 1905 и 1917).

Для О. т. 2-го поколения также характерно параболич. гл. зеркало. Фокусы — прямой с корректором, кассегреновский и куде. Зеркало изготовлено из пирекса (стекла с ТКР, пониженным до $3\cdot10^{-6}$), относит. толщина $^1/_8$. Очень редко зеркало выполнялось облегчённым, т. е. имело пустоты с тыльной стороны. Труба решётчатая, осуществлён принцип компенсации. Подшипники шариковые или гидростатические. Примеры: 5-метровый рефлектор обсерватории Маунт-Паломар (США, 1947) и 2,6-метровый рефлектор Крымской астрофиз. обсерватории (СССР, 1961).

О. т. 3-го поколения начали создаваться в кон. 60-х гг. Для них характерна оптич. схема с гиперболич. гл. зеркалом (т. н. схема Ричи — Кретьена). Фокусы — прямой с корректором, кассегреновский, куде. Материал зеркала — кварц или ситалл (ТКР $\approx$ $\approx 5\cdot10^{-7}$ или $\pm1\cdot10^{-7}$), относит. толщина $^1/_8$. Труба компенсац. схемы. Подшипники гидростатические. Пример: 3,6-метровый рефлектор Европейской южной обсерватории (Чили, 1975).

О. т. 4-го поколения — инструменты с зеркалом диам. 7—10 м; вход в строй их ожидается в 90-х гг. В них предполагается использование группы новшеств, направленных на значит. уменьшение массы инструмента. Зеркала — из кварца, ситалла и, возможно, из пирекса (облегчённые). Относит. толщина меньше $^1/_{10}$. Труба компенсационная. Монтировка азимутальная. Подшипники гидростатические. Оптич. схема — Ричи — Кретьена.

Крупнейшим в мире О. т. является 6-метровый телескоп, установленный в Спец. астрофиз. обсерватории (САО) АН СССР на Северном Кавказе. Телескоп имеет

прямой фокус, два фокуса Нэсмита и фокус куде. Монтировка азимутальная.

Известная перспектива имеется у О. т., состоящих из неск. зеркал, свет от к-рых собирается в общем фокусе. Один из таких О. т. действует в США. Он состоит из шести 1,8-метровых параболич. зеркал и по собирающей площади эквивалентен 4,5-метровому О. т. Монтировка азимутальная.

Для солнечных О. т. характерны очень большие размеры спектральной аппаратуры, поэтому зеркала и спектрограф обычно делают неподвижными, а свет Солнца подаётся на них системой зеркал, называемой целостатом. Диаметр совр. солнечных О. т. обычно составляет 50—100 см. Небольшие узкоспециализиров. солнечные инструменты выполняются в виде рефракторов обычного типа. Предполагается создание солнечного О. т. диам. 2,5 м.

Астрометрич. О. т. (предназначенные для определения положений космич. объектов) обычно имеют небольшие размеры и повыш. механич. стабильность. О. т. для фотогр. астрометрии имеют спец. линзовые объективы и экваториальную монтировку. Пассажный инструмент, меридианный круг, фотогр. зенитная труба и ряд др. астрометрич. О. т. не предназначены для слежения за суточным движением объектов. Их аппаратура регистрирует прохождение объекта через оптич. ось инструмента, положение к-рой относительно меридиана и вертикали известно.

Для исключения влияния атмосферы предполагается установка О. т. на космич. аппараты.

Лит.: Методы астрономии, пер. с англ., М., 1967; Щеглов П. В., Проблемы оптической астрономии, М., 1980; Оптические телескопы будущего, пер. с англ., М., 1981; Оптические и инфракрасные телескопы 90-х гг., пер. с англ., М., 1983.

П. В. Щеглов.

ОПТИ́ЧЕСКИЙ ФИЛЬТР — устройство для фильтрации частотного либо углового спектра оптического излучения.

Частотные О. ф. (светофильтры) используются для выделения или подавления нек-рого заданного участка спектра широкополосного оптич. излучения. Осн. характеристики таких О. ф.: отношение ср. длины волны λ_0 к ширине полосы пропускания (поглощения) $\delta\lambda$; контрастность — отношение коэф. пропускания фильтра в максимуме прозрачности к коэф. пропускания вне полосы пропускания. В зависимости от используемого физ. механизма частотные О. ф. разделяются на абсорбционные, интерференционные, поляризационные, дисперсионные и др.

А б с о р б ц и о н н ы е О. ф. (окрашенные стёкла, пластмассы, плёнки, поглощающие растворы и т. п.) изготовляются из компонент, по́лосы селективного поглощения к-рых, накладываясь, перекрывают достаточно широкий спектральный диапазон, оставляя свободным нек-рый заданный участок спектра, к-рый и образует полосу пропускания данного О. ф. Величина $\lambda_0/\delta\lambda$ для таких фильтров обычно не превышает 10. В и н т е р ф е р е н ц и о н н ы х фильтрах используется интерференция волн, отражённых от двух или более параллельных друг другу поверхностей, в результате чего коэф. пропускания такого О. ф. периодически зависит от длины волны падающего на него излучения. При использовании многослойных диэлектрич. покрытий в качестве отражающих поверхностей оказывается возможным получать О. ф. с шириной полосы менее 1 нм при прозрачности в максимуме до 80%. Действие п о л я р и з а ц и о н н ы х фильтров основано на *интерференции поляризованных лучей*. Простейший поляризац. фильтр Вуда состоит из двух параллельных поляризаторов и установленной между ними двулучепреломляющей кристаллич. пластинки. При использовании комбинации таких фильтров (т. н. фильтр Лио) возможно получение весьма узких полос прозрачности (до 10^{-2} нм, $\lambda_0/\delta\lambda \sim 10^5$). В д и с п е р с и о н н ы х О. ф. используется зависимость показателя преломления от длины волны. Типичные величины отношения $\lambda_0/\delta\lambda$ в таких фильтрах составляют 10÷20.

О. ф. угл. спектра (т. н. пространственный фильтр) предназначен для устранения искажений волнового фронта дифракц. пучка оптич. излучения и представляет собой конструкцию из двух собирающих линз, в общем фокусе к-рых установлена диафрагма. Диаметр диафрагмы выбирается в 1,5—2 раза бо́льшим диаметра пятна, получающегося в фокальной плоскости линзы при фокусировке ею гауссовского пучка с *дифракционной расходимостью*. При использовании таких фильтров в мощных лазерных системах пространство между линзами вакуумируется для предотвращения пробоя воздуха.

Лит.: Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Техника и практика спектроскопии, М., 1972; Лебедева В. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986.

Б. В. Жданов.

ОПТИ́ЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИ́РОВАНИЕ — см. *Детектирование света.*

ОПТИ́ЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — *электромагнитные волны*, длины к-рых заключены в диапазоне с условными границами от единиц нм до десятых долей мм (диапазон частот $\sim 3\cdot10^{17}$ — $3\cdot10^{11}$ Гц). К О. и. помимо воспринимаемого человеческим глазом видимого излучения (обычно называемого светом) относятся *инфракрасное излучение* и *ультрафиолетовое излучение*. Физ. свойства О. и. этих поддиапазонов и методы исследования характеризуются значит. степенью общности. Для оптич. методов исследования характерно формирование направленных потоков О. и. с помощью *оптических систем*.

В оптич. диапазоне отчётливо проявляются одновременно и волновые, и корпускулярные свойства эл.-магн. излучения. Волновые свойства О. и. позволяют дать объяснения явлениям его дифракции, интерференции, поляризации. В то же время процессы фотоэлектронной эмиссии, теплового излучения невозможно понять, не привлекая представления об О. и. как о потоке частиц — *фотонов*. Эта двойственность природы О. и. находит общее объяснение в квантовой механике (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*).

Скорость распространения О. и. в вакууме (скорость света) $c \approx 3\cdot10^{10}$ см/с (точное значение см. в ст. *Скорость света*), в любой др. среде скорость О. и. меньше. Определяемое отношением этих скоростей значение показателей преломления среды в общем случае неодинаково для разных монохроматич. составляющих О. и., что приводит к дисперсии О. и. (см. *Дисперсия света*).

Разл. виды О. и. классифицируют по след. признакам: по природе возникновения (тепловое, люминесцентное, синхротронное, Вавилова — Черенкова), особенностям испускания атомами и молекулами (спонтанное, вынужденное), степени однородности спектрального состава (монохроматич., немонохроматич.), степени пространственной и временно́й когерентности, упорядоченности ориентации электрич. и магн. векторов (естественное, поляризованное линейно, по кругу, эллиптически), степени рассеяния потока излучения (направленное, диффузное, смешанное) и т. д.

Падающий на поверхность к.-л. тела поток О. и. частично отражается (см. *Отражение света*), частично проходит через тело и частично поглощается в нём (см. *Поглощение света*). Поглощённая часть энергии О. и. преобразуется в осн. в тепловую, повышая темп-ру тела, однако возможны и др. виды преобразования энергии — фотолюминесценция, фотохим., фотоэлектрич., фотобиол. эффекты и др.

О роли О. и. и оптич. методах исследования в науке и технике см. в ст. *Оптика*.

Ю. С. Черняев.

ОПТИ́ЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕ́НИЕ — см. *Изображение оптическое.*

ОПТИ́ЧЕСКОЕ СТЕКЛО́ — стекло, предназначенное для изготовления прозрачных элементов оптич. систем, формирующих изображение, трансформирующих световые потоки или передающих информацию. Осн. от-

личит. особенностями О. с. являются малые потери света на поглощение и рассеяние в рабочем спектральном диапазоне (до 10^{-5} — 10^{-1} $см^{-1}$), а также высокая однородность по показателю преломления (до 10^{-6}). Первое обеспечивается выбором хим. состава О. с., высокой чистотой исходных материалов и физ.-хим. условиями синтеза; второе — механич. размешиванием и взаимодиффузией компонентов расплава О. с., осветлением (удалением пузырей) в процессе варки, последующим длит. отжигом заготовок, а также отбором годных участков О. с.

Традиционно О. с. подразделялось на бесцветное и цветное. Ныне в связи с расширением областей применения созданы новые классы О. с., предназначенные для трансформации излучения, регистрации оптич. и ионизирующих излучений и для передачи информации в составе волоконных и интегральных оптич. элементов. Каждому О. с. определ. хим. состава и свойств присвоена марка, обозначающая тип стекла и номер в пределах этого типа: сначала записываются буквы, обозначающие тип стекла (напр., К — крон, ЖС — жёлтое стекло, ГЛС — генерирующее люминесцирующее стекло, ФХС — фотохромное стекло), затем цифры, отражающие номер марки в пределах данного типа стекла (напр., ТФ10 — тяжёлый флинт № 10). В пределах данного типа О. с. могут существовать спец. серии, соответствующие особому свойству О. с. при сохранении осн. характеристик. Номер марки О. с. спец. серии становится трёхзначным, первый знак характеризует серию; напр., для радиационно устойчивых аналогов О. с. номер увеличивается на 100 (К108 вместо К8).

Бесцветное О. с. предназначено для изготовления оптич. элементов, формирующих изображение. Осн. характеристики (константы) О. с., определяющие свойства стекла и его назначение в оптич. системах,— показатель преломления n_λ и дисперсия, т. е. разность показателей преломления на фиксиров. длинах волн. Для стёкол, используемых в видимой области спектра, этими характеристиками являются показатель преломления для зелёной линии ртути $n_e(\lambda_e = 546{,}07$ нм), ср. дисперсия $n_F' - n_c'$, где n_F' и n_c' — показатели преломления соответственно синей и красной линий кадмия ($\lambda_F' = 479{,}99$ нм, $\lambda_c' = 643{,}85$ нм), и коэф. дисперсии (число Аббе) $\nu_e = (n_e - 1)/(n_F' - n_c')$. В зависимости от сочетания величин этих характеристик О. с. делят на типы, представленные на диаграмме «$n_e - \nu_e$» (т. н. диаграмме Аббе, рис.). О. с. с малым коэф. дисперсии ($\nu_e < 50$) обычно наз. флинтами, с большим ($\nu_e > 50$) — кронами. Стёкла обоих типов наз. лёгкими, если показатель преломления мал, тяжёлыми — если велик. Для построения линзовых объективов с мин. аберрациями используют неск. типов стёкол с существенно отличающимися константами, что определяет потребность в существовании О. с. в разл. областях диаграммы Аббе. Так, для создания объектива-ахромата достаточно двух линз — собирающей из крона и рассеивающей из флинта. О. с. нормируются по показателю преломления и дисперсии, определяющим соответствие изготовленного стекла заданной марке, и по общим категориям качества — светопропусканию, оптич. однородности, двулучепреломлению, наличию пузырей и включений. В системах, формирующих изображение в ИК- и УФ-областях спектра, используются селективно прозрачные стёкла (напр., ИКС), и бесцветность перестаёт быть характерным свойством стёкол этого класса.

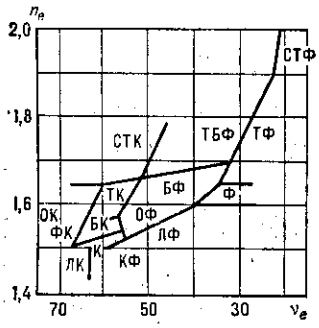


Диаграмма Аббе: ЛК — лёгкий крон; ФК — фосфатный крон; БК — баритовый крон; ТК — тяжёлый крон; СТК — сверхтяжёлый крон; ОК — особый крон; КФ — кронфлинт; Ф — флинт; ЛФ — лёгкий флинт и соответственно ТБФ, ТФ, СТФ, ОФ.

Цветное О. с., предназначенное для изготовления стеклянных абсорбц. светофильтров, представляет собой стекло со специально введёнными ионными, молекулярными, коллоидными красителями или содержит микрокристаллы полупроводниковых соединений. В отличие от цветного техн. или художеств. стекла, цветное О. с. обладает высокой оптич. однородностью. Среди разновидностей цветного О. с. существуют как прозрачные, так и полностью поглощающие в видимой области, но селективно прозрачные в УФ- и ИК-областях спектра. Цветное О. с. нормируется по спектру поглощения; обозначение типа цветного О. с. условно характеризует область его прозрачности; напр., СЗС22 — сине-зелёное стекло № 22.

О. с. для трансформации излучения. Этот класс О. с. включает в себя генерирующие люминесцирующие, фотохромные и магн.-оптич. стёкла. Генерирующее люминесцирующее стекло (ГЛС) является твёрдым люминофором, используется в качестве активной среды твердотельных лазеров, нормируется по показателю поглощения активатора (преим. неодима), времени затухания люминесценции и показателю поглощения на длине волны генерации 1,06 мкм (неактивное поглощение). Фотохромные стёкла (ФХС) обеспечивают нестабильное во времени поглощение света под действием оптич. накачки или самого проходящего излучения, нормируются по макс. потемнению и степени релаксации потемнения за фиксиров. время. Магнитооптич. стёкла (МОС) вращают плоскость поляризации оптич. излучения под действием магн. поля, нормируются по величине *Верде постоянной*.

В классе О. с. для регистрации параметров ионизирующего и оптич. излучений используются явления фото- и радиационно-стимулиров. окрашивания и люминесценции. Регистрация может быть стационарной (стёкла радиофотолюминесцирующие — РЛС, мультихромные — МХС, фоточувствительные) или динамической (стёкла сцинтиллирующие, катодолюминесцирующие — КЛС). О. с. этих типов характеризуются чувствительностью к соответствующему виду излучения, а также контрастом и разрешающей способностью, если используются для записи изображений и голограмм.

В 80—90-х гг. О. с. широко применяются для устройств передачи информации (см. *Оптическая связь*, *Волоконная оптика*, *Интегральная оптика*). Элементы таких систем — волоконные световоды, планарные и канальные волноводы, градиентные фокусирующие элементы (селфок, градан) — изготовляются из спец. сортов О. с., в т. ч. особо прозрачных (см. *Оптика неоднородных сред*). При этом оптич. элементы формируют не механич. обработкой, а вытягиванием из размягчённого состояния и разл. видами физ.-хим. воздействий: твердотельной диффузией, ионным обменом в растворах и расплавах, осаждением из газообразной фазы, градиентной термообработкой и т. д. Отечеств. промышленность производит ок. 300 марок О. с., что отвечает номенклатуре передовых стран мира.

Лит.: ГОСТ 3514—76. Стекло оптическое бесцветное; ГОСТ 9411—81. Стекло оптическое цветное.

М. Н. Толстой, Л. Б. Глебов, Е. И. Галант.

ОПТОВОЛОКО́ННЫЕ ПРИЁМНИКИ ЗВУ́КА — приёмники, действие к-рых основано на изменении параметров световода (показателя преломления, длины, формы и т. п.) под действием звуковой волны и возникающей в результате этого модуляции характеристик световой волны (фазы, поляризации, амплитуды), распространяющейся в световоде. В состав О. п. з. входят источник света (лазер, светодиод), чувствит. элемент — световод и фотоприёмник, регистрирующий изменения мощности света на выходе световода, либо оптич. сис-

тема обработки выходного сигнала. В большинстве конструкций О. п. з. применяется также акустомеханич. преобразователь, обеспечивающий заданный характер деформаций световода под действием звуковой волны. В соответствии с тем, какой из параметров света используется для определения характеристик звуковой волны, О. п. з. подразделяют на интерферометрич., поляризац. и амплитудные.

В приёмниках на основе фазовой модуляции света приём звука осуществляется с помощью интерферометрич. схем (Маха — Цендера, Майкельсона, Фабри — Перо и др.) благодаря интерференции световых волн, по-разному промодулированных звуком. Изменение фазы световой волны $\Delta\psi$ происходит в результате изменения эфф. показателя преломления $n_{эф}$ и длины световода L под действием звукового давления p:

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\partial n_{эф}}{\partial p} + \frac{n_{эф}}{L}\frac{\partial L}{\partial p}\right) pL,$$

где λ — длина волны света. Простейший приёмник на основе фазовой модуляции света (рис. 1) представляет собой двухплечевой оптоволоконный интерферометр, в одном плече к-рого расположен сигнальный световод *4*, помещённый в акустич. поле, в другом — опорный световод *5*, изолированный от звука либо обладающий меньшей чувствительностью к звуковому давлению, что достигается соответствующим выбором упругих свойств покрытий световода, его длины и др. Световые волны, выходящие из опорного и сигнального световодов, интерферируют на фотокатоде, в результате чего мощность света, попадающего на фотоприёмник *6*, модулируется в соответствии с изменяющейся разностью фаз между волнами. На выходе фотоприёмника при этом наблюдается электрич. сигнал звуковой частоты.

В О. п. з. на основе одноплечевого интерферометра Фабри — Перо модуляция фазы света в световоде преобразуется в модуляцию интенсивности благодаря многолучевой интерференции лучей разл. порядков отражения от торцов световода.

В интерферометрич. О. п. з. применяются как одномодовые, так и многомодовые световоды. В приёмниках с многомодовыми световодами может использоваться также межмодовая интерференция. Оптим. режим работы приёмника определяется условием $\varphi_0 = \pi/2$, где φ_0 — пост. разность фаз интерферирующих волн. Сигнал на выходе приёмника линейно зависит от звукового давления при условии $\Delta\psi \ll 1$.

Поляризац. модуляция в О. п. з. (рис. 2) имеет место при наличии анизотропных напряжений и деформаций

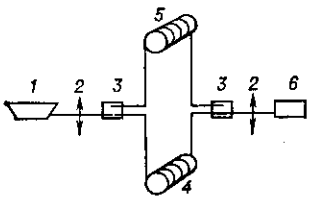


Рис. 1. Приёмник звука с интерферометром Маха—Цендера: *1* — лазер, *2* — микрообъективы; *3* — ответвители; *4* — сигнальный световод на катушке; *5* — опорный световод; *6* — фотоприёмник.

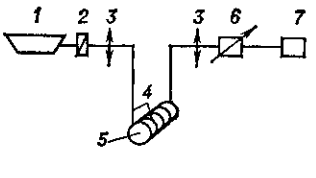


Рис. 2. Поляризационный приёмник звука: *1* — лазер; *2* — четвертьволновая пластина; *3* — микрообъективы; *4* — световод; *5* — упругий цилиндр; *6* — поляризационный анализатор; *7* — фотоприёмники.

в световоде *4* (закручивание, сжатие, изгиб), к-рые обусловливают двулучепреломление в одномодовых волоконных световодах. В таком анизотропном оптич. волокне оказывается возможным распространение двух ортогонально поляризов. световых волн с разл. фазовыми скоростями. Воздействие акустич. волны на двулучепреломляющий световод вызывает изменение разности фаз между ортогонально поляризов. модами, к-рое преобразуется с помощью поляризац. анализатора *6* в модуляцию интенсивности света на фотоприёмнике *7*. Оптим. режим работы и условие линейности определяются теми же соотношениями, что и для интерферометрич. приёмников. В поляризац. приёмниках широко применяются акустомеханич. преобразователи в виде цилиндра *5* из упругого материала (резины, пластмасс и т. п.), на к-рый навит чувствит. элемент — одномодовый световод *4*.

Модуляция света в амплитудных приёмниках связана, как правило, с появлением под действием звука дополнит. потерь оптич. мощности (на изгибах и микроизгибах световода, вследствие изменения числовой апертуры световода, в результате дифракции света на звуке достаточно высоких частот и др.). В приёмниках этого типа применяются как одномодовые, так и многомодовые световоды. Наиб. типичный акустомеханич. преобразователь *4* амплитудного приёмника (рис. 3) представляет собой две зубчатые пластины, между

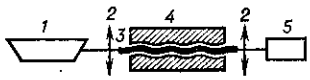


Рис. 3. Амплитудный приёмник звука: *1* — лазер; *2* — объективы; *3* — световод; *4* — акустомеханический преобразователь — зубчатые пластины; *5* — фотоприёмник.

к-рыми помещён волоконный световод. Воздействие звукового давления на пластины вызывает изменение расстояния между ними и соответственно изменение профиля изгиба световода, что приводит к модуляции потерь оптич. мощности в световоде. Чувствительность приёмника зависит от профиля показателя преломления световода, формы изгиба и распределения энергии по модам. Использование пространственных фильтров позволяет возбуждать и детектировать заданные моды и перестраивать таким образом чувствительность приёмника.

Акустич. преобразование в чувствит. элементе О. п. з. удобно характеризовать параметром μ, представляющим относит. изменение мощности света I на выходе световода под действием звукового давления, приведённое к единице длины световода и единице давления:

$$\mu = \frac{\Delta I}{IpL} = \frac{\Delta\psi}{pL}.$$

Этот параметр определяет чувствительность О. п. з. M [мкВ/Па], к-рая обычно пропорц. длине световода L и мощности источника света. Наиб. высоким значением μ характеризуются, как правило, интерферометрич. приёмники. Напр., для приёмника на основе интерферометра Маха — Цендера с чувствит. элементом в виде кварцевого световода с полиамидным покрытием, навитого на цилиндр из полиуретана, значение $\mu = 10^{-1} - 10^{-2}$ рад/м·Па. Соответствующий параметр О. п. з. на основе поляризац. модуляции в том же чувствит. элементе прибл. на два порядка меньше.

Достоинствами О. п. з. являются слабая подверженность влиянию эл.-магн. помех, относительно высокая чувствительность и большой динамич. диапазон, возможность стыковки с системами оптич. обработки информации и относит. простота способов построения приёмников с распределёнными параметрами. О. п. з. находят применение в качестве *гидрофонов*, *микрофонов*, виброметров. Порог чувствительности, т. е. мин. звуковое давление, обнаруживаемое на фоне собств. шумов, для большинства О. п. з. сопоставим с порогом слышимости (см. *Пороги слуха*) и уровнем шумов океана и составляет $\sim$ 0—40 дБ относительно 1 мкПа/Гц$^{1/2}$. При этом характерный динамич. диапазон большинства О. п. з. составляет 110—130 дБ. Осн. вклад в собств. шумы О. п. з. дают дробовой эффект в фотоприёмнике и шумы источника света (частотные и амплитудные). Последние преобладают на НЧ (десятки, сотни Гц). Значит. влияние на параметры О. п. з. могут оказы-

вать температурные и вибрац. внеш. воздействия. Они, в частности, вызывают нарушение оптим. режима работы и наиб. существенны для интерферометрич. О. п. з. Температурный коэф. изменения фазы света в кварцевом световоде составляет ~100 рад/м·град и превышает соответствующий коэф. поляризац. приёмников на 2—3 порядка.

Для уменьшения влияния флуктуаций параметров световода из-за внеш. воздействий применяют металлизиров. покрытия световодов, эл.-механич. и эл.-оптич. системы, изменяющие длину опорного плеча, системы оптич. обработки сигнала на основе методов динамич. голографии в фоторефрактивных средах.

Лит.: Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю., Волоконно-оптические приемники звука. Обзор, «Акуст. ж.», 1983, т. 29, № 3, с. 289; Балаев В. И., Мишин Е. В., Пятахин В. И., Волоконно-оптические датчики параметров физических полей, «Квантовая электроника», 1984, т. 11, № 1, с. 10; Culshaw B., Optical fibre sensing and signal processing, L., 1984.

Ю. Ю. Смирнов.

ОПТОЭЛЕКТРО́НИКА — область физики и техники, использующая эффекты взаимного преобразования электрич. и оптич. сигналов. Хотя эффекты преобразования световой энергии в электрическую (детектирование света с помощью фотоприёмников) и обратное преобразование (электролюминесцентные источники) были известны давно, термин «О.» возник лишь после того, как эти преобразования стали использоваться в вычислит. технике, и прежде всего для взаимных превращений световых и электрич. сигналов при отображении, хранении, передаче и обработке информации. Термин «О.» вошёл в употребление в 1960-х гг., когда появились приборы — *оптроны*, в к-рых для обеспечения надёжных гальванич. развязок между электронными цепями используется пара «источник света (светодиод) — приёмник этого излучения».

Применение оптич. сигналов в принципе позволяет увеличить скорость передачи и обработки информации благодаря более высокой несущей частоте и возможности параллельного функционирования мн. каналов. Однако в наиб. степени пока используются такие свойства оптич. сигналов, как высокая помехозащищённость, обеспечение надёжных гальванических развязок между электронными цепями, слабое затухание в волоконных световодах и возможность острой фокусировки.

Поскольку оптоэлектронные приборы предназначены прежде всего для вычислит. техники и информац. систем, они должны обладать компактностью, малым потреблением энергии и высоким кпд.

Осн. элементами О. являются источники излучения (когерентные и некогерентные), фотоприёмники, модуляторы, дефлекторы, волоконные световоды и согласующие элементы, мультиплексоры и демультиплексоры, а также пространственно-временные модуляторы света (управляемые транспаранты), используемые для двумерного динамич. отображения и обработки информации.

Источники излучения. К некогерентным источникам излучения относят источники спонтанного излучения. Это — *светодиоды* (СД), из к-рых наиб. распространёнными являются СД на основе гетероструктур системы AlGaAs. Рекордный кпд этих СД превышает 20% (однако при ВЧ электрич. модуляции он уменьшается), их быстродействие достигает 0,1 нс. В отличие от когерентных источников СД обладают большой угл. апертурой и спектральной шириной излучения. Изготовляются матрицы СД.

Когерентными источниками излучения в О. служат гл. обр. *инжекционные лазеры*. Применяются гетероструктуры, из к-рых также наиб. распространёнными являются системы AlGaAs. Вследствие лазерного эффекта ширина линии $\Delta\lambda \sim 0{,}1$ нм, расходимость луча не более 30°, кпд до 50%. Длина волны меняется в зависимости от состава твёрдого раствора активной области. Наиб. освоен (на 1990) диапазон длин волн от 0,78 мкм до 1,55 мкм, хотя существуют более длинноволновые и коротковолновые лазеры. Частота модуляции излучения инжекц. лазеров достигает 20 Ггц. В монолитном (интегральном) виде изготовляются строчки (до 100 элементов на $см^{-1}$) и матрицы инжекц. лазеров.

Приёмники излучения. В качестве них используются фотодиоды (ФД), гл. обр. *pin*-диоды и фотодиоды Шоттки. В *pin*-диодах быстродействие $\leqslant 1$ нс, квантовая эффективность до 90%, усиление фототока практически отсутствует, материалы: GaAs ($\lambda \leqslant 0{,}8$ мкм), InGaAs ($\lambda = 1{,}3$—$1{,}55$ мкм). В фотодиодах Шоттки быстродействие также $\leqslant 1$ нс; квантовая эффективность до 40%, материалы: *n* — GaAs, GaAs — AlGaAs, InGaAs ($\lambda = 0{,}82$—$1{,}6$ мкм).

Там, где требуется высокая чувствительность, применяются фототранзисторы и лавинные ФД. Они обладают внутр. усилением до 100 и более; материалы: Ge, InGaAs, InGaPAs, GaAs, Si. В качестве фотоприёмников используются также планарные фотосопротивления с малым зазором между омическими контактами и экстрагирующими электродами, быстродействие 80 — 200 пс, материалы: InGaAs ($\lambda = 1{,}3$—$1{,}5$ мкм), *p* — GaAs ($\lambda \leqslant 0{,}85$ мкм) и др.

Особое значение для О. приобретают строчки и матрицы фотоприёмников, использующие эффект зарядовой связи в полупроводниках (см. *Прибор с зарядовой связью*). Эти приёмники позволяют принимать, хранить нек-рое время и последовательно передавать при считывании оптич. сигналы. Такие фотоприёмники широко применяются для регистрации изображений и их последоват. передачи по каналам связи. По чувствительности они не уступают обычным фотоприёмникам. Осн. материал — Si.

Модуляторы. Как правило, в СД и инжекц. лазерах осуществляется внутр. модуляция путём изменения питающего тока. Для внеш. модуляции используется в осн. эл.-оптич. эффект в $LiNbO_3$. Однако полуволновое напряжение в этом кристалле более 1 кВ. Разрабатываются др. материалы — с меньшим полуволновым напряжением и технологически интегрально совместимые с излучателями системы AlGaAs и InGaPAs на тех же растворах.

Увеличение числа каналов связи в волоконных СД достигается также путём передачи информации по одному каналу на разных длинах волн, т. е. от разл. источников с соответствующим разделением на приёмных концах. С этой целью применяются мультиплексоры и демультиплексоры, к-рые обычно изготовляются в интегральном виде путём соединения или ветвления оптич. волноводов. Селекторами длин волн являются дифракц. решётки, вводящими и выводящими элементами — призмы. Материалом служит, как правило, $LiNbO_3$ с вводимыми в него легирующими добавками для создания волноводов; большие надежды связываются с твёрдыми растворами соединений $A^{III}B^{V}$ и $A^{II}B^{VI}$.

Дефлекторы лазерного излучения — необходимые элементы в системах оптич. записи и считывания информации. Они могут быть применены также как модуляторы излучения. Используется либо эл.-оптич. эффект в двулучепреломляющих кристаллах либо дифракция на акустич. волнах. Дефлекторы на основе эл.-оптич. эффекта более быстродействующие, чем эл.-акустические, но обладают меньшей эффективностью.

Пространственно-временны́е модуляторы света (ПВМС) — матрицы светоклапанных устройств, позволяющие создавать и обрабатывать двумерные изображения. Управление пропусканием ПВМС может осуществляться электрич. или магн. полями (эл.-оптически или магн.-оптически управляемые транспаранты соответственно) или слабыми световыми сигналами (оптически управляемые транспаранты). Наиб. распространение получили ПВМС на жидких кристаллах. Они обладают наим. полуволновым напряжением (~1В), но их быстродействие не превышает десятков мкс. Применение спец. керамик для ПВМС обеспечивает быстро-

действие до 10^{-3} с, но полуволновое напряжение значительно выше (~100 В).

Для передачи оптич. сигналов в О. возможно использование как свободного пространства, так и волоконных световодов, обеспечивающих исключительно высокую помехозащитность при потерях менее 1 дБ/км.

Увеличение кол-ва и ассортимента выпуска элементов О. происходит очень интенсивно, составляя ежегодный прирост ок. 20%, что связано с большим коммерч. выпуском систем, базирующихся на оптоэлектронных элементах. Наиб. распространение получили лазерные звукопроигрыватели, в к-рых информация записана в цифровом представлении на жёстких или гибких дисках (компакт-диски) и считывается острофокусируемым лучом инжекц. лазера. Выпускаются (в Японии) видеопроигрыватели, работающие по этому же принципу.

Большое значение приобретают оптоэлектронные элементы для волоконно-оптич. линий связи, к-рые должны заменить совр. кабельные линии связи на длинные и короткие дистанции, решить проблемы кабельного телевидения и видеотелефонов. Несколько световолоконных кабелей соединили Америку с Европой, прокладываются кабели через Тихий океан. Источниками световых сигналов в этих линиях являются инжекц. лазеры, приёмники — быстродействующие лавинные ФД; через неск. десятков км располагаются ретрансляц. узлы (лазер — фотоприёмник), компенсирующие ослабление и дисперсию световых сигналов.

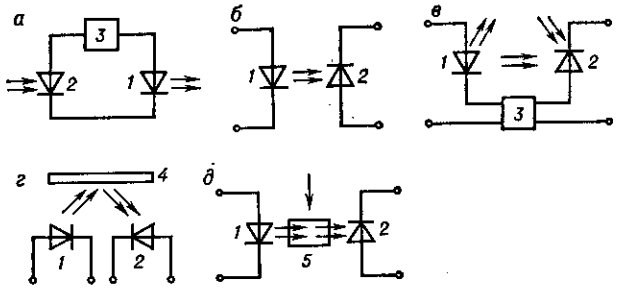
О. позволяет создать перестраиваемые *процессоры*, управляемые ПВМС и матрицами фотоприёмников, а также обеспечивает построение БИС и СБИС (см. *Интегральная схема*), допускающих интеграцию в третьем (вертикальном) измерении. С О. связывают надежды на возможность дальнейшего совершенствования вычислит. техники: передача информации будет осуществляться оптич. сигналами, что позволит вести обработку одновременно по мн. параллельным каналам, близко расположенным друг к другу, но обладающим высокой помехозащитностью. Проводятся интенсивные исследования по созданию новых оптоэлектронных элементов, к-рые имели бы два устойчивых состояния с разл. оптич. свойствами (оптич. бистабильные элементы) и выполняли бы в оптике роль, аналогичную роли транзисторов в электронике. Создание таких элементов позволит начать конструирование оптических (или оптоэлектронных) вычислит. машин (ОВМ и ОЭВМ), превосходящих по производительности ЭВМ и способных выполнять 10^{12} операций в с и более.

Лит.: Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; Хансперджер Р., Интегральная оптика, пер. с англ., М., 1985; Морозов В. Н., Оптоэлектронные матричные процессоры, М., 1986; Пространственные модуляторы света, М., 1987; Инжекционные лазеры в системах передачи и обработки информации, М., 1987.

Ю. М. Попов.

ОПТРО́Н — оптоэлектронный прибор, состоящий из оптич. излучателя и фотоприёмника, объединённых один с другим оптич. и электрич. связями и помещённых в общем корпусе. Физ. основу работы О. составляют процессы преобразования электрич. сигналов в оптические (в излучателе), оптич. сигналов в электрические (в фотоприёмнике), а также передачи этих сигналов по оптич. каналам и электрич. цепям. Излучателем в О. обычно служит излучающий *светодиод* (напр., на основе AlGaAs или GaAsP), фотоприёмником — фотодиод, фототранзистор, фототиристор (преим. кремниевые), фоторезистор (напр., на основе CdS), материалом оптич. канала — прозрачные полимеры, стёкла, волоконные световоды, воздух. В цепи электрич. связи могут дополнительно включаться микроэлектронные блоки, такие, как усилители, пороговые схемы, источники питания. Наиб. перспективны монолитные О., в к-рых излучатель и фотоприёмник реализованы в едином интегриров. устройстве (напр., методами интегральной оптики).

Типы связей между излучателем и фотоприёмником определяют функциональные возможности О. При наличии только прямой электрич. связи О. представляет собой прибор с оптич. входом и выходом (рис., *а*), обеспечивающий преобразование излучения (напр.,



Электрические и оптические связи в оптронах: *1* — излучатель; *2* — фотоприёмник; *3* — микроэлектронный блок; *4* — отражатель; *5* — управляемая оптическая среда.

инфракрасного в видимое, некогерентного в когерентное и т. п.). При наличии только прямой оптич. связи О.— прибор с электрич. входом и выходом (рис., *б*), играющий роль элемента гальванич. развязки. Регенеративный О. (рис., *в*), в к-ром усиленный сигнал с выхода подаётся на вход и к-рый способен выполнять ф-ции усилителя, генератора, переключателя как электрич., так и оптич. сигналов, может быть реализован с помощью прямой электрич. и положительной обратной оптич. связи. О. с открытым (рис., *г*) или управляемым (рис., *д*) оптич. каналом связи используется как датчик, позволяющий осуществлять счёт предметов, контроль качества их поверхности, измерение электрич. и магн. полей, скорости вращения, давления, ускорения, вибрации.

Наибольшее промышленное распространение получили О. с прямой оптич. связью (рис., *б*), называемые также о п т о п а р а м и; для них характерны практически полная гальванич. развязка входа и выхода, высокая электрич. прочность, однонаправленность потока информации по оптич. каналу, отсутствие обратного воздействия фотоприёмника на излучатель, широкая полоса пропускания, большой срок службы, малые габариты и масса. Осн. параметры О.: коэф. передачи тока из входной цепи в выходную (~1—10% и 50—5000%) при использовании фотодиода и фототранзистора соответственно; время задержки сигнала (30—100 нс и 1—10 мкс для упомянутых фотоприёмников); напряжение изоляции (типично 1—3 кВ). К выходу О. подключают усилители и преобразователи фотосигналов, обычно в интегральном исполнении (либо эти схемы изготовляют на одном кристалле с фотодиодом — оптоэлектронная микросхема).

О. с прямой оптич. связью нашли применение в вычислит. технике, приборостроении, автоматике, электротехнике, связи в качестве элементов электрич. развязки (аналоги импульсных трансформаторов) и бесконтактного управления (аналоги реле).

Лит.: Носов Ю. Р., Сидоров А. С., Оптроны и их применение, М., 1981.

Ю. Р. Носов.

ОРАНЖЕРЕ́ЙНЫЙ ЭФФЕ́КТ — то же, что *парниковый эффект*.

ОРБИ́ТА (от лат. orbita — колея, путь) т о ч к и x о т н о с и т е л ь н о *группы* G, д е й с т в у ю щ е й н а м н о ж е с т в е X (с л е в а),— множество $G(x)$, элементами к-рого являются точки gx, где $g \in G$. Напр., О. группы вращений в евклидовом пространстве являются концентрич. сферы с центром в начале координат, включая сферу радиуса 0. Орбиты любых двух точек из X либо не пересекаются, либо совпадают, т. е. О. определяют разбиение множества X. Если в X имеется только одна О., то X наз. о д н о р о д н ы м п р о с т р а н с т в о м группы G. В этом случае говорят,

что G действует на X транзитивно. Сама О. также является однородным пространством.

Понятие О. существенно в теории *калибровочных полей*, где возникает необходимость фиксировать калибровку, т. е. выделять по одному представителю из О. каждой точки относительно группы калибровочных преобразований. *С. И. Азаков.*

ОРБИТА́ЛЬ — ф-ция пространственных переменных одного электрона, имеющая смысл волновой ф-ции электрона, находящегося в поле атомного или молекулярного остова. Если такая ф-ция учитывает спин электрона, то она наз. спин-О. Подробнее см. *Молекулярная орбиталь.*

ОРБИТА́ЛЬНОЕ КВА́НТОВОЕ ЧИСЛО́ (азимутальное квантовое число) — *квантовое число* l, определяющее величину орбитального момента кол-ва движения (момента импульса) L микрочастицы в сферически-симметричном поле: $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$, где $l = 0, 1, 2, 3, \ldots$ Проекция L_z на произвольно выбранное направление (ось z) также квантуется: $L_z = m\hbar$, где $m = l, l-1, \ldots, -l$ — *магнитное квантовое число*, принимающее $2l+1$ значений.

О. к. ч. определяет кратность вырождения уровней энергии, к-рая равна $2l+1$. В чисто кулоновском поле существует дополнит. (водородное) вырождение: энергия состояния не зависит от l. О. к. ч. целиком определяет чётность состояния: состояние с положит. значением множителя $(-1)^l$ наз. чётным, с отрицательным — нечётным. Принято обозначать состояния, соответствующие значениям $l = 0, 1, 2, 3, \ldots$, буквами латинского алфавита $s, p, d, f, \ldots$ Электрич. и магн. мультипольные переходы происходят при изменении квантовых чисел l и m в соответствии с *отбора правилами*. Для системы, состоящей из i невзаимодействующих частиц, полный орбитальный момент системы в сферически-симметричном поле определяется по правилу сложения угл. моментов суммой $\boldsymbol{L} = \sum_i \boldsymbol{l}_i$, а чётность состояния — арифметич. суммой $\sum_i l_i$. *В. П. Шевелько.*

ОРБИТА́ЛЬНЫЙ МОМЕ́НТ (момент количества движения) — динамич. характеристика движения частицы или механич. системы, связанная с вращением. В классич. механике О. м. системы частиц (материальных точек) относительно центра O равен

$$\boldsymbol{L} = \sum_\alpha [\boldsymbol{r}_\alpha \boldsymbol{p}_\alpha], \qquad (1)$$

где индекс α нумерует частицы, $\boldsymbol{r}_\alpha$ и $\boldsymbol{p}_\alpha = m_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha$ — радиус-вектор (проведённый из начала координат O) и импульс α-й частицы (m_α, $\boldsymbol{v}_\alpha$ — масса и скорость частицы). Из изотропии пространства следует, что при произвольном движении замкнутой системы вектор $\boldsymbol{L}$ сохраняется по величине и направлению (закон сохранения момента). Значение О. м. зависит, вообще говоря, от выбора начала координат. А именно, при сдвиге на вектор $\boldsymbol{a}$ ($\boldsymbol{r}_\alpha = \boldsymbol{r}'_\alpha + \boldsymbol{a}$) имеем

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{L}' + [\boldsymbol{a}\boldsymbol{P}], \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{P} = \sum_\alpha \boldsymbol{p}_\alpha$ — полный импульс системы. На законе сохранения О. м. эта неоднозначность не сказывается, т. к. у замкнутой системы полный импульс $\boldsymbol{P}$ также сохраняется. В этом случае, когда $\boldsymbol{P} = 0$ (т. е. система как целое покоится), её О. м. не зависит от выбора начала координат.

Компоненты О. м. имеют след. скобки Пуассона:

$$\{L_i, L_j\} = -e_{ijk} L_k, \qquad (3)$$

где e_{ijk} — полностью антисимметричный тензор ($e_{123} = 1$; значения $i = 1,2,3$ соответствуют осям x, y, z). Для системы частиц, находящейся под действием внеш. сил, изменение О. м. во времени связано с полным моментом внеш. сил $\boldsymbol{N}$:

$$\frac{d\boldsymbol{L}}{dt} = \boldsymbol{N} = \sum_\alpha [\boldsymbol{r}_\alpha \boldsymbol{f}_\alpha], \qquad (4)$$

где $\boldsymbol{f}_\alpha$ — сила, приложенная к α-й частице. В этой сумме должны учитываться только внеш. силы, т. к. сумма моментов всех сил, действующих внутри замкнутой системы, всегда равна нулю.

При переходе к квантовой механике переменные $\boldsymbol{r}_\alpha$, $\boldsymbol{p}_\alpha$ заменяются операторами $\hat{\boldsymbol{r}}_\alpha$, $\hat{\boldsymbol{p}}_\alpha$, причём $\hat{\boldsymbol{r}}_\alpha = \boldsymbol{r}_\alpha$, $\hat{\boldsymbol{p}}_\alpha = -i\hbar\nabla_\alpha$, где $\nabla_\alpha = (\partial/\partial x_\alpha,\ \partial/\partial y_\alpha,\ \partial/\partial z_\alpha)$, а О. м.— оператором $\hat{\boldsymbol{L}} = [\hat{\boldsymbol{r}}\ \hat{\boldsymbol{p}}]$. Соотношение (3) заменяется коммутатором

$$[\hat{L}_i, \hat{L}_j] = \hat{L}_i\hat{L}_j - \hat{L}_j\hat{L}_i = i\hbar e_{ijk}\hat{L}_k, \qquad (5)$$

из к-рого следует, что разл. компоненты оператора О. м. $\hat{L}_i$ не коммутируют между собой и поэтому, в соответствии с общими принципами квантовой механики, компоненты момента L_i не являются одновременно измеримыми величинами (за исключением случая $\boldsymbol{L} = 0$, когда все компоненты О. м. также имеют нулевые значения). Поскольку $[\hat{\boldsymbol{L}}^2, \hat{L}_i] = 0$, то одновременно измеримы квадрат О. м. и одна из его компонент, в качестве к-рой обычно выбирают L_z. Возможные наблюдаемые значения этих величин совпадают с собств. значениями λ, μ соответствующих операторов и определяются из ур-ний

$$\hat{\boldsymbol{L}}^2\psi = -\hbar^2\left\{\frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial}{\partial\vartheta}\right) + \frac{1}{\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right\}\psi = \lambda\psi,$$

$$\hat{L}_z\psi = -i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial\varphi} = \mu\psi, \qquad (6)$$

где ϑ и φ — углы в сферич. системе координат, причём φ — угол поворота вокруг оси z (ψ — собств. ф-ции операторов $\hat{\boldsymbol{L}}^2$ и $\hat{L}_z$, общие для обоих операторов). Однозначные и всюду ограниченные (на единичной сфере) решения этих ур-ний существуют только при

$$\lambda = l(l+1)\hbar^2, \quad \mu = m\hbar, \qquad (7)$$

где l (т. н. орбитальное, или азимутальное, квантовое число) принимает значения $l = 0, 1, 2, 3, \ldots$, а m (магн. квантовое число) определяет величину проекции О. м. на ось z и принимает $2l+1$ значений: $m = l, l-1, \ldots, -l$, что даёт кратность вырождения уровней энергии с данным l, равную $2l+1$. Т. о., в квантовой механике возникает квантование О. м.

Решения ур-ния (6) совпадают со *сферическими функциями* $\psi = Y_{lm}$,

$$Y_{lm}(\vartheta,\varphi) = \text{const}\cdot P_l^m(\cos\vartheta)e^{im\varphi}, \qquad (8)$$

где P_l^m — присоединённые полиномы Лежандра. В простейших случаях $l = 0$ (S-состояние) и $l = 1$ (P-состояние) Y_{lm} выражаются след. образом:

$$Y_{00} = (4\pi)^{-1/2}, Y_{10} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2}\cos\vartheta,\ Y_{1,\pm1} = \mp\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2}\sin\vartheta e^{\pm i\varphi} \qquad (8a)$$

[в литературе встречаются и др. определения Y_{lm}, отличающиеся от (8а) фазовыми множителями]. Сферич. ф-ции образуют ортонормированную систему:

$$\int Y^*_{lm} Y_{lm} d\Omega = \delta_{ll'}\delta_{mm'}, \qquad (9)$$

где $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ — элемент телесного угла, а интегрирование ведётся по единичной сфере ($0 \leqslant \vartheta \leqslant \pi$, $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$), $\delta_{tt'}$ — символ Кронекера. Величина $|Y_{lm}(\vartheta,\varphi)|^2$ определяет угловую зависимость плотности вероятности пространственного распределения для частицы, находящейся в состоянии с квантовыми числами l, m.

О. м. и квантовое число l играют важную роль в классификации состояний квантовых систем. Электрон

в атоме движется в результирующем, *самосогласованном поле*, к-рое возникает при сложении кулоновского поля ядра и полей остальных электронов. Приближённо можно считать, что это поле является сферически-симметричным, и пренебречь *спин-орбитальным взаимодействием* (что справедливо для не слишком тяжёлых атомов). В этом случае квантовые состояния электрона в атоме характеризуются определ. значениями l. В сферич. ядре состояния нуклона, движущегося в усреднённом поле остальных нуклонов, также характеризуются значениями l (ядерные оболочки). Даже в тех случаях, когда потенциал взаимодействия не является сферически-симметричным и, следовательно, О. м. не сохраняется (т. е. не имеет вполне определ. значения), состояния с определёнными l, m часто используются в качестве базиса для разложения волновой ф-ции. Во мн. случаях это является эфф. методом численного решения *Шрёдингера уравнения* для потенциалов, не обладающих сферич. симметрией.

Классификация квантовых состояний частицы по значениям l встречается в теории атома, теории ядра и ядерных реакций, теории столкновений, физике элементарных частиц и др.

О. м. микрочастицы (электрон, атом, ядро и т. д.) связан с её движением в пространстве. Помимо О. м., микрочастица, как правило, обладает внутренним, или спиновым, моментом s, имеющим чисто квантовое происхождение (спин исчезает при переходе к пределу $\hbar \to 0$ и не допускает классич. интерпретации). При наличии спина из изотропии пространства следует, что сохраняются не l и s по отдельности, а лишь полный момент $j = l + s$ (см. *Квантовое сложение моментов*). При этом собств. значения оператора $\hat{j}^2$ равны $j(j+1)\hbar^2$. Волновая ф-ция с определ. значениями j^2 и j_z может быть построена из координатной и спиновой волновых ф-ций с помощью *Клебша — Гордана коэффициентов*. Имеются *отбора правила* для переходов между состояниями с определёнными l и j, к-рые играют важную роль в теории эл.-магн. переходов в атомах и ядрах, при рассмотрении распадов элементарных частиц и т. д.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 4 изд., М., 1989; их же, Механика, 4 изд., М., 1988; Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975.

В. С. Попов.

ОРГАНИЧЕСКИЕ ПРОВОДНИКИ — соединения, содержащие наряду с углеродом также элементы из набора H, N, S, Se, O, P, обладающие проводимостью $\sigma \geqslant 1$ Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$ (низким уд. сопротивлением ρ) и такой же температурной зависимостью $\sigma(T)$, как и *металлы* (уменьшение ρ при охлаждении). О. п. называют также синтетич. металлами, подчёркивая этим, что электронные свойства, характерные для металлов, получены в них путём синтеза спец. органич. соединений (природные органич. соединения не обладают металлич. проводимостью, все они являются *диэлектриками*). Поиск О. п. был стимулирован идеей У. А. Литтла (W. A. Little) о возможности достижения в проводящих молекулярных цепочках *сверхпроводимости* при комнатной темп-ре ($T = 300$ К) с помощью экситонного механизма. Синтезированы органич. соединения с $\sigma \sim 10^5$—10^6 Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$ при $T \approx 4$ К. Среди них есть сверхпроводники с критич. темп-рой $T_c \leqslant 10$ К (см. *Органические сверхпроводники*). Важной задачей является создание О. п., способных конкурировать с обычными металлами, используемыми в электронике и электротехнике.

Существующие О. п. можно разделить по структуре на два типа — кристаллы с переносом заряда и *полимеры*. Первые содержат плоские органич. молекулы с сопряжёнными связями. Молекулы играют роль доноров или акцепторов. Металлич. поведение обнаружено в кристаллах, содержащих одну из следующих четырёх молекул: молекулу тетрацианхинодиметана (TCNQ), являющегося акцептором; молекулы тетраселенотетрацена (TSeT), тетраметилтетраселенофульвалена (TMTSF) или бис-этилендитиолотетратиофульвалена (BEDT — TTF). Последние являются донорами. Перенос заряда осуществляется между этими молекулами и атомами (K^+, Rb^+, Cl^-), группами атомов (SCN^-, ClO_4^-, PF_6^-, I_3^-, AuI_2^-) или плоскими органическими молекулами с сопряжёнными связями (хинодиметан Qn, тетратиофульвален TTF) (рис. 1).

В кристаллах хорошопроводящих солей с переносом заряда плоские молекулы упакованы так, что ионы одного знака образуют стопки, чередующиеся со стопками или цепочками ионов противоположного знака. Орбитали π-электронов сопряжённых связей плоских молекул вытянуты в виде восьмёрки перпендикулярно плоскости молекул (см. *Молекулярная орбиталь*). Они обеспечивают достаточно хорошее перекрытие электронных волновых ф-ций соседних молекул в стопке. Поэтому π-электроны плоских молекул делокализованы не только внутри молекулы, но и вдоль стопки. В нейтральном состоянии донорные или акцепторные молекулы содержат чётное число π-электронов, но при образовании кристалла число электронов в их π-оболочке изменяется и зона π-электронов в стопке оказывается заполненной частично. Т. о., реализуются два условия, необходимых для металлич. поведения электронов: частичное заполнение зоны π-электронов и их делокализация, по меньшей мере вдоль цепочки (рис. 2, *а*).

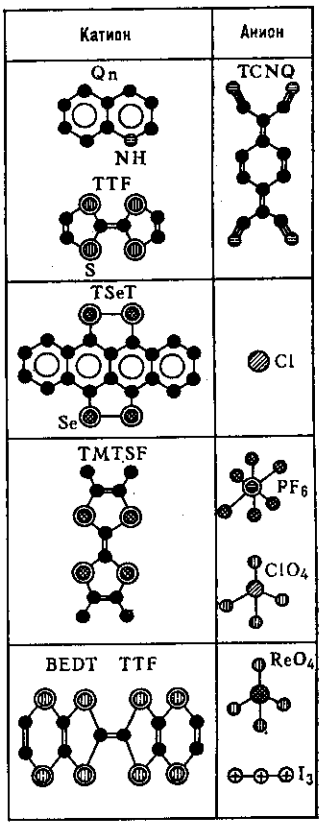


Рис. 1. Молекулы, используемые при синтезе органических проводников и сверхпроводников; чёрный кружок — CH.

Эти условия, однако, не всегда достаточны для металлич. поведения электронов при всех темп-рах. Системы с одномерным движением электронов перехо-

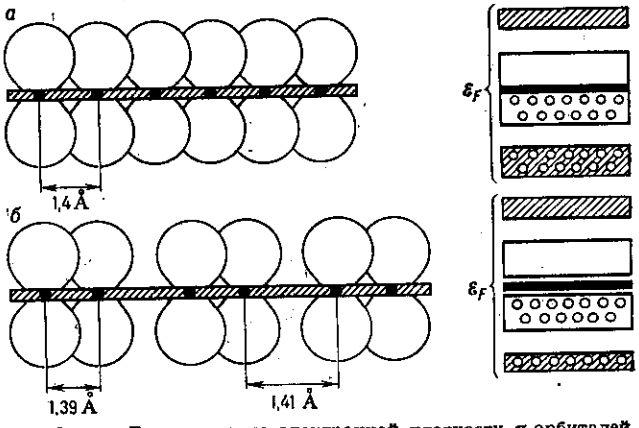


Рис. 2. *а* — Распределение электронной плотности π-орбиталей в гипотетической одномерной цепочке (слева) и энергетический спектр π-электронов (справа); заштрихованы σ-связи (вид сбоку) и соответствующие энергетические зоны; *б* — то же при $T < T_c$.

дят в диэлектрич. состояние при охлаждении, даже если при более высоких T они проявляли металлич. свойства (см. *Квазиодномерные соединения*). Такие *переходы металл — диэлектрик* могут быть вызваны т. н. пайерлсовской неустойчивостью (см. *Пайерлса переход*), влиянием неизбежного беспорядка или достаточно сильным кулоновским отталкиванием электронов. Пайерлсовская неустойчивость присуща практически всем упорядоченным системам с сильной анизотропией одномерного типа. Если при высоких темп-рах молекулы расположены эквидистантно вдоль цепочки, то ниже темп-ры пайерлсовского перехода $T_п$ они смещаются так, что на поверхности Ферми формируется энергетич. щель, делающая систему диэлектриком при $T < T_п$ (рис. 2,*б*). Так, в TTF — TCNQ при $T = 300$ К проводимость σ вдоль цепочек примерно в 350 раз выше, чем в перпендикулярных направлениях. Рост σ (т. е. падение ρ) при охлаждении продолжается до 60 К, но затем σ резко падает (ρ возрастает) из-за перехода Пайерлса (рис. 3). Беспорядок подавляет пайерлсовский переход, но сам он приводит к локализации электронов из-за действующего на них случайного потенциала (см. *Андерсоновская локализация*), и система опять становится диэлектрической при низких темп-рах. Такое поведение наблюдается в солях TCNQ с асимметричными катионами типа $Qn(TCNQ)_2$. Здесь ρ слегка падает при охлаждении от 300 К до 240 К, но при дальнейшем понижении темп-ры ρ возрастает из-за локализации электронов в цепочке TCNQ под действием хаотич. потенциала случайно ориентированных катионов Qn.

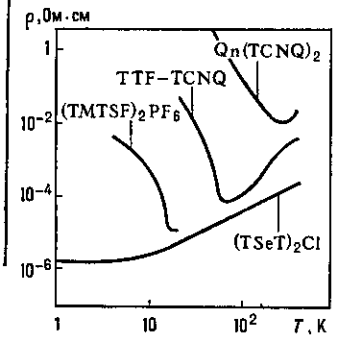


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления ρ от температуры T в органических кристаллах с переносом заряда.

Пайерлсовская неустойчивость может быть подавлена в системах с двумерным или трёхмерным движением электронов, т. е. в кристаллах с достаточно сильным перекрытием электронных волновых функций разных цепочек. Именно на этом пути получены О. п. Впервые металлич. проводимость вплоть до самых низких T была достигнута в кристаллах $(TSeT)_2Cl$. Анизотропия движения электронов в этом соединении меньше, чем в TTF — TCNQ, из-за большего перекрытия электронных орбиталей атомов Se молекул TSeT разных цепочек через анионы Cl^-. Пайерлсовский переход здесь происходит при более низкой темп-ре (24 К) и приводит не к диэлектрическому, а к полуметаллич. состоянию (см. *Полуметаллы*). При давлении выше 4,5 Кбар этот переход исчезает, и соединение остаётся металлом вплоть до $T \sim 0{,}1$ К.

Уменьшение одномерного характера движения электронов было достигнуто также в солях Бекгарда $(TMTSF)_2X$. Здесь стопки молекул TMTSF образуют слои (рис. 4), и боковые атомы Se этих молекул обеспечивают перекрытие электронных волновых ф-ций соседних цепочек в слое благодаря их сближению на расстояния, меньшие ван-дер-ваальсовых. При $T = 300$ К проводимость вдоль стопок катионов (TMTSF) в кристаллах $(TMTSF)_2ClO_4$ примерно в 25 раз выше, чем поперёк стопок в слое катионов, и в 500 раз выше, чем поперёк слоя катионов. Для кристаллов $(TMTSF)_2X$ с линейными (SCN^-) и октаэдрич. (BrO_4^-, ReO_4^- и др.) анионами характерны структурные переходы с ориентац. упорядочением анионов при низких темп-рах, приводящие к диэлектрич. основному состоянию. Исключением оказывается лишь соединение с $X = ClO_4^-$, где после перехода сохраняется металлич. поведение со сверхпроводящим переходом при $T_c = 1{,}3$ К. В солях с более симметричными октаэдрич. анионами типа PF_6^- упорядочение анионов не наблюдается, и в них обнаружены переходы металл—диэлектрик в состоянии с волнами спиновой плотности из-за сильного кулоновского отталкивания электронов

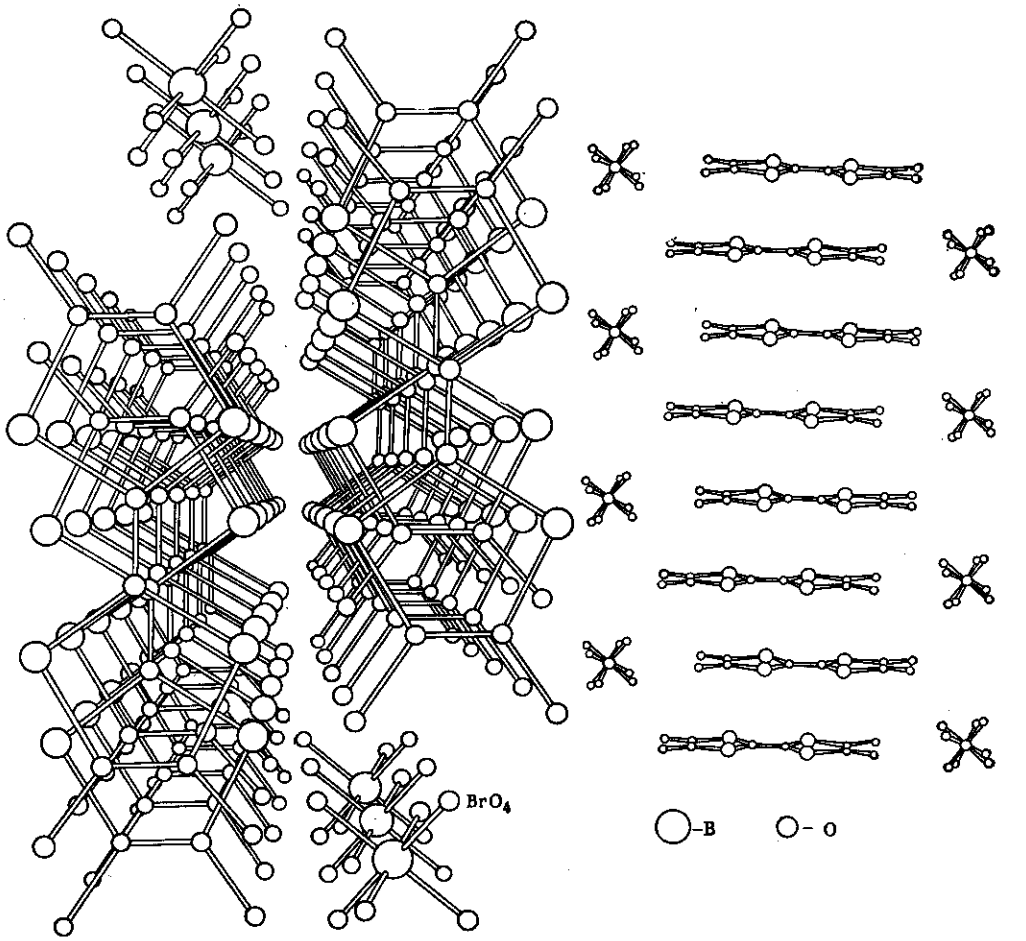


Рис. 4. Кристаллическая структура $(TMTSF)_2BrO_4$: вид вдоль стопок (слева) и перпендикулярно стопкам вдоль слоёв TMTSF (справа).

в сочетании с одномерным характером анизотропии их движения (см. *Спиновой плотности волны*). Давления ~10 Кбар подавляют эти переходы, металлич. состояние сохраняется вплоть до самых низких T (соединения становятся сверхпроводящими с $T_c = 1$ К). Сильное магн. поле способно при этом восстанавливать диэлектрич. состояние. Многообразие фазовых переходов в семействе $(TMSF)_2X$ объясняется близостью этого семейства к квазиодномерным системам, фактически оно оказывается промежуточным между ними и слоистыми системами (см. *Квазидвумерные соединения*, *Интеркалированные соединения*).

Первыми органич. кристаллами без признаков одномерной анизотропии и диэлектрич. переходов стали соединения β-$(BEDT — TTF)_2X$. Стопки молекул BEDT — TTF образуют слои, и 8 боковых атомов S в молекулах дают лучшее перекрытие электронных волновых ф-ций соседних цепочек, чем 4 атома Se в кристаллах $(TMTSF)_2X$. Кроме того, отклонения структуры этой молекулы от плоской ослабляют перекрытие волновых ф-ций электронов соседних молекул в стопке. В результате кратчайшими оказываются расстояния между атомами S разных молекул из соседних стопок в слое (рис. 5). Движение электронов в слое катионов (BEDT — TTF) практически изотропно при низких T, в то время как поперёк слоёв σ меньше примерно в 100 раз.

Проводящие полимеры на основе углеводородов (полиацетилен, полипиррол, полипарафенил, политиофен) имеют сопряжённые связи вдоль всей своей длины,

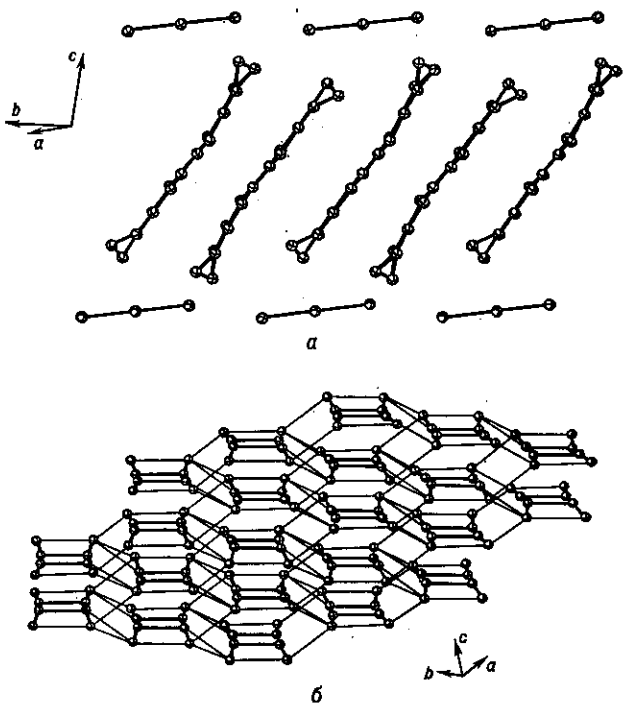


Рис. 5. Кристаллическая структура β-$(BEDT — TTF)_2I_3$: *а* — вид вдоль слоёв; *б* — сетка атомов S в слое BEDT—TTF (остальные атомы не показаны), по которой двигаются π-электроны. Тонкими линиями показаны расстояния S — S между молекулами, которые меньше ван-дер-ваальсовых расстояний.

к-рые обеспечивают делокализацию π-электронов вдоль полимерной молекулы. В простейшей молекуле этого типа — полиацетилене $(CH)_x$ (рис. 6) длина цепи сопряжения x достигает неск. тысяч Å. Полимерные молекулы собраны в волокна с диам. 200 Å. Взаимодействие нитей в волокне слабое, и движение электронов имеет одномерный характер. Поэтому металлич. состояние с эквидистантными расстояниями между атомами С неустойчиво относительно пайерлсовских переходов с удвоением периода (димеризации, рис. 2). В результате димеризации, а также кулоновского от-

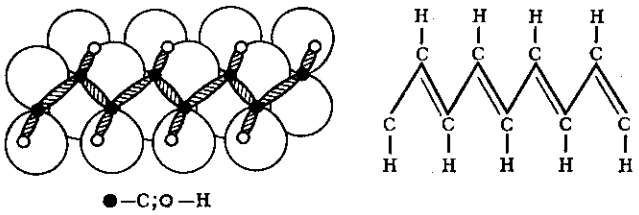


Рис. 6. Молекула полиацетилена: слева — распределение электронной плотности (заштрихованы σ-связи); справа — структурная формула.

талкивания в энергетич. спектре π-электронов появляется щель шириной 1,8 эВ. Поэтому чистый полиацетилен — диэлектрик. Легирование полиацетилена атомами K, Na, Br, I, группами атомов типа AsF_5 либо органич. донорами или акцепторами приводит к появлению бесспиновых носителей заряда — солитонов, специфических для пайерлсовского диэлектрика с удвоением периода. Солитоны определяют проводимость соединений $(CHX_y)_x$; при $y < 0{,}06$ она достигает значений $10^{-4} — 10^{-3}$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$ при $T = 300$ К и падает при охлаждении. При $y \sim 0{,}1—0{,}2$ достигаются $\sigma \sim 10^{-4}—10^{-3}$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$, причём σ медленно падает при охлаждении. При $y > 0{,}1$ появляется характерная для металла парамагн. восприимчивость (см. *Паули парамагнетизм*). Электрохимическое осаждение (допирование) полиацетилена обратимо, и полиацетиленовая плёнка используется для изготовления аккумуляторов.

Лит.: Горьков Л. П., Физические явления в новых органических проводниках, «УФН», 1984, т. 144, с. 381; Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Органические сверхпроводники, там же, с. 415; Brazovskii S. A., Kirova N. N., Electron selflocalization and periodic superstructure in quasi onedimesional dielectrics, Sov. Scient. Reviews, Sec. A. Physical Review, ed. by I. M. Chalatnikov, 1984, v. 5, p. 100; Schrieffer J. R., Proc. Intern. School of Physics «Enrico Fermi», Course LXXXIX, ed. by F. Bassani, F. Fumi, M. P. Tosi, North-Holand, 1984, p. 767. *Л. Н. Булаевский.*

ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ — соединения углерода с нек-рыми элементами [H, O, S (или Se), N, P], обладающие сверхпроводящими свойствами. Сверхпроводящее состояние может быть достигнуто в органич. соединениях, имеющих характерный для металлов тип проводимости при низких темп-рах (см. *Органические проводники*). Исследование органич. проводников показало, что электрич. проводимость металлич. типа наблюдается у органич. кристаллов с достаточно хорошим перекрытием электронных орбиталей (по крайней мере, в двух направлениях). Возможность достижения сверхпроводимости в соединениях без единого атома металла, но с двумерным (слоистым) характером электронного движения была установлена П. Грином (P. L. Green) и др. (1975) в результате синтеза полимера полисульфурнитрида $(SN)_x$ (рис. 1). Молекулы в кристаллах этого полимера сближены настолько, что движение электронов в двух направлениях практически изотропно, проводимость кристаллов достигает значений $5 \cdot 10^5$ Ом$^{-1}$·см$^{-1}$ при 4 К, ниже критич. темп-ры $T_c = 0{,}3$ К наблюдается сверхпроводимость.



Рис. 1. Молекула полисульфурнитрида.

Впервые О. с. удалось получить К. Бекгарду (K. Bechgaard, 1980). Он синтезировал молекулу TMTSF и использовал её в качестве катиона в кристаллах с переносом заряда $(TMTSF)_2X$, где роль анионов

играют небольшие группы атомов X — PF_6, ClO_4, SCN и им подобные (см. рис. 1 к ст. *Органические проводники*, где рассмотрены хим. структуры О. с.). Плоские молекулы образуют стопки, вдоль к-рых движутся электроны проводимости — π-электроны атомов углерода и селена. Боковые атомы селена молекул TMTSF обеспечивают довольно хорошее перекрытие *волновых функций* электронов проводимости также и для молекул TMTSF соседних стопок. В результате слои, образованные из стопок катионов TMTSF, обеспечивают двумерное движение электронов с анизотропией внутри слоёв — вдоль стопок подвижность электронов наивысшая. В медленно охлаждаемых кристаллах $(TMTSF)_2ClO_4$ сверхпроводящее состояние достигается ниже $T_c = 1{,}3$ К, во всех др. соединениях семейства $(TMTSF)_2X$ из-за анизотропии движения электронов внутри слоёв охлаждение приводит к фазовым *переходам металл — диэлектрик*. Для достижения металлич. основного состояния и сверхпроводимости с $T_c \lesssim 1$ К требуется давление порядка неск. кбар (неск. сотен МПа). В сверхпроводниках $(TMTSF)_2X$ обнаружены все обычные проявления сверхпроводимости — нулевое электрич. сопротивление, полный *Мейснера эффект* в слабых магн. полях, скачок теплоёмкости в точке T_c, уменьшение плотности состояний в спектре квазичастиц по сравнению с нормальным состоянием. Все они относятся к сверхпроводникам 2-го рода, т. к. лондоновская *глубина проникновения* в них велика из-за малой плотности электронов проводимости, а сверхпроводящая корреляц. длина $\zeta = 0{,}18\hbar v_F/kT$ мала из-за сравнительно малой фермиевской скорости v_F электронов даже для направления вдоль стопок TMTSF. Магн. свойства сверхпроводников $(TMTSF)_2X$, т. е. значения нижнего (H_{c1}) и верхнего (H_{c2}) *критических магнитных полей*, сильно зависят от направления внеш. магн. поля из-за анизотропии движения электронов в нормальном состоянии (рис. 2). Поведение семейства О. с. $(TMTSF)_2X$ при темп-рах $T \ll T_c$ отклоняется от стандартного

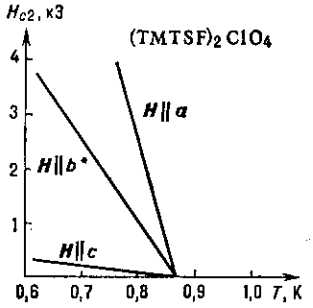


Рис. 2. Зависимость верхних критических полей H_{c2} от температуры T в $(TMTSF)_2ClO_4$. Внешнее магнитное поле направлено: *1* — вдоль стопок (ось *a*), *2* — вдоль слоёв перпендикулярно стопкам (ось b^*), *3* — поперёк слоёв (ось *c*).

поведения сверхпроводников, описываемых *Бардина — Купера — Шриффера моделью* (БКШ). Так, зависимость $H_{c2}(T)$ линейна вплоть до самых низких температур, и при $T \ll T_c$ значения H_{c2} для направления вдоль оси *a* (вдоль стопок) превосходят парамагн. предел (согласно модели БКШ, кривизна графич. зависимости H_{c2} от темп-ры отрицательна, а значения H_{c2} не превосходят парамагн. предел). Вторая аномалия О. с. проявляется во влиянии немагнитных примесей на величину T_c: при довольно малой их концентрации сверхпроводимость исчезает, в то время как в модели БКШ такой эффект примесей становится заметным лишь вблизи порога *андерсоновской локализации* электронов, когда длина свободного пробега электронов приближается к межмолекулярной.

В 1987 установлено [8], что в $(TMTSF)_2ClO_4$ скорость релаксации ЯМР при низких темп-рах уменьшается с понижением темп-ры пропорц. T^2, а не экспоненциально, как в модели БКШ. Это означает, что в семействе $(TMTSF)_2X$ сверхпроводимость обладает рядом особенностей, обусловленных, по-видимому, спецификой

волновых ф-ций куперовских пар в этих соединениях (т. н. *d*-волновая сверхпроводимость). Сверхпроводимость сходного типа обнаружена также в системах с *тяжёлыми фермионами*.

В кристаллах β-$(BEDT — TTF)_2X$ анизотропия в плоскости стопок (BEDT — TTF) при низких темп-рах практически отсутствует, никаких переходов типа металл — диэлектрик в соединениях с X = I_3^- AuI_2^-, IBr_2^- нет, и при атм. давлении они становятся сверхпроводниками с $T_c = 1{,}5$, 5 и 2,8 К соответственно. Кроме того, наложением давления $P > 0{,}2$ кбар получена модификация β_H-$(BEDT — TTF)_2I_3$, метастабильная при атм. давлении, имеющая $T_c = 8{,}1$ К [7]. Соединения β-$(BEDT — TTF)_2X$ также относятся к сверхпроводникам 2-го рода, в них обнаружены полное отсутствие сопротивления ниже T_c и полный эффект Мейснера в слабых магн. полях. Как и в $(TMTSF)_2X$, ряд их сверхпроводящих свойств при $T \ll T_c$ не согласуется с предсказаниями модели БКШ. Именно — зависимость $H_{c2}(T)$ в случае β_H-$(BEDT — TTF)_2I_3$ имеет сильную положит. кривизну (рис. 3), а в соединениях с X = AuI_2^- и IBr_2^- она линейна. Кроме того, отношение сверхпроводящей щели (при $T = 0$) $\Delta(0)$ к T_c в кристаллах с X = AuI_2^-, по крайней мере, в 4 раза превосходит значение, даваемое моделью БКШ.

Свойства О. с. могут быть объяснены в рамках представлений об обычном электронно-фононном механизме куперовского спаривания (см. *Купера эффект*). Ныне нет никаких чётких эксперим. указаний на существование в них др. механизма сверхпроводимости. Ряд аномалий сверхпроводящих свойств О. с. указывает на возможность реализации в них режима сильного электронно-фононного взаимодействия. Для этого режима характерны большое отношение $\Delta(0)/T_c$, превышающее значение, полученное в модели БКШ, положит. кривизна в графич. зависимости $H_{c2}(T)$ и сравнительно

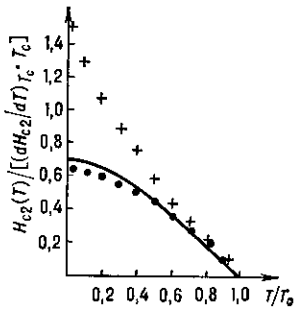


Рис. 3. Зависимость верхнего критического магнитного поля вещества β-$(BEDT — TTF)_2I_3$ от температуры (поле направлено поперёк слоёв). Крестики — экспериментальные значения величины $H_{c2}(T)/[(dH_{c2}/dT)_{T_c} \cdot T_c]$ — приведённого критического поля — для фазы β_H; T/T_c — приведённая температура. Точки — аналогичные данные для фазы β_L. Сплошная кривая соответствует результатам модели БКШ.

большие значения T_c при низкой дебаевской частоте фононов (в органич. соединениях эта частота соответствует *Дебая температуре*, ок. 60 К). В пользу сильной электронно-фононной связи свидетельствуют также очень низкие значения проводимости О. с. при комнатной темп-ре. Для β-$(BEDT — TTF)_2X$ значения проводимости лежат в интервале (20—70) $Ом^{-1} \cdot см^{-1}$, и они меньше минимальной моттовской проводимости (см. *Моттовские диэлектрики*), к-рая соответствует длине свободного пробега электрона порядка межмолекулярной длины. Спектр фононов, сильно взаимодействующих с электронами, у органич. соединений богаче, чем у неорганических. Здесь есть дополнит. моды — вращение молекул (либрации) с низкими частотами $\omega \sim 10$К ($\hbar\omega \sim kT$) и внутримолекулярные колебания с ω до 2000 К. Богатство фононного спектра и возможность направленного изменения его путём синтеза подходящих молекул делают О. с. весьма перспективными для дальнейшего повышения критич. темп-р T_c.

Лит. см. при ст. *Органические проводники*.

Л. Н. Булаевский.

ОРЕО́Л (франц. auréole, от лат. corona aureola — золотой венец) — световой фон вокруг изображения источника оптич. излучения, наблюдаемый глазом или регистрируемый приёмником света. Причина появления О.— рассеяние света на малые углы в среде, через к-рую проходит свет. Величина О., его окраска и яркость зависят от размеров частиц среды, их физ. природы и оптич. толщины среды. Рассеяние на малые углы, приводящее к образованию О., особенно сильно в средах, размеры частиц к-рых больше длины волны λ излучения (эффект Ми). Если размеры частиц значительно превышают λ, интенсивность такого рассеяния не зависит от λ, и поэтому рассеянный свет уже не характеризуется насыщенным цветом. Этим объясняется, напр., «белый цвет» О., окружающего солнечный диск (смешение лучей с разными λ даёт *белый свет*). О. существенно влияет на разрешающую способность фотогр. материалов и люминесцентных экранов. Характер О. учитывается при измерении прозрачности рассеивающих сред; в частности, изменение яркости и спектрального распределения света в солнечном О. служит критерием чистоты и прозрачности атмосферы.

Лит. см. при ст. *Мутные среды, Рассеяние света.*

Л. Н. Капорский.

ОРИЕНТАЦИО́ННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ (спин-переориентационные переходы) — особый класс *магнитных фазовых переходов*, при к-рых меняется ориентация *осей лёгкого намагничивания* магнетиков при изменении внеш. параметров (темп-ры, магн. поля). Эти фазовые переходы происходят между магнитоупорядоченными фазами магнетика и относятся к т. н. переходам типа порядок — порядок. При О. ф. п. перестраивается *магнитная атомная структура* и изменяется *магнитная симметрия* кристаллов. О. ф. п., происходящие при изменении темп-ры, наз. с п о н т а н н ы м и переходами, при изменении внеш. магн. поля — и н д у ц и р о в а н н ы м и переходами.

Простейшим примером спонтанного О. ф. п. является наблюдаемая в ряде магн. кристаллов переориентация спинов (спиновых магн. моментов) от одной кристаллографич. оси к другой при изменении темп-ры. Такие переходы наблюдаются, напр., в классич. ферромагнетике кобальте, в гадолинии, в *интерметаллических соединениях* RCo_5 (где R — Nd, Pr, Dy, Tb), ферримагнетиках Mn_2Sb и $Ba_2Co_2Fe_{12}O_{22}$ и в целом ряде редкоземельных магнитоупорядоченных кристаллов [1]. Спонтанная переориентация магн. моментов обусловлена в них температурной зависимостью энергии *магнитной анизотропии*.

В том случае, когда переориентация моментов осуществляется в нек-рой кристаллографич. плоскости кристалла, изменение термодинамич. потенциала Φ кристалла удобно представить в виде

$$\Phi = K_1 \sin^2\vartheta + K_2\sin^4\vartheta, \qquad (1)$$

где K_1 и K_2 — константы анизотропии, изменение к-рых с темп-рой и приводит к О. ф. п.; ϑ — угол ориентации оси лёгкого намагничивания относительно кристаллографич. осей в плоскости переориентации. Минимизация (1) по углу ϑ приводит к трём возможным состояниям системы (вблизи от О. ф. п. K_2 считают не зависящей от темп-ры):

$$\text{фаза I}\quad \vartheta = 0,\pi;\quad K_1 \geqslant 0;$$

$$\text{фаза II}\quad \vartheta = \pi/2,3\pi/2;\quad K_1 + 2K_2 \leqslant 0;$$

$$\text{фаза III}\quad \sin^2\vartheta = -K_1/2K_2;\quad K_1 < 0,\ K_1 + 2K_2 \geqslant 0.$$

Если K_1 знакопеременна, а $K_2 > 0$ в рассматриваемой области темп-р, то в кристалле могут существовать коллинеарные фазы I и II и угл. фаза III. Темп-ры T_1 [при к-рой $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$] и T_2 [при к-рой $K_1(T_2) = 0$] есть точки О. ф. п. II $\rightleftarrows$ III и I $\rightleftarrows$ III соответственно. На рис. 1 приведены в качестве примеров температурные зависимости констант K_1 и K_2 гексагональных интерметаллич. соединений $NdCo_5$ и $PrCo_5$, на рис. 2 показаны температурные зависимости угла отклонения намагниченности от гексагональной оси для этих соединений. Переходы между фазами I$\rightleftarrows$III и III $\rightleftarrows$ II, возникающие при инверсии знака константы

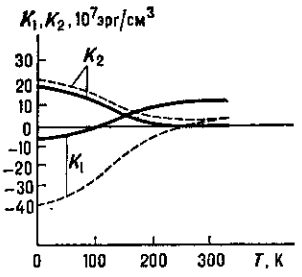


Рис. 1. Температурные зависимости констант анизотропии для $NdCo_5$ (пунктир) и $PrCo_5$ (сплошная линия).

анизотропии K_1, являются типичными примерами фазовых переходов, описываемых теорией Ландау [2]. Действительно, в случае, напр., перехода I $\rightleftarrows$ III, разложение термодинамич. потенциала (1) в ряд по ϑ вблизи $T = T_2$ даёт известное выражение теории Ландау [зависимость $K_1(T)$ в рассматриваемой области

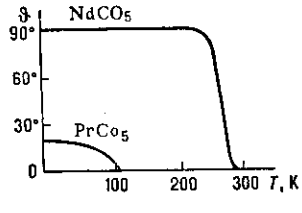


Рис. 2. Температурные зависимости ориентации осей лёгкого намагничивания для $NdCo_5$ и $PrCo_5$.

температур предполагается линейной]:

$$\Phi = \alpha(T)\frac{\eta^2}{2} + \beta\frac{\eta^4}{4}, \qquad (2)$$

где $\alpha(T) = 2K_1(T) = 2K(T - T_2)/T_2$, K — константа, $\beta = 4K_2$, $\eta = \vartheta$. Угол ϑ здесь играет роль *параметра порядка*. Такую же форму принимает термодинамич. потенциал вблизи точки $T = T_1$ при $\eta = \pi/2 - \vartheta$ (либо $3\pi/2 - \vartheta$). Т. о., переориентация магн. моментов, описываемая термодинамич. потенциалом (1), при $K_2 > 0$ происходит непрерывно, путём двух фазовых переходов 2-го рода при темп-рах T_1 и T_2. Параметр ϑ (параметр порядка) меняется при этом непрерывно, а производная $d\vartheta/dT$ имеет разрывы на концах области переориентации (рис. 3,*а*). Очевидно, что вбли-

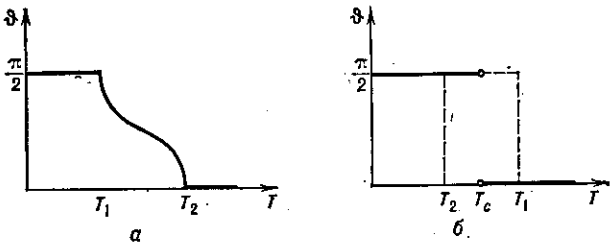


Рис. 3. Температурная зависимость угла ϑ при ориентационном фазовом переходе: *а* — $K_2 > 0$; *б* — $K_2 < 0$.

зи темп-р T_1 и T_2, при к-рых происходят фазовые переходы 2-го рода, должны наблюдаться характерные особенности в поведении ряда термодинамич. величин: теплоёмкости, модуля Юнга и т. п., а также расходимость восприимчивости (описывающей отклик параметра порядка на термодинамически сопряжённое ему поле), обращение в нуль частоты колебаний параметра порядка (мягкая мода), замедление его релаксации и т. д. Такие аномалии в окрестности точки О. ф. п. действительно наблюдались, напр., в редкоземельных магнетиках [1]. При непрерывной переориентации магн. моментов угл. фаза III играет роль «буфера». Она позволяет магн. моментам непрерывно переходить из фазы I в фазу II. О. ф. п. относятся к переходам, для к-рых теория Ландау является очень хорошим приближением, т. к. флуктуации параметра порядка в критич. состоянии здесь можно не учитывать, поскольку они проявляются в очень узкой области темп-р ($\Delta T \sim 10^{-6}$—10^{-8}K) вблизи точки перехода.

При $K_2 < 0$ фаза III является неустойчивой и температурные области существования фаз I и II перекрываются. С точки зрения симметрии, непосредств. непрерывный переход I $\rightleftarrows$ II невозможен, т. к. для непрерывного перехода необходимо, чтобы группа магн. симметрии одной из фаз, участвующей в переходе, была подгруппой симметрии другой фазы, что для фаз I и II не выполняется. Следовательно, непосредств. переход I $\rightleftarrows$ II может осуществляться только скачкообразно (фазовый переход 1-го рода) при $T = T_c$, где T_c определяется условиями равенства термодинамич. потенциалов обеих фаз: $\Phi(\vartheta = 0) = \Phi(\vartheta = \pi/2)$, т. е. $K_1(T_c) + K_2 = 0$. Темп-ры T_1 и T_2, определяемые ур-ниями $K_1(T_2) = 0$ и $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$, есть границы областей существования метастабильных фаз (в предположении, что переход I $\rightleftarrows$ II происходит однородно по образцу). Разложение Φ по $\eta = \vartheta$ (либо $\eta = \pi/2 - \vartheta$) приводит к выражению (2), где $\beta = 4K_2 < 0$, что, согласно теории Ландау, является признаком фазового перехода 1-го рода. На рис. 3(*б*) изображена зависимость ϑ (T) для этого случая.

Внеш. магн. поле $H_{вн}$ оказывает существ. влияние на О. ф. п., подавляя их или, наоборот, способствуя их возникновению. Поле $H_{вн}$ может также индуцировать О. ф. п. Напр., в целом ряде антиферромагнетиков при достаточно большом (критическом) значении магн. поля H_c, приложенного вдоль оси антиферромагнетизма, происходит переориентация спинов, и намагниченность магн. подрешёток устанавливается перпендикулярно направлению действующего магн. поля [3] (см. *Спин-флоп переход*). Индуцированные полем О. ф. п. наблюдались также в слабых ферромагнетиках, в частности в редкоземельных ортоферритах, для к-рых были исследованы разнообразные фазовые диаграммы $H_c - T$ [1].

Лит.: 1) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; 3) Боровик-Романов А. С., Антиферромагнетизм, в кн.: Итоги науки. Сер. физ.-мат. науки, в. 4, М., 1962. *А. М. Кадомцева.*

ОРИЕНТИ́РОВАННЫЕ ЯДРА — совокупность атомных ядер с упорядоченной пространственной ориентацией их спинов. Проекция m спина I ядра на заданную ось может принимать $2I + 1$ дискретных значений от $m = -I$ до $m = +I$ с интервалом, равным 1. Спиновую упорядоченность относительно такой оси можно характеризовать набором вероятностей W_m реализации всех возможных значений m. Для спиново-неупорядоченной совокупности ядер все m равновероятны $[W_m = 1/(2I + 1)]$. В противном случае у совокупности ядер имеется нек-рая спиновая упорядоченность (ядра ориентированы).

Для полного описания ориентац. состояния совокупности ядерных спинов достаточно задать $2I$ значений W_m, т. к. $\sum_{-I}^{I} W_m = 1$. Практически для этой цели более удобными оказываются не W_m, а эквивалентный им набор $2I$ величин, построенных определ. образом на основе W_m. В качестве таких величин обычно используют т. н. параметры ориентации f_i $(i = 1, 2, \ldots, 2I)$, являющиеся полиномами от ср. значений степеней m:

$$\overline{m^k} = \sum_{m=-I}^{m=+I} W_m m^k. \qquad (1)$$

Полиномы f_i таковы, что для спиново-неупорядоченной совокупности ядер все $f_i = 0$, а для полностью спиново-упорядоченной совокупности ядер $(W_{-I}, \ldots, W_{I-1} = 0, W_I = 1)$ все $f_i = 1$. Нечётные параметры $(f_1, f_3, \ldots)$ содержат только $\overline{m^k}$ с нечётными k и характеризуют ориентацию спинов в заданном направлении. Чётные параметры $(f_2, f_4, \ldots)$ содержат только $\overline{m^k}$ с чётными k и характеризуют ориентацию спинов вдоль заданной прямой, безотносительно к направлению на ней. Наиболее важны и имеют простой смысл параметры f_1 и f_2:

$$f_1 = \overline{m}/I,$$
$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)}\left[\overline{m^2} - \frac{I(I+1)}{3}\right]. \qquad (2)$$

Параметр f_1, наз. п о л я р и з а ц и е й, характеризует преимуществ. ориентацию спинов в заданном направлении $(f_1 > 0)$ или против него $(f_1 < 0)$. Параметр f_2, наз. в ы с т р о е н н о с т ь ю, характеризует преимуществ. ориентацию вдоль $(f_2 > 0)$ или поперёк $(f_2 < 0)$ выбранной оси (безотносительно к её направлению). Эти параметры достаточны для описания простейших процессов в системах ядер с произвольным спином, а для ядер с $I = 1/2$ или $I = 1$ дают полное описание ориентац. состояния.

В обычных условиях в веществах, встречающихся в природе, атомные ядра не ориентированы. Для получения О. я. разработаны спец. методы, основанные на наличии у ядер магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов, ориентационно жёстко связанных с ядерными спинами. При наложении на ядра магн. поля $\boldsymbol{H}$ взаимодействие поля с магн. моментом ядра $\boldsymbol{\mu}$ будет стремиться ориентировать $\boldsymbol{\mu}$ в направлении $\boldsymbol{H}$, т. е. поляризовать систему ядер. Если ядра находятся в неоднородном электрич. поле, то его взаимодействие с квадрупольным электрич. моментом ядра $\boldsymbol{Q}$ будет приводить к выстраиванию ядерных спинов. Оба эти взаимодействия используются в статич. методах, когда ядерные спины находятся в тепловом равновесии с веществом образца. Если ср. энергия теплового движения превышает энергию взаимодействия ядерного момента с полем, то ориентирующее действие поля в значит. степени подавляется тепловым движением. В связи с малостью ядерных моментов значит. ориентацию ядерных спинов статич. методами удаётся получить лишь при очень низких темп-рах и в очень высоких полях. Так, при практически предельно достижимых $T \approx 10^{-2}$ К и $H \approx 10$ Тл поляризация и выстроенность ядер со ср. магн. моментом, равным 1 ядерному магнетону, составляют: $f_1 = 0{,}2$ и $f_2 = 0{,}1$.

Недостаточная величина ориентации ядер в этих условиях и трудности их реализации способствовали развитию косвенных методов ориентации ядерных спинов, в частности используют статич. ориентацию ядерных спинов во внутренних полях в веществе (электрич. и магнитных), к-рые в ряде случаев значительно превосходят достижимые внеш. поля. Так, на ядрах атомов нек-рых переходных элементов внутриатомные магн. поля достигают $H = 10^3$ Тл. В молекулах с сильноасимметричными оболочками электрич. поле на ядрах имеет большую неоднородность. Для ориентации ядерных спинов во внутр. полях необходимо обеспечить нужную пространств. ориентацию самих полей. В случае поляризации ядер во внутр. магн. полях ориентация этих полей достигается поляризацией (намагничиванием) электронных оболочек атома во внеш. магн. поле (это проще, чем получение ядерной поляризации, т. к. электронные магн. моменты более чем в 10^3 раз превосходят ядерные). Для выстраивания ядерных спинов в неоднородных внутр. электрич. полях используются монокристаллич. образцы, в к-рых асимметричные молекулы оказываются выстроенными. Этими методами при $T \sim 10^{-2}$ К удаётся получать высокие степени поляризации ядер лантаноидов и группы Fe, а также высокую выстроенность ядер атомов некоторых актинидов.

Для поляризации нек-рых ядер разработаны т. н. динамич. методы, когда тепловое равновесие ядерных спинов в веществе, находящемся в пост. магн. поле, нарушается путём возбуждения эл.-магн. полем переходов между зеемановскими подуровнями (см. *Ядерный магнитный резонанс*, *Электронный парамагнитный резонанс*). Обычно внеш. полем поляризуются электроны,

и надлежащим выбором возбуждаемых переходов электронная поляризация «перекачивается» в систему ядерных спинов. Динамич. методы удаётся использовать лишь в веществах, удовлетворяющих ряду специфич. требований. Спин динамически поляризуемых ядер невысок, обычно $I = {}^1/_2$.

Применяется также метод получения О. я. непосредственно в процессах ядерных реакций, когда исследуемые ядра поглощают или испускают частицы с определ. образом ориентированными спинами. При этом в силу закона сохранения момента кол-ва движения оказываются ориентированными и ядра, поглотившие или испустившие частицы. Т. к. ориентация (если не приняты меры) быстро разрушается тепловым движением частиц, то обычно метод используется при исследованиях быстрых процессов.

О. я. применяются для изучения свойств ядер, связанных с его спином, взаимодействия ядер с разл. микрочастицами. С помощью поляризов. ядерных мишеней и пучков поляризов. частиц можно определить спиновую зависимость взаимодействия частиц с ядрами. Наблюдение распада возбуждённых состояний О. я. даёт информацию о спинах, чётностях, магн. и электрич. моментах как самих возбуждённых состояний ядер, так и испускаемых микрочастиц. Исследования угл. распределения электронов при распаде поляризов. ядер ^{60}Co привели к открытию нарушения пространств. чётности в *слабых взаимодействиях*. Из угл. распределения γ-излучения поляризов. ядер $^{114}\text{C} \to {}^{114}\text{Cd}$, полученных в результате захвата поляризов. тепловых нейтронов неполяризов. ядрами $^{113}\text{C} \to {}^{113}\text{Cd}$, впервые получена информация об универсальности слабого взаимодействия между микрочастицами.

Лит.: Хуцишвили Г. Р., Ориентированные ядра, «УФН», 1954, т. 53, в. 3; Джеффрис К., Динамическая ориентация ядер, пер. с англ., М., 1965; Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц, сост.-ред. Л.-К.-Л. Юан, Ву Цзянь-сюн, пер. с англ., М., 1966.

В. П. Алфименков.

ОРНШТЕЙНА — ЦЕРНИКЕ УРАВНЕНИЕ — интегральное ур-ние, связывающее равновесную парную корреляц. ф-цию жидкости или газа $n_2(r) = 1 + \nu_2(r)$ с прямой корреляц. ф-цией $C(r)$:

$$\nu_2(r) = C(r) + n\int \nu_2(r - r_1)C(r_1 - r)dr_1,$$

где n — плотность числа частиц. О.— Ц. у. предложено Л. Орнштейном (L. S. Ornstein) и Ф. Цернике (F. Zernike) в 1914 в теории критич. рассеяния рентг. лучей.

О.— Ц. у.— точное соотношение между $\nu_2(r)$ и $C(r)$ и является определением последней. Оно соответствует алгебраич. соотношению $\hat{\nu}_\mathbf{k} = \hat{C}_\mathbf{k}(1 - n\hat{C}_\mathbf{k})^{-1}$ между фурье-образами $\hat{\nu}_\mathbf{k}$ и $\hat{C}_\mathbf{k}$ соответствующих корреляц. ф-ций. Удобство введения $C(r)$ состоит в том, что она всегда остаётся близкодействующей ф-цией, в отличие от $\nu_2(r)$, к-рая в *критической точке* становится дальнодействующей, поэтому $C(r)$ более тесно связана с взаимодействием, чем $\nu_2(r)$. Для применения О.— Ц. у. его надо дополнить соотношением между $C(r)$ и $\nu_2(r)$. В теории жидкости применяют разл. способы подобного замыкания О.— Ц. у., основанные на нек-рых методах отбора диаграмм ряда теории возмущений для парной корреляц. ф-ции (см. *Гиперцепное уравнение*, *Перкуса — Йевика уравнение*). Прямая корреляц. ф-ция определяет коэф. изотермич. упругости жидкости (или газа) $n(\partial P/\partial n)_T$ (P — давление):

$$(kT)^{-1}(\partial P/\partial n)_T = 1 - n\int C(r)dr,$$

а ф-ция $\nu_2(r)$ связана с коэф. сжимаемости $n^{-1}(\partial n/\partial P)_T$. О.— Ц. у. находит применение в разл. задачах теории флуктуаций.

Лит.: Физика простых жидкостей, пер. с англ., М., 1971, 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. 7.

Д. Н. Зубарев.

ОРНШТЕЙНА — ЦЕРНИКЕ ФОРМУЛА — определяет вид корреляц. ф-ции флуктуаций плотности $\delta n(r) = n(r) - \langle n(r)\rangle$ вблизи *критической точки*:

$$G(r) = \langle \delta n(0)\delta n(r)\rangle = \left(T/4\pi r_c^2\right)(\partial n/\partial\mu)_T r^{-1}\exp(-r/r_c).$$

Здесь T — абс. темп-ра в энергетич. единицах, μ — хим. потенциал, r_c — радиус корреляции, $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по статистич. ансамблю. О.— Ц. ф. выведена в пренебрежении взаимодействием флуктуаций и представляет собой частный случай выражения для корреляц. ф-ции параметра порядка в *Ландау теории* фазовых переходов 2-го рода. Флуктуационная теория фазовых переходов показывает, что отличие истинного выражения для $G(r)$ от О.— Ц. ф. невелико, если использовать точное, а не вычисленное в приближении теории Ландау значение r_c. В частности, *критический показатель* η, определяющий поведение $G(r) \sim r^{-1+\eta}$, при $r \ll r_c$ весьма мал: $\eta \sim 0{,}02$.

Лит.: Ornstein L. S., Zernike F., Accidental deviations of density and opalescence at the critical point of a single substance, «Proc. Kon. Akad. Wet.», 1914, v. 17, p. 793.

М. В. Фейгельман.

ОРТОГОНАЛЬНАЯ СИСТЕМА ФУНКЦИЙ (от греч. orthogónios — прямоугольный) — конечная или счётная система ф-ций $\{\varphi_i(x)\}$, принадлежащих (сепарабельному) *гильбертову пространству* $L^2(a, b)$ (квадратично интегрируемых ф-ций) и удовлетворяющих условиям

$$\int \varphi_i(x)\varphi_j^*(x)g(x)dx = \begin{cases} 0 \text{ при } i \neq j, \\ \lambda_i > 0 \text{ при } i = j. \end{cases}$$

Ф-ция $g(x)$ наз. в е с о м О. с. ф., * означает комплексное сопряжение. Если все $\lambda_i = 1$, то О. с. ф. наз. о р т о н о р м и р о в а н н о й. О. с. ф. наз. п о л н о й, если для любой ф-ции $f(x) \in L^2(a, b)$ существует ряд Фурье $\sum_n c_n\varphi_n(x)$, сходящийся к $f(x)$; такой ряд будет единственным, а его коэф. определяются ф-лами Фурье

$$c_n = \lambda_n^{-1}\int f\varphi_n^* g(x)dx = (f, \varphi_n).$$

Всякая линейно независимая (полная) система ф-ций приводится с помощью процедуры о р т о г о н а л и з а ц и и (см. *Ортонормированная система векторов*) к (полной) нормированной О. с. ф.

Для всякого ряда Фурье, построенного по О. с. ф. $\{\varphi_n(x)\}$, выполняется н е р а в е н с т в о Б е с с е л я

$$\sum_{\mathbf{k}=1}^{\infty} |c_\mathbf{k}|^2\lambda_\mathbf{k} \leqslant \|f\|^2 = (f, f),$$

а для полной О. с. ф. справедливо р а в е н с т в о П а р с е в а л я

$$\sum_{\mathbf{k}=1}^{\infty} |c_\mathbf{k}|^2\lambda_\mathbf{k} = \|f\|^2.$$

Примеры полных О. с. ф.:

1) т р и г о н о м е т р и ч е с к а я с и с т е м а ф-ций на отрезке $[-1, 1]$, $g(x) = 1$:

$${}^1/_2,\ \cos\pi nx,\ \sin\pi nx\quad (n = 1, 2, \ldots);$$

2) системы *ортогональных полиномов*;

3) с и с т е м а Х а а р а $\{\chi_n(x)\}_{n=1}^{\infty}$, $x \in [0, 1]$: $\chi_1(x) = 1$,

$$\chi_m(x) = \begin{cases} 2^{n/2} \text{ при } x \in \left(\frac{2k-2}{2^{n+1}}, \frac{2k-1}{2^{n+1}}\right), \\ -2^{n/2} \text{ при } x \in \left(\frac{2k-1}{2^{n+1}}, \frac{2k}{2^{n+1}}\right), \\ 0 \text{ в остальных точках отрезка,} \end{cases}$$

а $m = 2^n + k$, $1 \leqslant k \leqslant 2^n$, $m = 2, 3, \ldots$.

О. с. ф. используют в разл. физ. задачах. Спектральный анализ в теории колебаний, акустике, радиофизике

и оптике основан на разложении ф-ций в ряды по тригонометрич. системе. В любых задачах на собств. значения операторов также появляются О. с. ф., т. к. для эрмитова оператора $\hat{H}$ собств. ф-ции, отвечающие разл. собств. значениям, ортогональны между собой. В квантовой механике, где квадрат модуля волновой ф-ции $|\psi(x)|^2$ играет роль плотности распределения вероятности, свойство ортонормируемости отражает тот факт, что полная вероятность найти частицу в данном состоянии равна 1, если известно, что система находится в состоянии с определённым квантовым числом.

Лит.: Колмогоров А. Н., Фомин С. В., Элементы теории функций и функционального анализа, 5 изд., М., 1981; Шилов Г. Е., Математический анализ. Функции одного переменного, ч. 3, М., 1970; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1982.

Л. О. Чехов.

ОРТОГОНА́ЛЬНЫЕ ПОЛИНО́МЫ — системы полиномов $\{p_n(x)\}$, $n = 0, 1, \ldots$, ортогональных с весом $\rho(x) \geqslant 0$ на интервале (a, b):

$$\int_a^b p_n(x)p_m(x)\rho(x)dx = \delta_{mn}d_n^2, \qquad (1)$$

где d_n^2 — квадрат нормы. Подобные системы возникают в разл. задачах матем. физики: в теории представлений групп, в вычислит. математике, при решении задач на собственные значения в теории волн, квантовой механике и др.

Задание веса $\rho(x)$ и интервала (a, b) определяет полином $p_n(x)$, удовлетворяющий соотношению ортогональности (1) однозначно, с точностью до нормировочного множителя. Для полиномов $p_n(x)$ справедливо след. явное выражение в виде определителя:

$$p_n(x) = A_n \begin{vmatrix} c_0 & c_1 \ldots c_n \\ c_1 & c_2 \ldots c_{n+1} \\ \ldots\ldots\ldots \\ c_{n-1} c_n \ldots c_{2n-1} \\ 1 \quad x \ldots x^n \end{vmatrix},$$

где A_n — нормировочная постоянная, $c_k = \int_a^b x^k\rho(x)dx$ — момент весовой ф-ции $\rho(x)$. Из соотношений ортогональности (1) можно получить мн. свойства О. п. Напр.: полином $p_n(x)$ ортогонален произвольному полиному меньшей степени; для произвольных О. п. справедлива рекуррентная ф-ла, связывающая три последоват. полинома $p_{n-1}(x)$, $p_n(x)$, $p_{n+1}(x)$,

$$xp_n(x) = \alpha_n p_{n+1}(x) + \beta_n p_n(x) + \gamma_n p_{n-1}(x),$$

где α_n, β_n, γ_n — постоянные.

Классические О. п.— полиномы Якоби, Лагерра и Эрмита, часто встречающиеся в теоретич. и матем. физике. Классич. О. п. удовлетворяют ур-ниям вида

$$\sigma(x)y'' + \tau(x)y' + \lambda y = 0, \qquad (2)$$

где $\sigma(x)$ — полином степени не выше 2, $\tau(x)$ — полином степени не выше 1, λ — постоянная. Ур-ние (2) можно записать в самосопряжённом виде

$$[\sigma(x)\rho(x)y']' + \lambda\rho(x)y = 0, \qquad (3)$$

где ф-ция $\rho(x)$ удовлетворяет ур-нию

$$[\sigma(x)\rho(x)]' = \tau(x)\rho(x).$$

При значениях

$$\lambda = \lambda_n = -n\tau' - n(n-1)\sigma''/2, \quad n = 0, 1, 2, \ldots,$$

ур-ние (2) имеет полиномиальные решения $y = y_n(x)$, к-рые можно представить в виде ф-лы Родрига

$$y_n(x) = \frac{B_n}{\rho(x)}\frac{d^n}{dx^n}[\sigma^n(x)\rho(x)], \qquad (4)$$

где B_n — нормировочная постоянная.

Т. к. производные от решений ур-ния (2) также удовлетворяют ур-нию того же вида, то получаем ф-лу Родрига для производных от полиномов $y_n(x)$:

$$y_n^{(m)}(x) = \frac{A_{mn}B_n}{\sigma^m(x)\rho(x)}\frac{d^{n-m}}{dx^{n-m}}[\sigma^n(x)\rho(x)],$$

$$A_{mn} = \frac{n!}{(n-m)!}\prod_{k=0}^{m-1}\left(\tau' + \frac{n+k-1}{2}\sigma''\right), \quad A_{0n} = 1.$$

При помощи линейной замены независимой переменной, не меняющей вида ур-ния (2), полиномы $y_n(x)$, ф-ции $\sigma(x)$ и $\rho(x)$ можно привести к след. канонич. видам.

1) **Полиномы Якоби:**

$$y_n(x) = P_n^{(\alpha,\beta)}(x) =$$

$$= \frac{(-1)^n}{2^n n!}(1-x)^{-\alpha}(1+x)^{-\beta}\frac{d^n}{dx^n}[(1-x)^{n+\alpha}(1+x)^{n+\beta}],$$

$$\sigma(x) = 1 - x^2, \quad \rho(x) = (1-x)^\alpha(1+x)^\beta.$$

Частными случаями полиномов Якоби являются: а) **полиномы Лежандра** $P_n(x) = P_n^{(0,0)}(x)$; б) **полиномы Чебышева** 1-го и 2-го рода

$$T_n(x) = \frac{n!}{(1/2)_n}P_n^{(-1/2,-1/2)}(x) = \cos n\varphi,$$

$$U_n(x) = \frac{n+1!}{(3/2)_n}P_n^{(1/2,1/2)}(x) = \frac{\sin(n+1)\varphi}{\sin\varphi};$$

$$\varphi = \arccos x;$$

в) **полиномы Гегенбауэра** (ультрасферич. полиномы)

$$C_n^\lambda(x) = \frac{(2\lambda)_n}{(\lambda+1/2)_n}P_n^{(\lambda-1/2,\lambda-1/2)}(x).$$

Здесь $(\alpha)_n = \alpha(\alpha+1)\ldots(\alpha+n-1)$, $(\alpha)_0 = 1$.

Через полиномы Якоби можно выразить также **сферические гармоники** и обобщённые сферич. ф-ции (*Вигнера функции*).

2) **Полиномы Лагерра:**

$$y_n(x) = L_n^\alpha(x) = \frac{1}{n!}e^x x^{-\alpha}\frac{d^n}{dx^n}(x^{n+\alpha}e^{-x}),$$

$$\sigma(x) = x, \quad \rho(x) = x^\alpha e^{-x}.$$

3) **Полиномы Эрмита:**

$$y_n(x) = H_n(x) = (-1)^n e^{x^2}\frac{d^n}{dx^n}(e^{-x^2}), \quad \sigma(x) = 1, \quad \rho(x) = e^{-x^2}.$$

Ф-лы дифференцирования для полиномов Якоби, Лагерра и Эрмита:

$$\frac{d}{dx}P_n^{(\alpha,\beta)}(x) = \frac{1}{2}(n+\alpha+\beta+1)P_{n-1}^{(\alpha+1,\beta+1)}(x),$$

$$\frac{d}{dx}L_n^\alpha(x) = -L_{n-1}^{\alpha+1}(x), \quad \frac{d}{dx}H_n(x) = 2nH_{n-1}(x).$$

Если полином $\sigma(x)$ имеет кратные корни, т. е. $\sigma(x) = (x-a)^2$, то соответствующие полиномы $y_n(x)$ можно выразить через полиномы Лагерра:

$$y_n(x) = C_n(x-a)^n L_n^\alpha\left(\frac{\tau(a)}{x-a}\right), \quad \alpha = -\tau' - 2n + 1$$

(C_n — нормировочная постоянная). Полиномы $y_n(x)$, для к-рых ф-ция $\rho(x)$ удовлетворяет условию

$$\sigma(x)\rho(x)x^k|_{x=a,b} = 0 \qquad (5)$$

(a, b — вещественные числа; $k = 0, 1, \ldots$), ортогональны с весом $\rho(x)$ на интервале (a, b), т. е.

$$\int_a^b y_m(x)y_n(x)\rho(x)dx = \delta_{mn}d_n^2.$$

Отсюда следует, что полиномы Якоби $P_n^{(\alpha,\beta)}(x)$ ортогональны с весом $(1-x)^\alpha(1+x)^\beta$ на интервале $(-1, 1)$

при $\alpha > -1$, $\beta > -1$; полиномы Лагерра $L_n^{\alpha}(x)$ — с весом $x^{\alpha}e^{-x}$ на интервале $(0, \infty)$ при $\alpha > -1$, полиномы Эрмита $H_n(x)$ — с весом $\exp(-x^2)$ на интервале $(-\infty, \infty)$.

В случае выполнения условия (5) полиномы $y_n(x)$ наз. **классическими** О. п. Обычно эти полиномы рассматривают при дополнит. условии $\sigma(x) > 0$. Производные классич. О. п. $y_n^{(k)}(x)$ также являются классич. О. п., к-рые ортогональны с весом $\rho_k(x) = \sigma^k(x)\rho(x)$ на интервале (a, b):

$$\int_a^b y_n^{(k)}(x) y_m^{(k)}(x)\rho_k(x)dx = \delta_{mn}d_{kn}^2.$$

Системы классич. О. п. замкнуты для непрерывных ф-ций $f(x)$, удовлетворяющих условию квадратичной интегрируемости, т. е. из равенств

$$\int_a^b f(x)y_n(x)\rho(x)dx = 0, \quad n = 0,1,\ldots,$$

следует, что $f(x) = 0$ при $x \in (a, b)$ для любых непрерывных ф-ций $f(x)$, удовлетворяющих условию $0 < \int_a^b f^2(x)\rho(x)dx < \infty$.

Если ф-ция $\rho(x)$ на интервале (a, b) является ограниченным и положительным решением ур-ния $(\sigma\rho)' = \tau\rho$, удовлетворяющим условию (5), то нетривиальные решения $y = y(x)$ ур-ния (3), для к-рых ф-ция $y(x)\rho^{1/2}(x)$ ограничена и квадратично интегрируема на интервале (a, b), существуют только при

$$\lambda = \lambda_n = -n\tau' - n(n-1)\sigma''/2, \quad n = 0,1,\ldots,$$

и имеют вид

$$y(x,\lambda_n) = y_n(x) = B_n[\sigma^n(x)\rho(x)]^{(n)}/\rho(x),$$

т. е. совпадают с классич. О.п. Если a и b конечны, то требование квадратичной интегрируемости можно опустить.

В табл. 1 приведены осн. характеристики полиномов Якоби, Лагерра и Эрмита.

Табл. 1.

$y_n(x)$	$P_n^{(\alpha,\beta)}(x)$, $\alpha > -1$, $\beta > -1$	$L_n^{\alpha}(x)$, $\alpha > -1$	$H_n(x)$
(a,b)	$(-1, 1)$	$(0, \infty)$	$(-\infty, \infty)$
$\rho(x)$	$(1-x)^{\alpha}(1+x)^{\beta}$	$x^{\alpha}e^{-x}$	e^{-x^2}
$\sigma(x)$	$1-x^2$	x	1
$\tau(x)$	$\beta-\alpha-(\alpha+\beta+2)x$	$1+\alpha-x$	$-2x$
λ_n	$n(n+\alpha+\beta+1)$	n	$2n$
B_n	$(-1)^n/2^n n!$	$1/n!$	$(-1)^n$
d_n^2	$\frac{2^{\alpha+\beta+1}\Gamma(n+\alpha+1)\Gamma(n+\beta+1)}{n!(2n+\alpha+\beta+1)\Gamma(n+\alpha+\beta+1)}$	$\frac{\Gamma(n+\alpha+1)}{n!}$	$2^n n!\pi^{1/2}$

Здесь $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Производящие ф-ции для полиномов Якоби, Лагерра и Эрмита:

$$2^{\alpha+\beta}R^{-1}(1-t+R)^{-\alpha}(1+t+R)^{-\beta} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n^{(\alpha,\beta)}(x)t^n,$$

$$R = (1-2tx+t^2)^{1/2}, \quad |t| < 1;$$

$$(1-t)^{-\alpha-1}\exp\left(-\frac{xt}{1-t}\right) = \sum_{n=0}^{\infty} L_n^{\alpha}(x)t^n, \quad |t| < 1;$$

$$\exp(2xt - t^2) = \sum_{n=0}^{\infty} H_n(x)t^n/n!$$

Асимптотич. представления при $n \to \infty$

$$P_n^{(\alpha,\beta)}(\cos\theta) \approx \frac{\cos\{[n+(\alpha+\beta+1)/2]\theta - (2\alpha+1)\pi/4\}}{(\pi n)^{1/2}(\sin(\theta/2))^{\alpha+1/2}(\cos(\theta/2))^{\beta+1/2}},$$

$$0 < \delta \leqslant \theta \leqslant \pi - \delta,$$

$$L_n^{\alpha}(x) \approx \pi^{-1/2}e^{x/2}x^{-\alpha/2-1/4}n^{\alpha/2-1/4}\cos[2(nx)^{1/2} - (2\alpha+1)\pi/4],$$

$$0 < \delta \leqslant x \leqslant N < \infty,$$

$$H_n(x) \approx 2^{1/2}(2n/e)^{n/2}e^{x^2/2}\cos(x\sqrt{2n} - \pi n/2),$$

$$|x| \leqslant N < \infty.$$

Классические О. п. дискретной переменной. Заменим (2) разностным ур-нием второго порядка точности по h на сетке $x = x(s)$ с переменным шагом $\Delta x = x(s+h) - x(s)$. После замены s на hs получим

$$\sigma[x(s)]\frac{\Delta}{\Delta x(s-1/2)}\left[\frac{\nabla y(s)}{\nabla x(s)}\right] + \frac{\tau[x(s)]}{2}\left[\frac{\Delta y(s)}{\Delta x(s)} + \frac{\nabla y(s)}{\nabla x(s)}\right] + \lambda y(s) = 0, \quad (6)$$

где $\Delta y(s) = y(s+1) - y(s)$, $\nabla y(s) = y(s) - y(s-1)$.

Для сеток

$$x = \begin{cases} as^2 + bs + c, \\ C_1q^s + C_2q^{-s} + C_3 \end{cases}$$

(a, b, c, C_1, C_2, C_3 — постоянные), к-рые линейными преобразованиями $x(s) \to c_1x(s) + c_2$, $s \to \pm s + c$ можно привести к канонич. видам

$$x(s) = \begin{cases} s \\ s(s+1) \\ \exp(2\omega s),\ \mathrm{sh}(2\omega s),\ \mathrm{ch}(2\omega s) \\ \cos(2\omega s) \end{cases}$$

(ω — постоянная), выполняется простое свойство, аналогичное осн. свойству ур-ния (2): в результате разностного дифференцирования (6) получается ур-ние того же типа.

При определ. значениях $\lambda = \lambda_n$ ур-ние (6) имеет частные решения $y(s) = \widehat{y}_n[x(s)]$, где $\widehat{y}_n(x)$ — полином степени n относительно переменной x. Полиномиальные решения $y(s) = \widetilde{y}_n(x)$, $x = x(s)$ ур-ния (6) даются разностным аналогом ф-лы Родрига:

$$\widetilde{y}_n(x) = \frac{B_n}{\rho(s)}\nabla^{(n)}[\rho_n(s)], \quad (7)$$

где B_n — постоянная, $\rho_n(s) = \rho(s+n)\prod_{i=1}^{n}\sigma(s+i)$, ф-ция $\rho(s)$ — решение ур-ния

$$\frac{\Delta}{\Delta x(s-1/2)}[\sigma(s)\rho(s)] = \tau(s)\rho(s)$$

при

$$\sigma(s) = \widehat{\sigma}[x(s)] - 2^{-1}\widehat{\tau}[x(s)]\Delta x(s-1/2),$$

$$\tau(s) = \widehat{\tau}[x(s)],$$

$$\nabla^{(n)} = \left(\frac{\nabla}{\nabla x_1}\right)\left(\frac{\nabla}{\nabla x_2}\right)\cdots\left(\frac{\nabla}{\nabla x_n}\right),$$

$$x_k(s) = x(s + k/2), \quad k = 1,2,\ldots,n.$$

Нек-рые из этих решений имеют самостоят. значение и используются в квантовой механике, теории представлений групп, вычислит. математике, теории вероятностей.

Ф-ла, аналогичная (7), справедлива для разностных производных от полиномиальных решений ур-ния (6). С помощью (7) можно получить ф-лы разностного дифференцирования, свойства симметрии и ряд других свойств полиномов $y_n(x)$.

При выполнении условий

$$\sigma(s)\rho(s)x^k(s-1/2)|_{s=a,b} = 0, \quad k = 0,1,\ldots$$

полиномиальные решения $\tilde{y}_m(x)$ и $\tilde{y}_n(x)$ ур-ния (6) при $\lambda_m \neq \lambda_n$ ортогональны в смысле суммы:

$$\sum_{s_i=a}^{b-1} \tilde{y}_m(x_i)\tilde{y}_n(x_i)\rho(s_i)\Delta x(s_i - 1/2) = \delta_{mn}d_n^2, \qquad (8)$$

$$x_i = x(s_i).$$

Решения (7), для к-рых справедливо свойство (8) (причём на отрезке $[a, b-1]$ ф-ция $\rho(s)$ не меняет знак, ф-ция $x(s)$ — монотонна), наз. классич. О. п. дискретной переменной на неравномерных сетках.

Т. к. свойство ортогональности (8) для классич. О. п. дискретной переменной получается из свойства ортогональности для произвольных О. п. в результате замены определённого интеграла на сумму, то для полиномов $\tilde{y}_n[x(s)]$ при соответствующем определении скалярного произведения $(\tilde{y}_n, \tilde{y}_m)$ сохраняются все общие свойства произвольных О. п. $p(x)$. В частности, справедливо рекуррентное соотношение. Среди полиномиальных решений ур-ния (6) наиб. известны полиномы Хана $h_n^{(\alpha,\beta)}(x, N)$, полиномы Мейкснера $m_n^{(\gamma,\mu)}(x)$, полиномы Кравчука $k_n^{(p)}(x, N)$ и полиномы Шарлье $c_n^{(\mu)}(x)$(случай линейной сетки $x(s) = s$; табл. 2).

Табл. 2.

$y_n(x)$	$h_n^{(\alpha,\beta)}(x,N)$	$m_n^{(\gamma,\mu)}(x)$	$k_n^{(p)}(x,N)$	$c_n^{(\mu)}(x)$
(a,b)	$(0,N)$	$(0,\infty)$	$(0,N+1)$	$(0,\infty)$
$\rho(x)$	$\frac{\Gamma(\alpha+N-x)\Gamma(\beta+x+1)}{\Gamma(N-x)\Gamma(x+1)}$	$\frac{\mu^x\Gamma(\gamma+x)}{\Gamma(x+1)\Gamma(\gamma)}$	$\frac{N!p^xq^{N-x}}{\Gamma(x+1)\Gamma(N-x+1)}$	$\frac{e^{-\mu}\mu^x}{\Gamma(x+1)}$
	$\alpha > -1,\ \beta > -1$	$(\gamma > 0,\ 0 < \mu < 1)$	$(p > 0,\ q > 0,\ p+q = 1)$	$(\mu > 0)$
$\sigma(x)$	$x(\alpha+N-x)$	x	x	x
$\tau(x)$	$(\beta+1)(N-1) - (\alpha+\beta+2)x$	$\gamma\mu - (1-\mu)x$	$(pN-x)/q$	$\mu - x$
λ_n	$n(\alpha+\beta+n+1)$	$n(1-\mu)$	n/q	n
B_n	$(-1)^n/n!$	μ^{-n}	$(-1)^nq^n/n!$	μ^{-n}
d_n^2	$\frac{\Gamma(\alpha+n+1)\Gamma(\beta+n+1)\Gamma(\alpha+\beta+n+N+1)}{(\alpha+\beta+2n+1)n!\Gamma(\alpha+\beta+n+1)(N-n-1)}$	$\frac{n!(\gamma)_n}{\mu^n(1-\mu)^\gamma}$	$\frac{N!(pq)^n}{n!(N-n)!}$	$n!\mu^{-n}$

Через классич. О. п. дискретной переменной на линейной и квадратичной сетке выражаются матричные элементы представлений группы трёхмерных вращений, коэф. Клебша — Гордана и коэф. Рака.

Классич. О. п. как непрерывного, так и дискретного аргумента можно выразить через *гипергеометрические функции* и их обобщения.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 1, 1973; Суетин П. К., Классические ортогональные многочлены, 2 изд., М., 1979; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Никифоров А. Ф., Суслов С. К., Уваров В. Б., Классические ортогональные полиномы дискретной переменной, М., 1985.

А. Ф. Никифоров.

ОРТО- И ПАРАСОСТОЯНИЯ — энергетич. состояния квантовой системы, состоящей из частиц, спины к-рых параллельны (ортосостояния) и антипараллельны (парасостояния). В системе, состоящей из двух *фермионов* и находящейся в ортосостоянии, полный спин $S = 1$, а в системе, находящейся в парасостоянии, $S = 0$. Т. к. по отношению к перестановкам частиц полная волновая ф-ция фермионов антисимметрична, её координатная часть при этой операции умножается на $(-1)^S$. Отсюда следует, что при чётном (нечётном) полном спине система из двух фермионов может иметь только чётный (нечётный) орбитальный момент.

Термин «О.-и п.» чаще применяется к двухатомным молекулам с одинаковыми ядрами. Напр.: ортоводородная молекула H_2 с параллельными спинами ядер и полным ядерным спином $I = 1$; параводород — молекула H_2 с антипараллельными спинами ядер и $I = 0$. Молекулы ортоводорода и параводорода практически не взаимодействуют друг с другом и ведут себя как разл. модификации вещества с близкими свойствами.

Термин «О.- и п.» ранее применялся также для атома He (ортогелий, парагелий). Эти состояния He считались его разл. модификациями, т. к. переходы между синглетной системой уровней энергии He (парасостояния) и триплетными (ортосостояния) — *интеркомбинационные квантовые переходы* — ранее не наблюдались.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989.

И. Л. Бейгман.

ОРТОНОРМИ́РОВАННАЯ СИСТЕ́МА ВЕ́КТОРОВ — множество ненулевых векторов $\{x_\alpha\}$ *векторного пространства* X со *скалярным произведением* $(x_\alpha, x_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$, где символы Кронекера $\delta_{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$ и $\delta_{\alpha\beta} = 1$ при $\alpha = \beta$. О. с. в. наз. полной, если для любого $f \in X$ ряд $\sum_{\alpha=1}^{\infty} x_\alpha (f, x_\alpha)$ сходится по норме к f. Полная О. с. в. наз. базисом пространства X. Числа $f_\alpha = (f, x_\alpha)$ наз. коэф. Фурье f относительно О. с. в. $\{x_\alpha\}$. Для полной О. с. в. выполнено равенство Парсеваля: $(f, f) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} |f_\alpha|^2$. *Гильбертово пространство* является сепарабельным (т. е. содержит всюду плотное счётное подмножество) тогда и только тогда, когда в нём существует полная О. с. в.

Для всякой линейно независимой системы векторов $\{a_j\}$ сепарабельного гильбертова пространства можно построить базис $\{b_j\}$. Процесс построения О. с. в. наз. ортогонализацией системы $\{a_j\}$, он применим к конечной и к счётной системе векторов: $b_1 = a_1$,

$$b_{i+1} = a_{i+1} + \sum_{j=1}^{i} \alpha_j b_j, \qquad \text{где} \quad \alpha_j = -(a_{i+1}, b_j)/(b_j, b_j).$$

Нормируя полученную систему $\{b_j\}$, получим искомую О. с. в. Др. источником О. с. в. являются эрмитовы *линейные операторы*, т. к. собств. векторы эрмитова оператора, соответствующие разл. собств. значениям, ортогональны. Поэтому для каждого эрмитова оператора существует О. с. в., состоящая из его собств. векторов.

Важный пример О. с. в.— базис гильбертова пространства l^2, состоящего из векторов x вида $(\alpha_1, \alpha_2, \ldots)$, где $(x, x) = \sum_{n=1}^{\infty} |\alpha_n|^2 < \infty$. Т. к. любое сепарабельное гильбертово пространство изоморфно либо конечномерному *евклидову пространству*, либо пространству l^2, для О. с. в. l^2 выполнены те же свойства, что и для ортогональной системы функций.

Л. О. Чехов.

ОСВЕ́ЧИВАНИЕ ЭНЕ́РГЕТИ́ЧЕСКОЕ — фотометрич. величина, характеризующая энергию оптич. излучения, распространяющегося от источника излучения в данном направлении внутри малого телесного уг-

ла в пределах нек-рого интервала времени τ. Определяется интегралом силы излучения I_e по времени t:

$$O_e = \int_0^\tau I_e dt;$$

единица измерения — Дж·ср$^{-1}$. В системе световых величин аналогичная величина — о с в е ч и в а н и е; единица — кандела-секунда (кд·с). *А. А. Волькенштейн.*

ОСВЕЩЁННОСТЬ — световая величина, определяемая отношением светового потока $d\Phi_v$, падающего на малый участок поверхности, к площади dA этого участка: $E_v = d\Phi_v/dA$. Единица измерения О.— *люкс*. О. связана фотометрич. законами с др. световыми величинами, напр. с силой света I точечного источника, удалённого от заданной точки на расстояние l, О. связана соотношением $E = I\cos\varphi/l^2$, где φ — угол падения света. Понятием «О.» пользуются в осн. в светотехн. расчётах и при нормировании О. объектов. *А. С. Дойников.*

ОСИ ИНЕРЦИИ г л а в н ы е — три взаимно перпендикулярные оси, проведённые через к.-н. точку тела, совпадающие с осями эллипсоида инерции тела в этой точке. Главные О. и. обладают тем свойством, что если их принять за координатные оси, то центробежные моменты инерции тела относительно этих осей будут равны нулю. Если одна из координатных осей, напр. ось Ox, является для точки O главной О.и., то центробежные моменты инерции, в индексы к-рых входит наименование этой оси, т. е. I_{xy} и I_{xz}, равны нулю. Если твёрдое тело, закреплённое в одной точке, приведено во вращение вокруг оси, к-рая в данной точке является главной О.и., то тело при отсутствии внеш. сил будет продолжать вращаться вокруг этой оси; как вокруг неподвижной. Главные О. и. тела в центре масс тела наз. ц е н т р а л ь н ы м и главными О. и. тела.

ОСКО́ЛКИ ДЕЛЕ́НИЯ — атомы и ядра, образующиеся в результате деления ядер и последующих превращений. Деление всех тяжёлых ядер (^{235}U, ^{239}Pu, ^{233}U, ^{238}U, ^{232}Th) под действием нейтронов характеризуется примерно одинаковым распределением О. д. по массам. Диапазон *массовых чисел* A от 70 до 165. Распределение обычно имеет 2 максимума при $A = 95$ и $A = 140$ (см. рис. 7 в ст. *Деление ядер*). Периоды полураспада радиоактивных О. д. — от неск. *с* до 10^6 лет. Энергия, излучаемая О. д.,— от сотен кэВ до неск. Мэв.

В момент образования осколки находятся в возбуждённом состоянии. Возбуждение снимается «испарением» нейтронов и излучением γ-квантов. После испарения т. н. м г н о в е н н ы х н е й т р о н о в О. д. испытывают в ср. 3—4 акта β-распада. Нек-рая доля ядер, образующихся при β-распаде О. д., находится в сильновозбуждённом состоянии с энергией, большей энергии связи нейтрона в ядре. Это приводит к испусканию т. н. з а п а з д ы в а ю щ и х н е й т р о н о в, играющих важную роль в процессе работы ядерных реакторов.

Лит.: Г у с е в Н. Г., Защита от гамма-излучения продуктов деления, М., 1968; Бета-излучение продуктов деления, М., 1978.
О. Д. Казачковский.

ОСЛАБИ́ТЕЛЬ СВЕ́ТА — оптич. устройство, предназначенное для ослабления *светового потока* или (в общем случае) *потока излучения*. О. с. изготовляют в виде сеток, диафрагм, рассеивающих пластин, вращающихся дисков с вырезами, твёрдых, жидких или газообразных поглощающих (абсорбционных) *светофильтров*, интерференц. светофильтров, *клиньев фотометрических*. О. с., не изменяющие относительного спектрального распределения проходящего через них света, наз. н е й т р а л ь н ы м и (н е с е л е к т и в н ы м и), изменяющие — наз. с е л е к т и в н ы м и. Последние служат для исправления спектрального состава или цветности излучения, в частности для выделения широких или узких участков спектра или их исключения. О. с. применяются при световых измерениях и в *спектрометрии* (напр., для уравнивания интенсивности световых пучков или изменения спектральной чувствительности приёмников), а также в полиграфии и др.

Лит.: Э п ш т е й н М. И., Измерения оптического излучения в электронике, М., 1990.
Д. Н. Лазарев.

ОСЛАБЛЕ́НИЯ ПОКАЗА́ТЕЛЬ (экстинкции показатель среды) — величина, обратная расстоянию, на к-ром *поток излучения*, образующего параллельный пучок, ослабляется за счёт поглощения и рассеяния света в среде в 10 раз (десятичный О. п.) или в e раз (натуральный О. п.). О. п.— сумма показателей поглощения и рассеяния среды. О. п. зависит от спектра излучения, а при большой интенсивности потока — и от её величины (см. *Нелинейная оптика*). См. также *Оптическая толщина*.

О́СМИЙ (Osmium), Os,— хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 76, ат. масса 190,2, относится к платиновой группе *благородных металлов*. Природный О. представляет собой смесь 7 изотопов: ^{184}Os, ^{186}Os — ^{190}Os, ^{192}Os, причём преобладает ^{192}Os (41,0%), а наим. распространён ^{184}Os (0,02%). ^{186}Os слабо α-радиоактивен ($T_{1/2} = 2{,}0\cdot10^{15}$ лет), а остальные изотопы стабильны. Металлич. радиус 0,135 нм, радиус иона Os^{4+} 0,065 нм. Электронная конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^25p^65d^66s^2$. Энергии последоват. ионизации 8,7, 17 и 25 эВ. По оценке, сродство к электрону 1,44 эВ. Значение электроотрицательности 1,52.

В свободном виде О.— серебристо-голубоватый металл, решётка гексагональная плотноупакованная, параметры решётки $a = 0{,}275$ и $c = 0{,}432$ нм. Плотность О. 22,61 кг/дм^3, $t_{пл}$ ок. 3030—3040 °С, $t_{кип}$ ок. 5000 °С. Теплота плавления 31,8 кДж/моль, теплота испарения 750 кДж/моль, уд. теплоёмкость c_p = 24,7Дж/(моль·К). Темп-ра Дебая 500 К, темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,71 К (при напряжённости магн. поля 0,817 А/м). Работа выхода электрона 4,7 эВ. Коэф. линейного теплового расширения $(6{,}1—6{,}8)\cdot10^{-7}$ (при 273—323 К). Уд. электрич. сопротивление 0,0966 мкОм·м (при 298 К), термич. коэф. электрич. сопротивления $4{,}20\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 273—373 К). Теплопроводность 86 Вт/(м·К) (при 300—500 К). Один из самых твёрдых металлов, твёрдость по Бринеллю 3,5—3,9 ГПа. Модуль упругости 555—570 ГПа, модуль сдвига 215,7 ГПа.

В соединениях проявляет чаще всего степени окисления +4, +6 и +8. Из тяжёлых платиновых металлов наиб. химически активен, в мелкораздробленном состоянии окисляется кислородом воздуха при комнатной темп-ре. Летучий оксид OsO_4 токсичен, обладает неприятным запахом.

О.— компонент сверхтвёрдых и износостойких сплавов (с Ir, Ru и др. металлами), к-рые используются в приборостроении, для изготовления эталонов и т. д. О. и его соединения служат катализаторами мн. хим. реакций. Искусств. β-радиоактивный ^{191m}Os ($T_{1/2}$ = 15,4 сут) используют в качестве радиоактивного индикатора.
С. С. Бердоносов.

О́СМОС (от греч. ōsmós — толчок, давление) — самопроизвольный переход вещества через полупроницаемую перегородку (мембрану), разделяющую два раствора разл. концентрации или раствор и чистый растворитель. О. приближает систему к равновесию путём выравнивания концентраций по обе стороны перегородки. Он обусловлен понижением *химического потенциала* в присутствии растворённого вещества. Стремясь к выравниванию хим. потенциалов всех своих частей, система переходит в состояние с более низким уровнем свободной энергии при осмотич. переносе вещества.

Наиб. важный случай О.— переход молекул чистого растворителя в раствор через полупроницаемую перегородку, не пропускающую молекулы растворённого вещества. В этом случае происходит переход молекул из чистого растворителя в раствор, концентрация к-рого при этом понижается. В общем случае двух растворов A и B разной концентрации (концентрация раствора A больше, чем B) возникает поток вещества от A к B. Этот поток можно предотвратить, если повысить дав-

ление в растворе B, причём разность давлений π по обе стороны перегородки при этих условиях наз. о с м о т и ч е с к и м д а в л е н и е м, а достигнутое термодинамич. равновесие — осмотич. равновесием. Значение π зависит от состава раствора и темп-ры и для разбавленных и идеальных растворов не зависит от растворённых веществ, а определяется лишь числом «кинетич. элементов» — атомов, ионов, молекул — в единице объёма раствора.

Если A — чистый растворитель, а B — идеальный раствор неэлектролита (недиссоциирующего вещества), то

$$\pi V = -RT\ln(1-x),$$

где V — молярный объём растворителя, x — мольная доля растворённого вещества. Для разбавленных растворов ($x \ll 1$) неэлектролитов

$$\pi = cRT,$$

где c — молярность раствора. Из этого ур-ния (ур-ния состояния Вант-Гоффа), совпадающего по форме с ур-нием Бойля — Мариотта для идеального газа, следует, что π численно равно парциальному давлению, к-рое оказывало бы растворённое вещество в состоянии идеального газа при той же темп-ре, занимая объём, равный объёму раствора. Для разбавленных растворов электролитов

$$\pi = icRT,$$

где $i = 1 + \alpha(\nu - 1)$, α — степень диссоциации, ν — число ионов, на к-рое распадается молекула электролита; коэф. i наз. к о э ф ф и ц и е н т о м В а н т - Г о ф ф а.

Растворы с одинаковым π наз. и з о т о н и ч е с к и м и (и з о о с м о т и ч е с к и м и). Так, кровезаменители и физиологич. растворы должны быть изотоничны по отношению к жидкостям организма. Если раствор имеет относительно др. раствора более высокое осмотич. давление, то он наз. г и п е р т о н и ч е с к и м, при обратном соотношении — г и п о т о н и ч е с к и м.

Осмотич. давление измеряют с помощью осмометров. Различают статич. и динамич. методы измерений. Первый основан на измерении избыточного гидростатич. давления Δp по высоте столба жидкости H в трубке осмометра (рис.) после установления осмотич. равновесия и при равенстве внеш. давлений в камерах A и $Б$. Второй метод основан на измерении скорости всасывания и выдавливания растворителя при разл. значениях Δp с последующей интерполяцией полученных данных к $v = 0$ и $\Delta p = \pi$. В качестве мембраны обычно применяют плёнки из целлофана, полимеров, пористые керамич. и стеклянные перегородки.

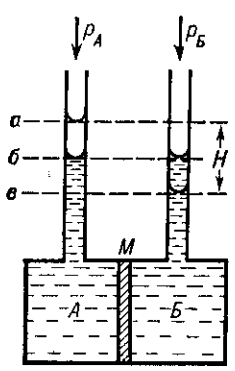


Схема осмометра: A — камера с раствором, $Б$ — камера с растворителем, M — мембрана; уровни жидкости в трубках при осмотическом равновесии: $а$ и $в$ — в условиях равенства внешних давлений в камерах A и $Б$ (столб жидкости H уравновешивается π); $б$ — в условиях, когда $\Delta p = \pi$.

О. играет большую роль в тканях растений и животных, способствуя оводнению клеток и межклеточных структур, его используют для очистки высокомолекулярных соединений от низкомолекулярных примесей. Осн. приложение осмометрии — определение мол. массы полимеров.

Лит.: Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, 2 изд., т. 1—2, М., 1969—73.

ОСНОВНО́Е СОСТОЯ́НИЕ а т о м а — стационарное квантовое состояние с наименьшей внутр. энергией. Электроны атома в О. с. заполняют квантовые уровни (электронные оболочки) согласно *Паули принципу*. Уровень энергии, соответствующий О. с., также наз. основным. Для атома с одним электроном во внеш. оболочке он определяется квантовыми числами этого электрона; в атомах с неск. эквивалентными электронами О. с. определяется *Хунда правилом*. Энергия, к-рую необходимо сообщить атому в О. с. для отрыва электрона из внеш. оболочки, наз. энергией ионизации $\mathscr{E}_\infty$; аналогичная энергия для отрыва электрона из внутр. оболочки наз. энергией связи этой оболочки. О. с. для атома H обозначается $^1S_{1/2}$, для He — $^1S_0$ и т.д. Взаимодействие атома в О. с. с др. частицами или фотонами может вызвать квантовый переход в стационарное состояние с большей внутр. энергией; такое состояние наз. возбуждённым.

В. П. Шевелько.

ОСНОВНЫ́Е ЦВЕТА́ — три цвета, оптич. сложением (смешением) к-рых в определ. кол-вах можно получить цвет, на глаз совершенно не отличимый от любого данного цвета. Ограничивающим условием для О. ц. является их линейная независимость, т. е. ни один из них не может быть представлен в виде суммы к.-л. кол-в двух других. Набор О. ц. образует трёхмерную колориметрич. систему. Число возможных систем О. ц. бесконечно. Подробнее см. *Колориметрия*.

ОСО́БАЯ ТО́ЧКА а н а л и т и ч е с к о й ф у н к ц и и — точка, в к-рой нарушаются условия аналитичности. Если *аналитическая функция* $f(z)$ задана в нек-рой окрестности точки z_0 всюду, кроме этой точки, и не имеет там другой О. т., то z_0 наз. и з о л и р о в а н н о й О. т. ф-ции $f(z)$. Если существует конечный предел $f(z)$ при $z \to z_0$, то изолированная О. т. наз. у с т р а н и м о й; если предел равен бесконечности или не существует, то z_0 наз. *полюсом* или с у щ е с т в е н н о о с о б о й т о ч к о й. Устранимая О. т. характеризуется тем, что разложение $f(z)$ в *Лорана ряд* в окрестности z_0 не содержит членов с отрицат. степенями $(z - z_0)$ [так что z_0 фактически не является О. т. ф-ции $f(z)$]. В случае полюса разложение $f(z)$ в ряд Лорана содержит лишь конечное число таких членов, а в случае существенно особой точки — бесконечное. Если ф-ция $f(z)$ допускает *аналитическое продолжение* вдоль любого контура, содержащегося в нек-рой окрестности точки z_0, но не проходящего через z_0, причём в результате однократного обхода точки z_0 получаются др. значения $f(z)$, то z_0 наз. в е т в л е н и я т о ч к о й.

В *аналитической теории дифференциальных уравнений* О. т. ур-ния наз. точка комплексной плоскости, к-рая является О. т. хотя бы для одного из коэф. ур-ния. Такие О. т. являются особыми и для решений (н е п о д в и ж н ы е О. т.). Имеются также п о д в и ж н ы е О. т., положение к-рых определяется нач. условиями.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.*

Б. И. Завьялов.

ОСТА́ТКИ ВСПЫ́ШЕК СВЕРХНО́ВЫХ — *туманности*, образованные при взаимодействии выброшенного во время вспышек *сверхновых звёзд* вещества звёзд с околозвёздной средой. Вспышка сверхновой является результатом взрыва звезды на поздних стадиях эволюции с выделением энергии 10^{50}—10^{51} эрг. Взрыв может приводить либо к полному разлёту звезды, либо к выбросу только её внеш. слоёв с образованием звёздного остатка вспышки сверхновой в виде нейтронной звезды или чёрной дыры. Свойства О. в. с. и его наблюдат. проявления определяются присутствием звёздного остатка и характером взаимодействия выброшенного газа с околозвёздным веществом.

В Галактике обнаружено ок. 140 О. в. с. Открыты О. в. с. и в близких галактиках: в Магеллановых Облаках выделено ок. 40 объектов, в галактиках М31 и М33 найдено более чем по 20 О. в. с. Почти все галактич. О. в. с. являются старыми объектами, возраст к-рых составляет десятки тысяч лет. Кроме старых О. в. с. существуют молодые объекты, обнаруженные на

месте «исторических» сверхновых, вспыхнувших в Галактике за последнее тысячелетие. Молодые О. в. с. сохранили непосредств. следы взрыва звезды и поэтому представляют большой интерес для физики сверхновых звёзд. По наблюдаемым свойствам О. в. с. и кривым блеска (зависимостям блеска от времени) сверхновых, породивших их, молодые объекты можно разделить на три группы. К первой группе относятся О. в. с. 1006, О. в. с. Тихо Браге (1572) и О. в. с. Кеплера (1604). Они образовались при вспышках сверхновых I типа, звёздные остатки в них не обнаружены. Крабовидная туманность (О. в. с. 1054) и 3С58 (О. в. с. 1181) составляют вторую группу. Эти О. в. с. возникли в результате вспышек сверхновых II типа, к-рые сопровождаются образованием нейтронных звёзд — пульсаров. Представителем третьей группы (называемой «богатые кислородом» О. в. с.) является радиоисточник Кассиопея А. Вспышка сверхновой, давшей этот О. в. с., была на 5—6^m слабее обычных сверхновых I и II типов и поэтому не была зафиксирована астрономами; звёздный остаток не обнаружен.

Взаимодействие выброшенного при вспышке сверхновой газа с окружающей средой описывается газодинамич. структурой с двумя ударными волнами (рис. 1). Основная ударная волна бежит наружу в невозмущённой межзвёздной среде, если же вспышке предшествовала стадия истечения массы в форме *звёздного ветра*, то сначала в потерянном предсверхновой веществе. При прохождении через фронт ударной волны околозвёздный газ сжимается, нагревается и приобретает характерную для выброшенного вещества скорость. Возвратная ударная волна распространяется внутрь в выброшенном газе, и в ней этот газ сжимается, нагревается и тормозится. Излучение горячего газа как за фронтом осн. ударной волны, так и за фронтом возвратной ударной волны носит тепловой характер и приходится на рентг. диапазон. В области, ограниченной основной и возвратной ударными волнами, находится граница между нагребённым веществом и выброшенным газом. Вблизи границы возникает неустойчивость Рэлея — Тейлора, к-рая приводит к образованию в этом месте турбулентного слоя. На фронте осн. ударной волны и в турбулентном слое происходит ускорение реля-

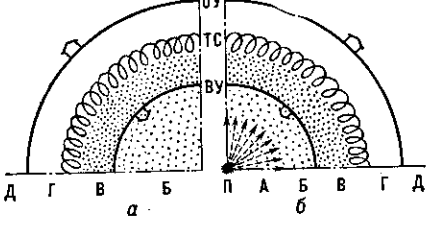


Рис. 1. Схемы остатков сверхновых звёзд без звёздного остатка (*а*) и с центральным пульсаром (*б*): П — звёздный остаток в виде пульсара; ВУ — возвратная ударная волна; ТС — турбулентный слой на границе между выброшенным и нагребённым веществом; ОУ — основная ударная волна; А, Б, В — выброшенный газ (А — внутренние слои выброшенного газа, пронизанные релятивистскими электронами, инжектируемыми пульсаром; В — выброшенный газ, сжатый и нагретый возвратной ударной волной); Г — околозвёздный газ, сгребённый и нагретый основной ударной волной; Д — невозмущённая околозвёздная среда. Широкие стрелки указывают направления распространения ударных волн относительно вещества.

тивистских электронов и усиление магн. поля. Эти области представляют собой источники нетеплового синхротронного радиоизлучения, имеющие оболочечную структуру. При наличии *пульсара* внутр. слои выброшенного вещества пронизываются релятивистскими электронами, инжектируемыми пульсаром, и вследствие этого являются мощным источником синхротронного излучения не только на радиочастотах, но и в оптич. и рентг. диапазонах. Выброшенный газ и околозвёздное вещество могут иметь неоднородную клочковатую структуру, к-рая проявляется в виде конденсаций и волокон. По мере расширения О. в. с. и увеличения его размеров осн. ударная волна обжимает находящиеся в межзвёздной среде плотные облака (рис. 2), к-рые в свою очередь образуют крупномасштабную волокнистую структуру О. в. с.

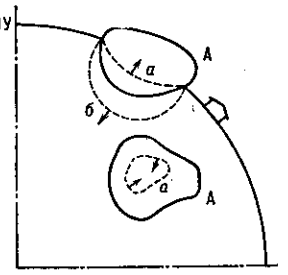


Рис. 2. Схема распространения ударных волн в среде с неоднородностями плотности — плотными конденсациями в околозвёздном газе или плотными облаками в межзвёздной среде: А — неоднородности плотности; ОУ — основная ударная волна, бегущая по невозмущённой среде между неоднородностями плотности; *а* — вторичная ударная волна, распространяющаяся внутрь неоднородностей плотности; *б* — отражённая ударная волна.

Эволюция О. в. с. — процесс торможения выброшенного газа при расширении в окружающую среду — определяется гл. обр. энергией взрыва E_0, массой выброшенного газа M_0 и плотностью околозвёздной среды ρ_0. В эволюции О. в. с. можно выделить три стадии: стадия свободного разлёта, адиабатическая и радиативная стадии. На этих стадиях (за исключением самого начала стадии свободного разлёта и, возможно, заключит. фазы радиативной стадии) О. в. с. имеют описанную выше структуру. На первой стадии из-за низкой плотности окружающей среды расширение выброшенного газа происходит в режиме свободного разлёта, когда радиус R_s, скорость v_s фронта осн. ударной волны и возраст О. в. с. t связаны соотношением $R_s = v_s t$. В течение этой стадии почти вся энергия взрыва сосредоточена в кинетич. энергии выброшенного газа. По мере расширения торможение усиливается и, когда масса нагребённого вещества $(4\pi/3)R_s^3\rho_0$ становится сравнимой с M_0, происходит переход к адиабатич. стадии. Для характерных значений $E_0 = 3\cdot10^{50}$ эрг, $M_0 = 1\ M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца) и $\rho_0 = 10^{-24}$ г/см^3 этот момент соответствует $R_s = 2{,}5$ пк и $t = R_s/(2E_0/M_0)^{1/2} \approx 460$ лет. На адиабатич. стадии потери энергии на излучение малы по сравнению с энергией взрыва, поэтому энергия газа, находящегося за фронтом осн. ударной волны, остаётся прибл. постоянной, причём примерно 70% энергии взрыва преобразуется в тепловую энергию нагребённого вещества. Адиабатич. расширение О. в. с. описывается соотношениями

$$R_s = 1{,}15(E_0/\rho_0)^{1/5}t^{2/5}\ \text{[см]},$$

$$v_s = {}^2/_5 R_s/t\ \text{[см/с]},$$

$$T_s = 1{,}36\cdot10^{-9}v_s^2\ \text{[К]},$$

где T_s — темп-ра газа за фронтом осн. ударной волны. С увеличением радиуса R_s темп-ра T_s уменьшается и, когда она достигает значения $\approx 6\cdot10^5$ К, соответствующего максимуму кривой радиац. потерь, адиабатич. стадия заканчивается и начинается радиативная. К данному моменту излучается ок. 50% тепловой энергии О. в. с., радиус достигает $\approx$20 пк, возраст $\approx$37000 лет. Интенсивные радиац. потери делают осн. ударную волну изотермической, за её фронтом образуется тонкая, плотная и холодная оболочка, содержащая примерно 50% нагребённого вещества. Заключённый внутри оболочки горячий газ в силу своей очень низкой плотности почти не излучает и расширяется адиабатически. Такое поведение О. в. с. на радиативной стадии описывается выражениями

$$R_s = 0{,}042(E_0/\rho_0)^{1/21}t^{2/7}\ \text{[см]},$$

$$v_s = {}^2/_7 R_s/t\ \text{[см/с]}.$$

Расширение О. в. с. продолжается до тех пор, пока давление газа в нём не сравняется с давлением невозмущённой межзвёздной среды. Это происходит при $R_s \approx$ $\approx$ 54 пк и $t \approx 10^6$ лет. К этому времени скорость рас-

ширения О. в. с. оказывается сопоставимой со скоростью хаотич. движений окружающего газа: О. в. с. становится кинематически неотличимым от межзвёздной среды.

Типичные представители. Представителем О. в. с. I типа является О. в. с. Тихо Браге. Его радиоизображение характеризуется ярко выраженной оболочечной структурой (рис. 3). Спектр синхротронного радиоизлучения О. в. с. степенной, спектральный индекс $\alpha = 0{,}53$. Степень линейной поляризации радиоизлучения ок. 5%. В оптич. диапазоне наблюдаются только бальмеровские линии водорода H_α и H_β, к-рые излучаются тонкими волокнами вблизи внеш. границ протяжённого нетеплового радиоисточника. Рентг. излучение О. в. с. Тихо Браге имеет тепловую природу и исходит от двух пространственно разделённых горячих областей с темп-рой газа соответственно $\approx 8\cdot10^6$ К и $\approx 8\cdot10^7$К. Первая область — это выброшенный газ, сжатый и нагретый возвратной ударной волной, а вторая — нагребённый околозвёздный газ, нагретый осн. ударной волной. Область с более низкой темп-рой, имеющая повыш. содержание тяжёлых элементов, даёт яркие эмиссионные рентг. линии, в частности линии Si и S, а излучение высокотемпературной плазмы образует непрерывный рентг. спектр. Масса выброшенного газа в О. в. с. Тихо Браге составляет 1—2 $M_\odot$, и он находится в фазе перехода из стадии свободного разлёта в адиабатич. стадию.

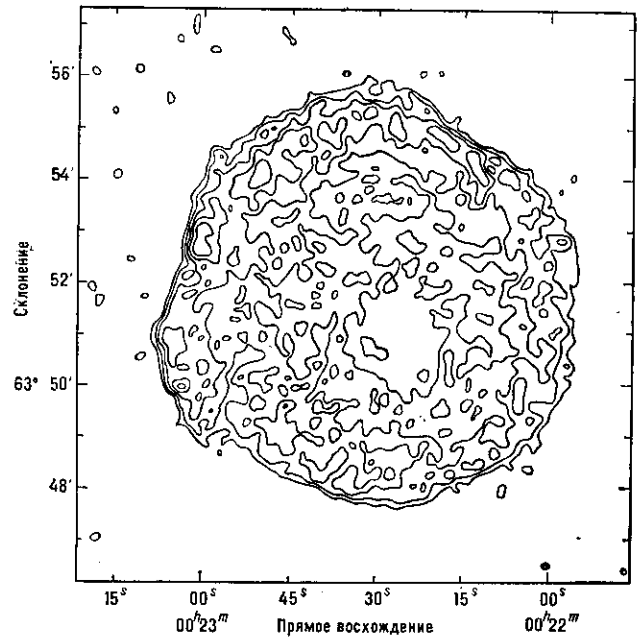


Рис. 3. Радиоизофоты остатка вспышки сверхновой Тихо Браге на частоте 2700 МГц. Внешний контур изображения близок к фронту основной ударной волны, интервал между изофотами соответствует разности яркостных температур 11,6 К.

Крабовидная туманность, 3С58 и подобные им О. в. с. II типа наз. п л е р и о н а м и. Плерион характеризуется увеличением яркости радиоизлучения к центру О. в. с., пологим спектром с $\alpha=0$—0,3, регулярной структурой магн. поля и высокой степенью линейной поляризации (~ 20—30%). Эти свойства и нетепловое синхротронное излучение в диапазоне от радио- до рентг. частот обусловлены находящимся в плерионе пульсаром. Помимо собственно плерионов, обнаружены комбиниров. О. в. с., к-рые содержат плерион внутри оболочечной структуры.

Радиоисточник Кассиопея А, относящийся к «богатым кислородом» О. в. с., имеет оболочечную структуру. Связанная с ним оптич. туманность состоит из т. н. быстрых волокон (скорость расширения $\approx$ 6000 км/с) и стационарных конденсаций ($\approx$100—400 км/с). По собств. движениям волокон и угл. размерам О. в. с. установлено, что вспышка сверхновой произошла в 1658±3. Хим. состав быстрых волокон сильно отличается от солнечного: почти полностью отсутствует водород; обилие кислорода; аргона и серы в десятки раз больше нормального. Высокие скорости и хим. состав быстрых волокон указывают на то, что они состоят из выброшенного при вспышке газа. Стационарные конденсации имеют хим. состав, близкий к солнечному, и, по-видимому, представляют собой сгустки околозвёздного вещества, обжатые и ускоренные осн. ударной волной. Рентг. излучение Кассиопеи А, подобно О. в. с. Тихо Браге, имеет тепловую природу и характеризуется двумя темп-рами. Масса выброшенного газа ок. 10 $M_\odot$. Кассиопея А находится на стадии свободного разлёта.

Из старых галактич. О. в. с. наиб. детально изучена Петля Лебедя. Эта тонковолокнистая туманность имеет линейный размер $\approx$ 40 пк, возраст $\approx 2\cdot10^4$ лет и находится на адиабатич. стадии расширения. Масса нагребённого межзвёздного вещества $\approx 200\ M_\odot$. Оптич. излучение ярких волокон сосредоточено в линиях H, O, N, S и образуется за фронтом ударной волны, распространяющейся в плотных облаках межзвёздной среды, где концентрация газа $(1—3)\cdot10^2$ см$^{-3}$, темп-ра достигает $(1—6)\cdot10^4$ К. Оптич. волокна наблюдаются на фоне менее яркого диффузного свечения. Рентг. излучение носит тепловой характер и возникает в горячей плазме с темп-рой $(2—4)\cdot10^6$ К за фронтом осн. ударной волны, бегущей со скоростью $\approx$400 км/с по межоблачной среде с концентрацией 0,2—1 см$^{-3}$. В радиодиапазоне изображение Петли Лебедя имеет оболочечную структуру. Нетепловое радиоизлучение О. в. с. представляет собой синхротронное излучение релятивистских электронов в межзвёздном магн. поле, усиленном за фронтом осн. ударной волны.

Гигантские размеры О. в. с. и их число в Галактике показывают, что они занимают значит. долю объёма галактич. диска и, следовательно, играют важную роль в динамике межзвёздной среды, в обогащении её тяжёлыми элементами, в образовании огромных областей горячего разреженного газа. Порождаемые вспышками сверхновых ударные волны могут генерировать космич. лучи, а при взаимодействии с плотными газопылевыми облаками способны инициировать процесс звездообразования.

Лит.: Ш к л о в с к и й И. С., Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы, 2 изд., М., 1976; C h e v a l i e r R. A., The interaction of supernovae with the interstellar medium, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1977, v. 15, p. 175; С п и т ц е р Л. мл., Физические процессы в межзвездной среде, пер. с англ., М., 1981; R a y m o n d J. C., Observations of supernova remnants, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1984, v. 22, p. 75; Л о з и н с к а я Т. А., Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики, М., 1986.

В. П. Утробин.

ОСТОЙЧИВОСТЬ — способность плавающего тела (судна), выведенного из положения равновесия, возвращаться вновь к исходному положению после прекращения действия возмущающих сил. О. судов зависит от взаимного расположения по высоте корпуса судна, его *центра тяжести* и *метацентра*. Устойчивость равновесия рассматривается лишь по отношению к таким перемещениям тела, при к-рых сохраняется объём тела, погружённый в жидкость, т. е. когда под действием возмущающих сил происходит поворот тела вокруг горизонтальной оси, лежащей в плоскости плавания. Плоскостью плавания наз. всякая плоскость, отсекающая от тела упомянутый пост. объём. По отношению к любому вертикальному поступат. перемещению равновесие всегда является устойчивым, а к любому горизонтальному поступат. перемещению и к любому повороту вокруг вертикальной оси равновесие тела, плавающего в однородной жидкости, очевидно, будет безразличным.

Если плавающее тело (судно) имеет вертикальную плоскость симметрии и центр тяжести тела в положении равновесия лежит на одной вертикали с метацентрами, то тело будет остойчивым во всех случаях, когда центр тяжести тела расположен ниже самого низшего метацентра, являющегося точкой пересечения выталкивающей (архимедовой) силы, приложенной к выведенному из положения равновесия телу, с плоскостью симметрии тела (см. рис. в ст. *Метацентр*). Мерой О. является расстояние между метацентром и центром тяжести тела, к-рое наз. м е т а ц е н т р и ч е с к о й в ы с о т о й.

С. Л. Вишневецкий.

ОСЦИЛЛО́ГРАФ (от лат. oscillo — качаюсь и греч. gráphō — пишу), измерит. прибор, предназначенный для визуального наблюдения и исследования формы сигналов. О. позволяет достаточно точно и оперативно измерять осн. параметры сигналов: амплитуду, частоту, временные интервалы, фазовый сдвиг и т. д. Под сигналом понимают величину, отражающую тем или иным способом состояние физ. системы. Самыми распространёнными являются электрич. сигналы (ток или напряжение), изменяющиеся во времени, $x(t)$. В зависимости от способа получения графика ф-ции $x(t)$ О. разделяют на светолучевые и электронно-лучевые.

В с в е т о л у ч е в ы х О. значение электрич. сигнала $x(t)$ в какой-то момент времени t преобразуется в пропорц. сигналу вертикальное отклонение светового луча, сфокусированного на отражающем экране или светочувствит. плёнке. Для получения графика ф-ции $x(t)$ необходимо устройство развёртки луча во времени (вдоль горизонтали экрана или плёнки). В качестве преобразователя величины тока или напряжения в пропорц. отклонение светового луча в светолучевом О. применяют магнитоэлектрич. гальванометр, к рамке к-рого прикрепляют отражающее зеркальце. Для развёртки луча по горизонтали экрана можно использовать вращающийся барабан с плоскими зеркальными гранями. Скорость вращения этого барабана определяет коэф. развёртки в с/см. Т. о., светолучевой О. должен включать в себя в качестве осн. блоков магнитоэлектрич. гальванометр и оптич. систему, состоящую из осветителя, фокусирующих линз, зеркальца на рамке гальванометра, зеркального барабана развёртки, экрана и др. вспомогат. устройств. Высокая чувствительность гальванометров позволяет применять их в светолучевых О. без усилителей и исследовать колебат. процессы с частотой до 10 кГц. Маги. система может быть общей для неск. гальванометров, поэтому можно конструировать светолучевые О., имеющие неск. измерит. каналов (2÷24).

В э л е к т р о н н о - л у ч е в ы х О. изображение сигнала осуществляется с помощью сфокусированного электронного луча, к-рый вызывает свечение люминофора экрана электронно-лучевой трубки (ЭЛТ).

Структурная схема электронно-лучевого О. (рис. 1) включает след. основные блоки: блок усилителя вертикального отклонения луча, на входе усилителя имеется многоступенчатый делитель напряжения (аттенюатор), задающий коэф. отклонения (отношение входного сигнала к вызванному им отклонению луча); блок развёртки в канале горизонтального отклонения луча, в состав этого блока входят схема синхронизации, генератор пилообразного напряжения развёртки, усилитель горизонтального отклонения; базовый блок, в состав к-рого входят ЭЛТ, схема управления лучом (яркость, фокус, сдвиг по вертикали и горизонтали, модуляция яркости луча), блок питания.

Исследуемый сигнал поступает на вход Y и подаётся (непосредственно или через конденсатор) на входной аттенюатор, с помощью к-рого выбирают коэф. отклонения, т.е. усиление сигнала, удобное для наблюдения на экране ЭЛТ. Конденсатор не пропускает к усилителю постоянную составляющую сигнала. Это необходимо, напр., в тех случаях, когда исследуется небольшая переменная составляющая сигнала на фоне большой постоянной составляющей. После аттенюатора сигнал поступает на вход усилителя вертикального отклонения, с выхода к-рого усиленный сигнал подают на вертикально отклоняющие пластины ЭЛТ.

Из усилителя вертикального отклонения исследуемый сигнал поступает также на вход схемы синхронизации для запуска развёртки, для этого можно использовать и внеш. сигнал, поданный на вход внеш. синхрониза-

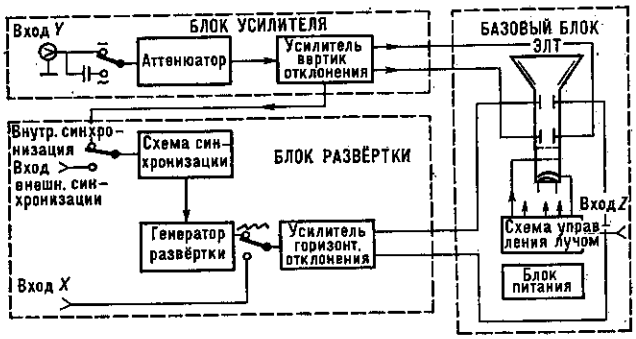


Рис. 1. Структурная схема осциллографа.

ции. Схема синхронизации вырабатывает прямоуг. импульсы пост. амплитуды независимо от формы и величины входного сигнала. Благодаря этому достигается устойчивый запуск генератора развёртки, вырабатывающего пилообразное напряжение.

После усиления до необходимой величины усилителем горизонтального отклонения пилообразное напряжение поступает на горизонтально отклоняющие пластины ЭЛТ. Крутизна (скорость изменения) пилообразного напряжения определяет скорость горизонтального перемещения луча и тем самым коэф. развёртки (отношение времени нарастания сигнала к отклонению луча за это время). Одно из осн. условий стабильного изображения сигнала на экране ЭЛТ состоит в том, чтобы временно́е положение к.-л. точки периодич. сигнала относительно начала развёртки оставалось неизменным в каждом цикле развёртки.

В О. предусматривают возможность подачи внеш. напряжения на горизонтально отклоняющие пластины. При этом усилитель горизонтального отклонения отключают от генератора развёртки и подключают к входу X.

Генератор развёртки может работать в автоколебат. и ждущем режимах. В автоколебат. режиме трудно обеспечить одно из самых важных условий стабильного изображения сигнала на экране ЭЛТ (кратность периода развёртки произвольному периоду повторения сигнала). Этот режим поэтому малоупотребителен при измерениях. В ждущем режиме генератор развёртки в буквальном смысле «ждёт» внутр. или внеш. сигналов запуска (синхронизации). Генератор развёртки в ждущем режиме запускают: при внутр. запуске — самим исследуемым сигналом или напряжением питающей сети; при внеш. запуске — сигналом, подаваемым на вход внеш. синхронизации (для этого в О. имеется переключатель «Синхронизация», к-рый устанавливают в соответствующее положение). При внеш. запуске параметры запускающего сигнала обычно остаются постоянными, поэтому движение луча слева направо начинается в определ. моменты времени, задающие начало отсчёта по оси времени для осциллограммы на экране. Установив ручки управления запуском развёртки, можно измерить фазовые и временны́е параметры сигнала в разл. точках исследуемой схемы. При внеш. запуске начало развёртки одинаково для всех наблюдаемых сигналов и задаётся сигналом внеш. запуска. При этом чаще всего для внеш. запуска развёртки используют сигнал, связанный во времени с выходным сигналом исследуемой схемы.

На рис. 2 изображена работа развёртки в ждущем режиме с внеш. синхронизацией синхроимпульсами (рис. 2,*а*), связанными с наблюдаемым сигналом (рис. 2,*б*) жёсткой временно́й связью. Синхроимпульсы задают начало импульса пилообразного напряжения (рис. 2,*в*) развёртки О. По достижении (в момент t_1) своего макс. значения напряжение развёртки затем убывает до минимума (в момент t_2). Отрезок ($t_2 - t_1$) соответствует обратному ходу луча. Начиная с момента t_2 генератор развёртки «ждёт» запуска ближайшим синхроимпульсом в момент t_3 и т. д. Исследуемые импульсы (рис. 2,*г*) задержаны на нек-рое время относительно синхроимпульсов. Неизменное положение наблюдаемых импульсов относительно импульсов пилообразного напряжения в каждом цикле развёртки обеспечивает их стабильное изображение на экране ЭЛТ. Импульсы (рис. 2, *г*), вырабатываемые в О., используют для подсвета прямого хода луча в интервале (t_0, t_1) и для гашения обратного хода луча в интервале (t_1, t_2) в каждом цикле развёртки. Желаемый масштаб изображения по горизонтали обеспечивается выбором коэф. развёртки.

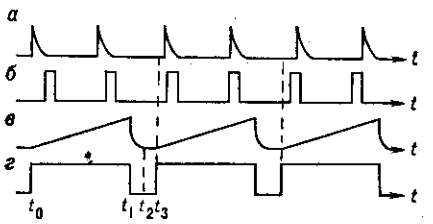


Рис. 2. Развёртка в ждущем режиме с внешней синхронизацией.

По своему назначению электронно-лучевые О. можно разделить на универсальные, импульсные, многоканальные, запоминающие, стробоскопические и т. д.

Универсальные О. предназначены для исследования однократных и периодич. электрич. сигналов и измерения их амплитудных и временных параметров. Универсальность обеспечивается наличием сменных блоков в каналах вертикального отклонения и развёртки.

Для импульсного О. характерны широкая полоса частот усилителя вертикального отклонения, наличие быстрых развёрток с малыми коэф. развёртки. Эти условия необходимы для наблюдения кратковрем. импульсных процессов и измерения их параметров. В нек-рых импульсных О., кроме того, в канале вертикального отклонения имеется широкополосная линия задержки, необходимая для того, чтобы иметь возможность наблюдать передний фронт импульсного сигнала в режиме внутр. синхронизации ждущей развёртки. В этом случае исследуемый сигнал сначала запускает генератор развёртки, а затем, спустя время задержки, появляется на входе усилителя вертикального отклонения.

В многоканальных О. имеется неск. (2÷4) каналов вертикального отклонения и задержанной развёртки, что обеспечивает одноврем. исследование синхронных и несинхронных сигналов в разл. амплитудных и временны́х масштабах, сравнение сигналов по форме при наличии временно́го сдвига между ними, подсвет исследуемого участка развёртки с одноврем. изображением его в изменённом временно́м масштабе, алгебраич. сложение сигналов и т. д.

В запоминающих О. в качестве ЭЛТ используют запоминающие трубки (потенциалоскопы, графеконы и др.), предназначенные для записи электрич. сигналов, хранения этой записи и считывания (воспроизведения) записанных сигналов в заданный момент времени. Вариантом запоминающих О. являются цифровые запоминающие О., принцип действия к-рых заключается в преобразовании мгновенных значений исследуемых сигналов в цифровую форму с помощью быстродействующих аналого-цифровых преобразователей и запоминания их в цифровых запоминающих устройствах. Форма записанных сигналов и результаты измерения их параметров отображаются на экране ЭЛТ. Примером может служить цифровой запоминающий О. С9—8 (СССР), в к-ром управление осн. режимами работы осуществляется 12-разрядным *микропроцессором*.

Стробоскопические О. предназначены для исследования повторяющихся сигналов малой длительности и характеризуются наличием стробоскоп. блоков в усилителе вертикального отклонения и развёртке. Принцип действия стробоскопич. системы основан на том, что при поступлении повторяющихся исследуемых сигналов (рис. 3,*а*) на вход усилителя вертикального отклонения при каждом запуске развёртки на экране ЭЛТ изображается не весь сигнал, а только короткая его часть, наз. «вырезкой» сигнала. «Вырезка» мгновенных значений сигнала производится с помощью коротких стробирующих импульсов (рис. 3,*б*). Каждая «вырезка» сдвинута на величину шага считывания Δt относительно предыдущей «вырезки». Автоматический сдвиг стробоскопических импульсов на величину Δt в каждом цикле повторения сигнала обеспечивает стробоскопический блок развёртки. На выходе стробирующего устройства получают модулиров. последовательность стробирующих импульсов (рис. 3,*в*), к-рые затем усиливают, расширяют и подают на схему, запоминающую амплитуду очередного импульса до прихода следующего. Т. о., получается ступенчатая ф-ция, огибающая к-рой воспроизводит форму сигнала (рис. 3,*г*). Длительность преобразованного сигнала во столько раз больше длительности исследуемого сигнала, во сколько раз его период T больше шага считывания Δt.

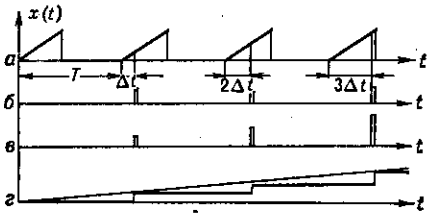


Рис. 3. Стробоскопический метод наблюдения коротких импульсов.

Лит.: Соловов В. Я., Осциллографические измерения, 2 изд., М., 1975; Справочник по радиоизмерительным приборам, т. 1—3, М., 1976—79.

Ю. А. Романюк.

ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ ТРУБКА — вид электронно-лучевых приборов из группы приёмных электронно-лучевых трубок, предназначенный для регистрации в графич. форме хода быстропротекающих процессов, данные о к-рых могут быть представлены в виде электрич. сигналов. Осн. элементами О. т. являются помещённые в вакуумно-плотную оболочку электронный прожектор *1* (рис. 1), формирующий узкий пучок электронов *2*, светящийся под воздействием электрон-

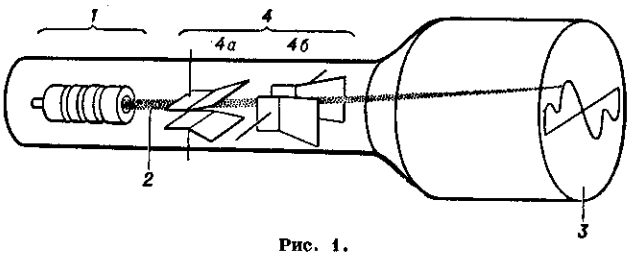


Рис. 1.

ного пучка люминесцентный экран *3* и эл.-статич. система *4*, отклоняющая пучок в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Отклоняющая система образуется двумя ортогонально расположенными парами пластин *4а* и *4б*, каждая из к-рых при подаче на них напряжения создаёт электрич. поле, поперечное к оси О. т. Под действием периодич. пилообразного напряжения, подаваемого на пластины *4а*, пучок перемещается с пост. скоростью в горизонтальном направлении, прочёркивая на экране ось времени. Измеряемый сигнал, подаваемый на пластины *4б*, вызывает вертикальное смещение пучка, пропорц. мгновенной величине сигнала. Сложение перемещений пучка по обеим осям приводит к вычерчиванию на экране светящегося графика (осциллограммы) процесса.

Осн. характеристиками О. т. являются: полоса регистрируемых частот (от нулевой до верхней граничной), в пределах к-рой сигналы отображаются без искажений; чувствительность отклонения каждой пары пластин, определяемая смещением пучка на 1 В приложенного напряжения; скорость записи, определяемая как предельная скорость перемещения пучка по экрану, при к-рой яркость свечения ещё достаточна для визуального наблюдения периодич. сигналов или фотогр. регистрации быстропротекающих однократных процессов. Отклоняющая система воспроизводит сигналы без искажений, если за время пролёта электроном сигнальных пластин фаза сигнала заметно не меняется. Система рис. 1 способна регистрировать сигналы в полосе частот до 100—300 МГц. При более высоких частотах воспроизведение сигнала происходит с сильным искажением. Для регистрации сигналов диапазона отклонение по оси сигналов чаще всего осуществляется спиральной отклоняюще-замедляющей системой (рис. 2). Измеряемый сигнал бежит по спирали со скоростью света, а его фазовая скорость в направлении оси О. т. оказывается замедленной в число раз, равное отношению длины витка спирали к её шагу. Если скорость движения электронов вдоль оси О. т. в зазоре между спиралью и пластиной равна этой фазовой скорости, то в любой траектории на электрон воздействует отклоняющее поле, находящееся в той же фазе, в к-рой оно было, когда электрон входил в систему. Такие системы способны реагировать на сигналы в полосе частот от 0 до 5—10 ГГц.

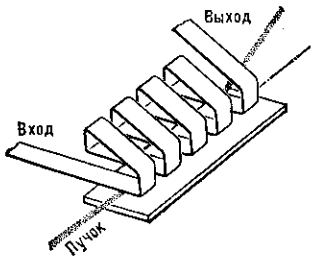


Рис. 2.

При заданной геометрии отклоняющей системы её чувствительность тем выше, чем меньше скорость электронов, а яркость свечения экрана тем выше, чем эта скорость больше. Поэтому во многих О. т. электроны пучка дополнительно ускоряются после отклонения. При очень высоких скоростях перемещения пучка по экрану в его возбуждении участвует лишь малое число электронов и яркость свечения оказывается недостаточной. В этих случаях перед экраном внутри О. т. помещается усилитель тока пучка в виде стеклянной пластины с большим числом сквозных микроканалов, в к-рых за счёт вторичной электронной эмиссии кол-во электронов умножается в тысячи раз. Для регистрации медленных и одиночных процессов используются также запоминающие О. т., длит. время сохраняющие на экране изображение однократно записанной осциллограммы (см. *Запоминающая трубка*).

Лит.: Миллер В. А., Куракин Л. А., Приемные электронно-лучевые трубки, 2 изд., М.— Л., 1971; Котовщиков Г. С., Кондратенков В. М., Запоминающие трубки с видимым изображением, М., 1970; Шерстнев Л. Г., Электронная оптика и электронно-лучевые приборы, М., 1971; Шкунов В. А., Семеник Г. И., Широкополосные осциллографические трубки и их применение, М., 1976.

В. Л. Герус.

ОСЦИЛЛЯТОР (от лат. oscillo — качаюсь) — система (или материальная точка), совершающая колебательное периодич. движение около положения устойчивого равновесия. Термин «О.» применим к любой системе, если описывающие её величины периодически изменяются со временем. Простейшие примеры осциллятора в классической механике — грузик на пружинке, маятник.

Важнейший тип О.— линейный гармонический осциллятор, колебания к-рого являются осн. моделью движения частиц в атомах, атомных ядрах, молекулах, твёрдых телах. Потенц. энергия линейного гармонич. О. $U = kx^2/2$, где $x(t)$ — отклонение от положения равновесия, k — пост. коэф. (в случае груза на пружинке k — жёсткость пружины). Она представляет собой первый член разложения в ряд по x потенц. энергии $U(x)$ при малых x.

Ур-ние движения линейного гармонич. О. имеет вид

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0, \qquad (1)$$

где $\omega = \sqrt{k/m}$ — частота О., m — масса ($\omega = 2\pi/T$, где T — период колебаний; точки означают дифференцирование по времени). Общее решение ур-ния (1):

$$x(t) = A\cos(\omega t + \varphi) = \mathrm{Re}[A\exp i(\omega t + \varphi)] \qquad (2)$$

(A — амплитуда колебаний О., φ — нач. фаза). Движение О., описываемое зависимостью (2), происходит под влиянием возвращающей силы F, направленной к положению равновесия и пропорц. величине отклонения от положения равновесия: $F = -\partial U/\partial x = -kx$. При движении О. в пренебрежении силами трения его полная энергия

$$\mathscr{E} = \frac{m\dot{x}^2}{2} + \frac{kx^2}{2} \qquad (3)$$

сохраняется. Кинетич. энергия $m\dot{x}^2/2$ и потенц. энергия $kx^2/2$ в процессе движения изменяются от нуля до $\mathscr{E}$. Энергия колебаний О. может быть выражена через амплитуду и частоту:

$$\mathscr{E} = m\omega^2 A^2/2. \qquad (4)$$

Импульс О. $p = m\dot{x}$ меняется по тому же закону (2), что и x, но со сдвигом по фазе на $\pi/2$:

$$p(t) = m\omega A\cos(\omega t + \varphi + \pi/2) \qquad (5)$$

(соответственно кинетич. и потенц. энергии О. изменяются в противофазе). Если изобразить движение О. на фазовой плоскости, по оси абсцисс к-рой отложена координата, а по оси ординат — импульс, то его периодич. движение происходит по эллипсу

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{p^2}{(m\omega A)^2} = 1 \qquad (6)$$

с полуосями соответственно A и $m\omega A$.

Понятие «О.» распространяется и на немеханич. системы: колебания тока и напряжения в колебат. контуре, колебания векторов напряжённостей электрич. и магн. полей в эл.-магн. волне и т. д.

Квантовый О. описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m\omega^2\hat{x}^2}{2}, \qquad (7)$$

где $\hat{p}$ и $\hat{x}$ — операторы импульса и координаты; в конфигурац. представлении $\hat{p} = -i\hbar\partial/\partial x$, $\hat{x} = x$. Уровни энергии квантового О. эквидистантны:

$$\mathscr{E}_n = \hbar\omega(n + 1/2), \quad n = 0,1,2,\ldots \qquad (8)$$

Они определяются из *Шрёдингера уравнения*

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi_n(x,t)}{\partial x^2} + \frac{m\omega^2x^2\psi_n(x,t)}{2} = i\hbar\frac{\partial\psi_n}{\partial t} \qquad (9)$$

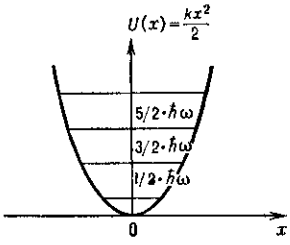
и изображаются обычно на кривой потенц. энергии О.

(рис.), а волновые ф-ции $\psi_n(x,t)$ стационарных состояний О. выражаются через полиномы Эрмита H_n (см. *Ортогональные полиномы*):

$$\psi_n(x,t) = (l\sqrt{\pi}2^n n!)^{-1/2}\exp(-x^2/2l^2)H_n(x/l)\exp(-i\mathscr{E}_n t/\hbar). \quad (10)$$

Здесь l — амплитуда *нулевых колебаний*, $l=\sqrt{\hbar/m\omega}$. В осн. состоянии О. с волновой ф-цией

$$\psi_0(x) = (l\sqrt{\pi})^{-1/2}\exp(-x^2/2l^2)\exp(-i\omega t/2) \quad (11)$$



его энергия (энергия нулевых колебаний) имеет наинизшее возможное значение $\mathscr{E}_0 = \hbar\omega/2$. В стационарных состояниях О. ср. значения координаты и импульса равны нулю. Согласно *Эренфеста теореме*, ср. значения координаты и импульса гармонич. О. изменяются в соответствии с классич. траекториями. Наглядно это движение проявляется в нормированных *когерентных состояниях* О. $\psi_\alpha(x,t)$:

$$\psi_\alpha(x,t) = (m\omega/\hbar\pi)^{1/4}\exp\Big\{-\frac{|\alpha|^2}{2} - \frac{i\omega t}{2} - \frac{x^2}{2\hbar}m\omega + \\ + \exp(-i\omega t)\alpha x(2m\omega/\hbar)^{1/2} - {}^1/_2\alpha^2\exp(-2i\omega t)\Big\}, \quad (12)$$

удовлетворяющих нестационарному ур-нию Шрёдингера и являющихся собств. состояниями для неэрмитового интеграла движения (оператора уничтожения)

$$\hat{A}(t) = \frac{\exp(i\omega t)}{\sqrt{2}}\Big(\frac{\hat{x}}{l} + l\frac{i\hat{p}}{\hbar}\Big),\ [\hat{A},\hat{A}^+] = 1, \quad (13)$$

с комплексным собств. значением α: $\hat{A}\psi_\alpha = \alpha\psi_\alpha$. В когерентном состоянии ψ_α ср. значения координаты $\langle\hat{x}\rangle$ и импульса $\langle\hat{p}\rangle$, как и в классич. механике, описывают в фазовом пространстве эллипс. Оператор уничтожения $\hat{A}$ и оператор рождения $\hat{A}^+$ действуют на n-е состояние след. образом:

$$\hat{A}\psi_n = \sqrt{n}\,\psi_{n-1},\ \ \hat{A}^+\psi_n = \sqrt{n+1}\,\psi_{n+1}, \quad (14)$$

т. е. соответственно уничтожают и рождают квант энергии О. Через операторы рождения и уничтожения гамильтониан гармонич. О. выражается так:

$$\hat{H} = \hbar\omega(\hat{A}^+\hat{A} + {}^1/_2). \quad (15)$$

Важность модели О. заключается в том, что все совр. модели *квантовой теории поля* базируются на многомерном (бесконечномерном) обобщении этого выражения:

$$\hat{H} = \sum_i \hbar\omega_i(\hat{A}_i^+\hat{A}_i + {}^1/_2), \quad (16)$$

где индекс i трактуется как характеристика моды поля (эл.-магн., акустического и т. д., т. е. фотона, фонона и т. п.), а операторы $\hat{A}_i^+$, $\hat{A}_i$ — как операторы рождения и уничтожения кванта бозонного поля. К этой же модели сводятся движение заряда в магн. поле, изменение тока и напряжения в колебат. контуре, колебания ядер в многоатомных молекулах и атомов и молекул в твёрдых телах, колебат. движение нуклонов в ядрах и т. д.

При учёте затухания ур-ние движения (1) О. принимает вид

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega^2 x = 0, \quad (17)$$

где γ — коэф. затухания, а движение О. представляет собой затухающие колебания около положения равновесия:

$$x(t) = A\exp(-\gamma t)\cos(\omega t + \varphi). \quad (18)$$

В квантовой картине затухание колебаний О. описывается неск. моделями, одна из к-рых базируется на гамильтониане

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m\exp(2\gamma t)} + \frac{m\omega^2\hat{x}^2\exp(2\gamma t)}{2}, \quad (19)$$

причём во всех моделях ср. значения координаты О. описываются ф-лой (18), а для др. величин в рамках разных моделей имеются различия. Если на О. действует внеш. периодическая (с частотой Ω) сила $f\cos(\Omega t)$, то возникают вынужденные колебания О. на частоте вынуждающей силы, описываемые ф-лой

$$x(t) = \frac{f\cos(\Omega t + \tilde{\varphi})}{m\sqrt{(\Omega^2-\omega^2)^2 + 4\gamma^2\Omega^2}},\ \ \mathrm{tg}\,\tilde{\varphi} = \frac{2\gamma\Omega}{\Omega^2-\omega^2}. \quad (20)$$

Резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний при сближении собств. частоты О. и частоты вынуждающей силы наз. резонансом гармонич. О. Коэф. затухания определяет сдвиг фазы $\tilde{\varphi}$ колебаний О. по отношению к вынуждающей силе, равный 0 при отсутствии затухания и $\pi/2$ в резонансе. Для квантового аналога О. с затуханием также существует резонанс.

Под влиянием внеш. силы $f(t)$ квантовый О. может переходить с одного уровня энергии (n) на другие (m). Вероятность этого перехода $W_{nm}(t)$ для О. без затухания даётся ф-лой

$$W_{nm}(t) = \frac{n!}{m!}|\delta|^{2(n-m)}\exp(-|\delta|^2)\Big\{L_n^{m-n}(|\delta|^2)\Big\}^2, \quad (21)$$

где $$\delta(t) = -il\hbar^{-1}\int_0^t f(\tau)\exp(i\omega\tau)d\tau,$$

L_n^{m-n} — полиномы Лагерра (см. *Ортогональные полиномы*). Правила отбора для О. определяются ненулевыми матричными элементами оператора координаты (дипольное приближение). Согласно ф-лам (13), (14), эти элементы отличны от нуля только для переходов между соседними уровнями, поэтому излучение О. происходит на одной частоте (совпадающей с классической, $\omega = \sqrt{k/m}$).

Если потенц. энергия О. содержит члены типа αx^4, βx^6 и т. д., то О. наз. ангармоническим (нелинейным) и характер его движения радикально отличается от даваемого ф-лой (2). Если частота гармонич. О. меняется со временем, то О. наз. параметрическим, для к-рого также характер колебаний отличен от (2), причём существуют новые явления, напр. параметрич. резонанс О.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; их же, Механика, 4 изд., М., 1988, с. 207; Малкин И. А., Манько В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979.

В. И. Манько.

ОСЦИЛЛЯЦИИ элементарных частиц — периодический во времени и пространстве процесс превращения частиц определ. совокупности друг в друга. В простейшем случае О. двух частиц A и B (или, что то же самое, О. в системе частиц A и B) — периодич. процесс полного или частичного перехода A в B и обратно: $A \leftrightarrow B$.

Первый и наиб. хорошо изученный пример — О. в системе нейтральных *К-мезонов*: $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. Теоретич. предсказание и обсуждение эксперим. следствий О. $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ были даны А. Пайсом (A. Pais) и О. Пиччони (O. Piccioni) в 1955 (эффект Пайса — Пиччони, обнаруженный и исследованный в 1957—61). В 1957 Б. М. Понтекорво высказал предположение о существовании др. пар нейтральных частиц, у к-рых не запрещены переходы частица — античастица и к-рые, следовательно, должны осциллировать. В этой связи предложены пока гипотетические О. мюоний — анти-

мюоний (связанные системы $e^-\mu^+$ и $e^+\mu^-$) и *нейтрино*—антинейтрино. В обоих случаях необходимым является взаимодействие, нарушающее сохранение *лептонного числа*. В 1962 З. Маки (Z. Maki), М. Накагава (M. Nakagawa) и С. Саката (Sh. Sakata) теоретически рассмотрели случай О. нейтрино разных типов: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$. В 1985 в протон-антипротонных соударениях коллаборацией UA1 в ЦЕРНе были обнаружены события, свидетельствующие об О. нейтральных B_s-мезонов: $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ (аналогах $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ для мезонов с $b(\bar{b})$- и $s(\bar{s})$-кварками). В 1987 в экспериментах на накопительном кольце e^+e^- в ДЕЗИ (детектор АРГУС) наблюдались эффекты О. мезонов, состоящих из b- и d-кварков, $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$. Должны существовать также О. $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$, но ожидаемые эффекты очень малы (далеко за пределами чувствительности существующих экспериментов). Ведутся поиски О. нейтрон—антинейтрон, предсказываемых в теориях с нарушением сохранения *барионного числа*. Обсуждаются экзотич. каналы, такие, как фотон — *аксион* и др.

Осцилляции и смешивание частиц. О. $A \leftrightarrow B$ есть следствие смешивания частиц A и B. В вакууме это смешивание выражается в том, что состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$ являются когерентными комбинациями двух состояний $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ с определёнными, но различающимися массами m_1 и m_2 (сами A и B определённых масс не имеют):

$$|A\rangle = \cos\theta|f_1\rangle + \sin\theta|f_2\rangle,$$
$$|B\rangle = \cos\theta|f_2\rangle - \sin\theta|f_1\rangle. \qquad (1)$$

Коэф. (1) выбраны из условия ортонормированности, угол θ наз. у г л о м с м е ш и в а н и я в в а к у у м е (рис. 1). Согласно (1), смешивающиеся A и B состоят

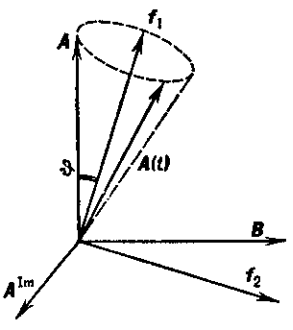


Рис. 1. Графическое представление смешивания и осцилляций. Состояниям с определёнными массами и взаимодействиями сопоставляются два ортонормированных базиса в действительных плоскостях $\{f_1,f_2\}$ и $\{A,B\}$. Смешивание выражается в повороте базисов друг относительно друга на угол θ. Эволюция состояния $|A(t)\rangle$ описывается вращением единичного вектора $A(t)$ по поверхности конуса с углом раствора θ. Период вращения $T = T_{осц}$. Проекция $A(t)$ на плоскость $\{A,A^{Im}\}$ равна амплитуде вероятности обнаружить частицу A в момент t [A^{Im} соответствует мнимой части состояния $|A(t)\rangle$].

из одних и тех же компонент f_1 и f_2, но различаются величинами их примесей, а также разностью фаз $\Delta\varphi$ между их состояниями. В $|A\rangle$ составляющие $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ находятся в фазе $\Delta\varphi = 0$, в $|B\rangle$ — в противофазе $\Delta\varphi = \pi$. М а к с и м а л ь н ы м с м е ш и в а н и е м наз. случай, когда $\theta = 45°$; при этом $|A\rangle$ и $|B\rangle$ различаются только разностью фаз, примеси состояний $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ в них равны.

О. возникают в процессе эволюции сложного состояния, рождённого как состояние $|A\rangle$ или $|B\rangle$, т. е. необходимым условием возникновения О. является рождение частиц A или B — «приготовление» одной из когерентных комбинаций (1). Частицы A и B рождаются и поглощаются в определ. взаимодействиях. Они характеризуются определ. различающимися квантовыми числами (*ароматами* F_A, F_B), к-рые в этих взаимодействиях сохраняются. Поэтому в данной конкретной реакции рождается либо частица A, либо частица B. В этой связи состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$ наз. с о б с т в е н н ы м и с о с т о я н и я м и в з а и м о д е й с т в и й или состояниями с определ. ароматами. Напр., в случае $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ — это *сильное взаимодействие*, сохраняющее *странность*: $F = S$, причём $S(K^0) = +1$, $S(\bar{K}^0) = -1$. В случае О. $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ нейтрино ν_e или ν_μ рождаются в *слабом взаимодействии*, обусловленном *заряженными токами*, а ароматами являются электронное (L_e) или мюонное (L_μ) лептонные числа: $L_e(\nu_e) = 1$, $L_e(\nu_\mu) = 0$, $L_\mu(\nu_e) = 0$, $L_\mu(\nu_\mu) = 1$.

Смешивание A и B (1) обусловлено дополнит. взаимодействием типа $v \cdot \hat{A}^+ \cdot \hat{B} +$ э. с., переводящим A в B и наоборот (здесь v — параметр размерности массы в случае фермионов и квадрата массы в случае бозонов; $\hat{A}, \hat{B}$ — операторы полей соответствующих частиц; э. с.— эрмитово-сопряжённый член). Это взаимодействие имеет вид недиагонального массового члена в гамильтониане, и массовая матрица частиц A и B оказывается недиагональной. Следовательно, A и B действительно не имеют определ. масс; таковыми обладают новые состояния $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ — комбинации $|A\rangle$ и $|B\rangle$, к-рые диагонализуют массовую матрицу [эти комбинации можно получить, разрешая систему (1) относительно $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$]. В результате диагонализации фиксируются массы частиц f_1 и f_2, а также угол смешивания: $\mathrm{tg}(2\theta) \sim v$. Состояния $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ часто наз. с о б с т в е н н ы м и с о с т о я н и я м и м а с с о в о й м а т р и ц ы. Вакуумное смешивание означает, т. о., несовпадение собств. состояний взаимодействий и собств. состояний массовой матрицы.

Дополнит. взаимодействие, приводящее к смешиванию, явно нарушает аромат (квантовые числа) частиц A, B, и, как следствие этого, в процессе О. аромат не сохраняется. Для $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ $|\Delta S| = 2$, для $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ $|\Delta L_e| = 1$, $|\Delta L_\mu| = 1$ и т. д.

Основные параметры осцилляций. О. возникают в процессе эволюции в пространстве-времени смешивающихся состояний (1). Говорят об О. аромата (странности, *красоты*, чисел L_e, L_μ и др.) в данном смешанном состоянии.

Распространение частицы, рождённой, напр., как A, описывается суперпозицией двух *волновых пакетов*, соответствующих состояниям $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$. Именно $|f_i\rangle$, являясь собств. состояниями гамильтониана в вакууме, обладают определёнными энергиями и фазовыми скоростями, они эволюционируют независимо, и доли их примесей сохраняются. Из-за различия в массах пакеты $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ имеют разные фазовые скорости: $v_i^{\Phi} = \mathscr{E}_i/p_i$, где $\mathscr{E}_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$, p_i и m_i — соответственно полная энергия, импульс и масса частицы f_i (принята система единиц, в к-рой $c = 1$). Поэтому в процессе распространения разность фаз между $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ будет изменяться. Если пакеты достаточно короткие, то разность фаз в любой точке пакетов примерно одинакова и равна разности фаз соответствующих плоских волн: $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, где $\varphi_i = \mathscr{E}_i t - p_i x$. Состояние, рождённое как $|A\rangle$, в произвольный момент времени t имеет вид

$$|A(t)\rangle = \cos\theta|f_1\rangle + \sin\theta|f_2\rangle e^{i\Delta\varphi(t)}. \qquad (2)$$

Разности фазовых скоростей и фаз можно оценить, полагая, напр., что импульсы частиц f_1 и f_2 одинаковы:

$$\Delta\varphi(t) = \Delta v^{\Phi} pt = (\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2)t = \begin{cases} \Delta m \cdot t & \text{при } p \ll m, \\ \dfrac{\Delta m^2}{2p} t & \text{при } p \gg m, \end{cases} \qquad (3)$$

где $\Delta m = m_1 - m_2$, $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. Монотонный рост со временем разности фаз $\Delta\varphi$ и приводит к О. Действительно, в нач. момент $|A(0)\rangle = |A\rangle$, но при $t \neq 0$ $|A(t)\rangle \neq |A\rangle$ и $\langle B|A(t)\rangle \neq 0$, т. е. в $|A(t)\rangle$ появляется примесь $|B\rangle$. Этот процесс периодический: к моменту $t = T_{осц}$, определяемому условием $\Delta\varphi(T_{осц}) = 2\pi$, система (осциллирующие частицы) окажется в исходном состоянии $|A\rangle$. Согласно (3), период О. равен

$$T_{осц} = \begin{cases} \dfrac{2\pi}{\Delta m} & \text{при } p \ll m, \\ \dfrac{4\pi p}{\Delta m^2} & \text{при } p \gg m. \end{cases} \qquad (4)$$

Расстояние, на к-ром система возвращается к исходному состоянию, наз. длиной осцилляций $l_{осц}$. В обоих случаях (нерелятивистском и релятивистском)

$$l_{осц} = v^{\Gamma} T_{осц} = \frac{4\pi p}{\Delta m^2}, \quad (5)$$

где v^{Γ} — групповая скорость пакетов.

Макс. отличие состояния $|A\rangle$ от исходного наблюдается в моменты времени t_n, когда $\Delta\varphi(t_n) = \pi + 2\pi n$ ($n = 0, 1, 2...$), при этом вероятность обнаружить частицу B определяет глубину осцилляций:

$$a = |\langle B|A(t_n)\rangle|^2 = \sin^2(2\theta). \quad (6)$$

Вероятность обнаружить частицу A в произвольный момент t равна:

$$P_{A\to A}(t) = \overline{P} + \frac{1}{2} a \cos\frac{2\pi t}{T_{осц}}, \quad (7)$$

где

$$\overline{P} \equiv \frac{1}{2}(P^{макс} + P^{мин}) = \frac{1}{2}[1 + (1 - a)] = 1 - \frac{1}{2}\sin^2(2\theta) - \quad (8)$$

ср. значение, или вероятность, усреднённая по периоду (рис. 2). Выражение (7) может быть переписано в наиб. часто используемом виде

$$P_{A\to A}(t) = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2\frac{\pi t}{T_{осц}} = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2\frac{\pi x}{l_{осц}} \quad (9)$$

(x — расстояние от точки рождения частицы A до точки наблюдения). Вероятность перехода $A \to B$ равна $P_{A\to B} = 1 - P_{A\to A}$.

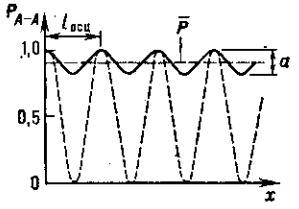


Рис. 2. Пространственная картина осцилляций. Зависимость от расстояния x вероятности обнаружить частицу исходного типа: сплошная линия — малое смешивание; пунктир — максимальное смешивание.

Глубина О. a и ср. вероятность $\overline{p}$ определяются только углом θ, причём в случае макс. смешивания глубина наибольшая: $a = 1$, $\overline{p} = 1/2$.

О. являются по существу интерференц. эффектом. Компоненты $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$, составляющие $|A\rangle$, могут быть разложены в соответствии с (1) по состояниям $|A\rangle$, $|B\rangle$ с определ. ароматами. Т. о. возникают две волны $|f_1^A\rangle$ и $|f_2^A\rangle$ от $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$, имеющие одинаковый аромат, но разные фазовые скорости. Эти волны интерферируют, и результат интерференции определяет амплитуду вероятности обнаружить частицу A в состоянии $|A(t)\rangle$. Из-за различия в фазовых скоростях волн характер интерференции изменяется от максимально конструктивной в моменты $t = n \cdot T_{осц}$ до максимально деструктивной при $t = (1/2 + n) \cdot T_{осц}$, $n = 0, 1, 2...$ Аналогично описывается О. F_B-аромата.

Если область генерации частиц или размеры детектора превышают $l_{осц}$ или если энергетич. разрешение установки невелико: $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} > l_{осц}/r$, где r — расстояние от источника до детектора, то происходит усреднение О. и измерения дадут $P = \overline{P}$. Это усреднение имеет квантовомеханич. природу и соответствует потере когерентности между $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$, к-рая может быть связана либо с большими размерами волновых пакетов, либо с тем, что разность фаз $\Delta\varphi$ оказывается случайной величиной. (В первом случае в разных точках пакетов $\Delta\varphi$ принимает значения от 0 до $\Delta\varphi_m \gg 2\pi$.) Интерференция волн $|f_1^A\rangle$ и $|f_2^A\rangle$ при этом исчезает.

Обобщения. Аналоги осцилляций. Выделяют два типа осцилляций: О. частица — античастица ($A \leftrightarrow \widehat{A}$) с изменением аромата на двойку, т. е. $|\Delta F| = 2$; О. частиц с разными ароматами, когда $|\Delta F_A| = |\Delta F_B| = 1$. Для $A \leftrightarrow \widehat{A}$ реализуется случай макс. смешивания. Это связано с тем, что в силу *теоремы CPT* диагональные элементы массовой матрицы, т. е. амплитуды переходов $A \to A$ и $\widehat{A} \to \widehat{A}$, одинаковы. К указанному типу относят О. $K^0 \leftrightarrow \widehat{K}^0$, $B^0 \leftrightarrow \widehat{B}^0$, $n \leftrightarrow \widehat{n}$, мюоний — антимюоний и др. Взаимодействие осциллирующей системы с веществом и внеш. полями устраняет равенство диагональных элементов, и смешивание становится не максимальным.

Для О. второго типа, по-видимому, типично малое смешивание, как это имеет место для кварков, а следовательно, и малая глубина О. Такая ситуация может реализоваться для нейтрино: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$.

О. имеют ряд аналогов в др. областях физики, прежде всего в механике. По существу это биения в системе слабосвязанных осцилляторов, напр. маятников. Колебания одного маятника соответствуют распространению частицы A, колебания другого — распространению частицы B. Связь между осцилляторами эквивалентна взаимодействию, переводящему A в B. Периодич. передача колебаний от одного маятника другому и есть аналог О. Осцилляции аналогичны таким явлениям, как вращение плоскости поляризации света в оптически активных средах, прецессия спина частиц в магн. поле и др.

В случае смешивания трёх и более частиц (напр., трёх нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ) осцилляц. вероятности оказываются суперпозициями трёх и более периодич. ф-ций (9). С практич. точки зрения важной характеристикой является наиб. возможное подавление потока исходных частиц в результате усреднения О. Минимизация вероятности $\overline{P}_{A\to A}$ по углам смешивания даёт для системы N частиц:

$$\overline{P}^{мин}_{A\to A} = \frac{1}{N}.$$

Если при смешивании *CP-чётность* сохраняется, то вероятности осцилляц. переходов для частиц и античастиц совпадают: $\Delta P = P_{A\to B} - P_{\widehat{A}\to\widehat{B}} = 0$. Нарушение *CP*-инвариантности связано с появлением комплексной фазы $e^{i\delta}$ в матрице смешивания. При этом разность вероятностей $\Delta P \sim \sin 2\varphi$ отлична от нуля.

Осцилляционные эксперименты. О. непосредственно проявляются в том, что в пучке частиц, состоящем первоначально из частиц A, в процессе его распространения периодически появляется и исчезает примесь частиц B. Детекторы, расположенные на разных расстояниях от источника A, будут регистрировать разные примеси B и соответственно разное подавление исходного A-потока (рис. 2). При фиксиров. расстоянии источник — детектор и непрерывном энергетич. спектре частиц О. приводят к появлению квазипериодич. структуры на спектре частиц A вследствие зависимости длины О. от энергии [см. (5)].

Картина О. искажается, если одна или обе частицы f_1 и f_2 распадаются, как это имеет место, напр., для K^0-, B^0-мезонов. Распад в осциллирующем состоянии (2) описывается дополнит. факторами $\exp(-\Gamma_i t/2)$ перед $|f_i\rangle$, где Γ_i — ширина распада частицы f_i. Это приводит к экспоненц. затуханию О.: $\overline{p}$ и a уменьшаются.

Др. фактор, влияющий на О.,— расхождение волновых пакетов $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ из-за различия их групповых скоростей. В процессе движения пакеты смещаются друг относительно друга и, т. к. они имеют конечные размеры, их перекрытие уменьшается, соответственно уменьшается глубина О. При полном расхождении пакетов О. исчезают.

Параметры О.— глубина, ср. вероятность и длина — зависят от $\Delta m(\Delta m^2)$ и θ [см. (3), (4), (6)]. Поэтому исследование осцилляц. эффектов является методом измерения разностей масс (квадратов масс) и углов смешивания. Отрицат. результат поиска О. в предельных случаях может означать, что либо мало́ смешивание и глу-

бина О. меньше чувствительности эксперим. установки, либо мала разность масс (квадратов масс), так что длина О. много больше расстояния источник — детектор и О. не успели развиться. Эксперимент при этом даёт ограничения сверху на $\Delta m(\Delta m^2)$ и $\sin^2 2\theta$. Поскольку О. являются эффектом нарушения определённых квантовых чисел, их поиск есть метод исследования взаимодействий, нарушающих эти числа.

Осцилляции в веществе. Среда изменяет эволюцию системы смешанных частиц. В случае $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ это эффект когерентной регенерации K_s^0-мезонов, описанный Пайсом и Пиччони (в той же работе, в к-рой были предсказаны О. K^0-мезонов) и затем детально исследованный в эксперименте. В 1977 Л. Вольфенштейн (L. Wolfenstein) рассмотрел аналогичный эффект для нейтрино.

Влияние среды связано с упругим рассеянием на нулевой угол осциллирующих частиц A и B на компонентах среды. Такое рассеяние сводится к появлению у волн, описывающих движение A и B, показателей преломления, а следовательно, к изменению их фазовых скоростей. Среда модифицирует О., если рассеяние частиц A и B различно. В этом случае между волнами A и B появится дополнит. разность фаз, а также будут осуществляться переходы между состояниями с определ. массами $|f_1\rangle \leftrightarrow |f_2\rangle$. Амплитуды этих переходов пропорц. разности амплитуд рассеяния частиц A и B. Это означает, что $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ в среде уже не являются собств. состояниями гамильтониана и сами осциллируют. Смешивание $|A\rangle$ и $|B\rangle$ в среде следует определять по отношению к собств. состояниям $|f_i^H\rangle$ [аналогично тому, как это было сделано в (1)] гамильтониана для данной среды с учётом взаимодействий, поскольку именно $|f_i^H\rangle$ обладают определёнными фазовыми и групповыми скоростями. Т. к. в среде $f_i^H\rangle \neq |f_i\rangle$, то угол смешивания в веществе θ_m будет отличен от θ. В однородной среде $|f_i^H\rangle$ эволюционируют независимо, переходов $|f_1^H\rangle \leftrightarrow |f_2^H\rangle$ нет (т. е. доли их примесей не меняются). Поэтому качественная картина О. оказывается такой же, как в вакууме, но с изменёнными параметрами: в выражениях для a и $\overline{P}$ вакуумный угол θ следует заменить на θ_m. В зависимости от знаков разности амплитуд и Δm, величин плотности вещества и энергии среда может как усиливать, так и ослаблять О.

Т. о., общим условием возникновения О. является рождение состояний, представляющих собой суперпозицию (когерентную смесь) двух или неск. невырожденных собств. состояний гамильтониана для данной среды $|f_i^H\rangle$ (при этом наличие частиц с ненулевыми массами не обязательно). О. в данном состоянии $|A\rangle$ происходят относительно $|f_i^H\rangle$. (В вакууме состояния $|f_i^H\rangle$ совпадают с состояниями, имеющими определ. массы: $|f_i^H\rangle = |f_i\rangle$.) Глубина О. есть мера несовпадения $|A\rangle$ с одним из собств. состояний гамильтониана; длина О. обратно пропорц. разности собственных значений $|f_i^H\rangle$.

В среде с изменяющейся на пути частиц плотностью возникают качественно новые эффекты: в процессе распространения частиц изменяются и глубина О. и их ср. значение (см. *Резонансная конверсия нейтрино*).

Лит.: Pais A., Piccioni O., Note on the decay and absorption of the θ^0, «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 1487; Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; Биленький С. М., Понтекорво Б. М., Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино, «УФН», 1977, т. 123, с. 181; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; Уральцев Н. Г., Хозе В. А., Смешивание кварков в слабых взаимодействиях, «УФН», 1985, т. 146, с. 507.

А. Ю. Смирнов.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗО́НДГАЙМЕРА — периодич. зависимость кинетич. характеристик (коэф. электропроводности σ, теплопроводности κ, термоэлектрич. коэф.) в тонких слоях проводника от магн. поля $\boldsymbol{H}$. Предсказаны в 1950 Э. Зондгаймером. О. З. связаны с фокусирующей ролью магн. поля. Пучок электронов с одинаковыми энергией $\mathscr{E}$ и проекцией импульса $\boldsymbol{p}$ на направление $\boldsymbol{H}$ (p_H), «стартовав» из одной точки поверхности в глубь образца и двигаясь по спиральной траектории, собирается в точке на противоположной поверхности, если электроны пройдут толщину образца (d) за целое число (N) периодов обращения в магн. поле $2\pi/\omega_c$ (ω_c — *циклотронная частота*), т. е. имеет место соотношение

$$d = N\frac{c}{eH}\frac{\partial S}{\partial p_H}\cos\alpha. \qquad (*)$$

Здесь α — угол, образуемый вектором $\boldsymbol{H}$ и нормалью $\boldsymbol{n}$ к поверхности пластины (рис. 1), e — элементарный заряд, S — площадь сечения *ферми-поверхности* (ФП) плоскостью $p_H = \text{const}$. В изотропных металлах это условие обеспечивает максимальные σ и κ. Условие (*) будет вновь выполнено, если поле $\boldsymbol{H}$ изменится на величину

$$\Delta H = \frac{c}{ed}\frac{\partial S}{\partial p_H}\cos\alpha,$$

к-рая является периодом осцилляций.

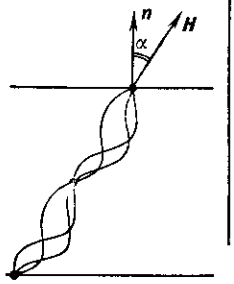


Рис. 1. Траектории электронов, сфокусированных магнитным полем.

Амплитуда осцилляции, напр. $\sigma_{\text{осц}}$, в сильном поле (радиус кривизны электронных орбит $r \ll d$) убывает с увеличением поля H. Вклад в $\sigma_{\text{осц}}$ электронов из окрестности т. н. опорных точек ФП и электронов с экстремальным значением $\partial S/\partial p_H \to (\partial^2 S/\partial p_H^2 = 0)$ пропорционален H^{-4} и $H^{-5/2}$. Если грани пластины совпадают с плоскостью симметрии кристалла, то амплитуда О.З. тем больше, чем выше степень диффузности отражения электронов, т. е. степень несовершенства поверхности проводника. При чисто зеркальном отражении импульсы электронов — падающего ($\boldsymbol{p}$) и отражённого ($\boldsymbol{p}'$) границей образца — скореллированы и удовлетворяют условию

$$\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \mathscr{E}(\boldsymbol{p}'); \ [\boldsymbol{np}] = [\boldsymbol{np}'].$$

В этом случае О. З. возможны лишь при многоканальном отражении, когда есть неск. неэквивалентных состояний для отражённого электрона. О. З. при этом формируют также электроны с p_H, при к-рых изменяется число каналов зеркального отражения.

Для электронов на открытых сечениях ФП следует учитывать дрейф электронов в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, к-рый не зависит от p_H. При $\alpha = \pi/2$ только электроны с открытыми траекториями формируют О. З. Их смещение в глубь образца за период одинаково во всём слое открытых сечений ФП, и все они участвуют в формировании О. З. Амплитуда О. З. не зависит от $\boldsymbol{H}$ и тем больше, чем выше степень зеркальности отражения электронов (при зеркальном отражении амплитуда в l/d раз больше, чем при диффузном, где l — длина свободного пробега электронов).

По периоду осцилляций ΔH можно определить величину $\partial S/\partial p_H$ для электронов, формирующих О. З., а по величине амплитуды — вероятность зеркального отражения их при разл. углах падения на поверхность проводника.

В проволоках и поликристаллич. образцах амплитуда О. З. значительно меньше, чем в монокристаллич. пластинах. В проволоках с овальным поперечным сечением (рис. 2,*а*) О. З. формируют электроны, дрейфующие вдоль хорды экстремального поперечного сечения ФП, и амплитуда О.З. в $(d/r)^{1/2}$ раз меньше, чем в пластинах. В огранённых проволоках за О. З. ответственны лишь электроны, дрейфующие вдоль хорд излома поперечного сечения образца (рис. 2,*б*). Это позволяет изучить рассеивающие свойства локальных участков

поверхности проводника. В поликристаллах амплитуда О. З. уменьшается за счёт усреднения по различным кристаллографич. ориентациям кристаллитов, а период О. З. определяется абс. экстремумом $\partial S/\partial p_H$ при

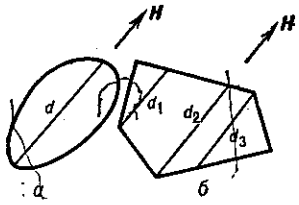


Рис. 2. Поперечные сечения овальной (*а*) и огранённой (*б*) проволок; осцилляции Зондгаймера формируют электроны, дрейфующие вдоль экстремальной хорды d и вдоль хорд излома d_1, d_2, d_3, параллельных H.

всевозможных ориентациях H. Исключением являются лишь щелочные металлы, ФП к-рых близка к сфере. В этом случае амплитуды О. З. в моно- и поликристаллах практически не различимы.

О. З. впервые наблюдались в тонких ($d \ll l$) проволоках Bi. Они используются для уточнения энергетич. спектра электронов проводимости. Возможность разделить вклады в О. З. электронов с близкими характеристиками при $r \ll d$ позволяет изучать локальные изменения геометрии ФП, вызванные, напр., давлением.

При распространении звуковых или эл.-магн. волн сквозь тонкий проводник О. З. наблюдаются даже в тех случаях, когда размерный эффект в статич. электропроводности отсутствует. В условиях аномального *скин-эффекта* О. З. могут быть усилены за счёт возникновения слабозатухающих волн.

Лит.: Reuter G., Sondheimer E., The theory of the anomalous skin effect in metals, «Proc. Roy. Soc.», 1948, v. A195, p. 336; Sondheimer E., The influence of a transverse magnetic field on the conductivity of thin metallic films, «Phys. Rev.», 1950, v. 80, p. 401; Babiskin J., Siebenmann P., New type of oscillatory magnetoresistance in metals, «Phys. Rev.», 1957, v. 107, p. 1249; см. также *лит.* при ст. *Размерные эффекты*. *В. Г. Песчанский.*

ОСЬ АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА — выделенное направление в антиферромагнетике, коллинеарно к-рому направлены намагниченности магн. подрешёток в осн. состоянии. Направление О. а. в кристалле определяется энергией магн. анизотропии. В кристаллах высокой симметрии может существовать неск. О. а. (см. *Антиферромагнетизм*).

ОСЬ ЛЁГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ — направление в кристалле, в к-ром ориентирован вектор *намагниченности* M магн. домена в отсутствие внеш. магн. поля H при термодинамич. равновесии. О. л. н. определяют из условия минимума энергии *магнитной анизотропии* (МА). Направление, в к-ром энергия МА максимальна, наз. осью трудного намагничивания. О. л. н. является двусторонней, т. е. вектор M может быть ориентирован вдоль оси как в положит., так и в отрицат. направлении. В кристаллах достаточно высокой симметрии может быть неск. эквивалентных О. л. н. (так, в кристаллах кубич. сингонии имеются три эквивалентные О. л. н. — трёхосная анизотропия). Кроме того, могут быть неэквивалентные О. л. н. Для гексагональных, тетрагональных и ромбоэдрич. кристаллов часто используют термины «лёгкая ось» и «лёгкая плоскость» (M лежит в базисной плоскости), поскольку анизотропия четвёртого и шестого порядков в базисной плоскости обычно мала.

Количественной характеристикой «трудности» намагничивания является поле анизотропии H_A — значение поля H, при к-ром намагниченность достигает насыщения в трудном направлении. В магнитно-жёстких редкоземельных соединениях H_A достигает 10^5—10^6 Э.

Существование О. л. н. может быть обусловлено *диполь-дипольным взаимодействием* или анизотропией электрич. поля кристалла, ориентирующего орбитальные моменты электронов относительно кристаллографич. осей. *Спин-орбитальное взаимодействие* стремится расположить спиновые моменты коллинеарно орбитальным. В случае незамороженных орбитальных моментов (редкоземельные элементы) энергия МА определяется непосредственно *внутрикристаллическим полем*. При «замороженных» орбитальных моментах (в магнетиках, в к-рых ионы имеют недостроенные электронные d-оболочки) она связана и с величиной спин-орбитального взаимодействия.

В нек-рых магнетиках, обладающих сложной *магнитной атомной структурой*, направление О. л. н. может изменяться с темп-рой. Так, напр., в соединениях RCo_5 (R — редкоземельный металл) наблюдаются т. н. *ориентационные фазовые переходы*, при к-рых О. л. н. выходит из плоскости базиса и располагается по гексагональной оси c. Этот эффект связан с конкуренцией констант анизотропии магн. подрешёток Co и редкоземельного металла.

Оси лёгкого намагничивания некоторых 3*d*- и 4*f*-магнитных металлов

Сингония	Кубическая		Гексагональная		
Металл . . .	Fe,	Ni	Co, Gd, Er, Tm	Tb, Ho	Dy
О. л. н. . . .	[100]	[111]	[0001], т. е. ось c	$[21\bar{3}0]$ ось b	$[10\bar{1}0]$ ось a

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Кринчик Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985, с. 154; Современная кристаллография, т. 4 — Физические свойства кристаллов, М., 1981. *Ю. П. Ирхин.*

ОТБОРА ПРАВИЛА — устанавливают допустимые квантовые переходы между уровнями энергии квантовой системы (атома, молекулы, кристалла, атомного ядра, элементарной частицы) при наложении на неё внеш. возмущений. Если состояния системы характеризуются с помощью квантовых чисел, то О. п. определяют их возможные изменения при квантовых переходах рассматриваемого типа. Математически О. п. определяют отличные от нуля матричные элементы гамильтониана возмущённой системы в базисе собств. ф-ций невозмущённой системы и являются следствием инвариантности гамильтониана (или лагранжиана) относительно преобразований группы симметрии системы и соответствующих *сохранения законов*. В частности, О. п. для электрич. дипольных переходов в атоме или молекуле определяют ненулевые матричные элементы оператора взаимодействия дипольного момента системы μ с электрич. вектором E эл.-магн. поля в базисе собств. ф-ций гамильтониана невозмущённой системы, а т. к. E не зависит от внутр. параметров системы, О. п. определяют ненулевые матричные элементы дипольного момента системы. О. п. вводят и в случае приближённого описания системы; при этом они устанавливают, для каких переходов матричные элементы точного гамильтониана в базисе приближённых волновых ф-ций отличны от нуля.

Различают строгие и приближённые О. п. Квантовый переход наз. запрещённым, если нарушается хотя бы одно О. п. Строгие О. п. обусловлены симметрией системы и строгими законами сохранения и налагают абс. запреты на квантовые переходы. Приближённые О. п. характеризуют переходы между уровнями энергии, к-рые описываются приближёнными законами сохранения. Квантовое число полного угл. момента атома (J) или молекулы (F) является точным, т. к. полный угл. момент является инвариантом группы вращения, поэтому О. п. для J (или F) — строгие. В случае электрич. дипольных переходов возможны изменения квантовых чисел: $\Delta J = J - J' = 0, \pm 1$ и $\Delta M = M - M' = 0, \pm 1$ (где J, J' — квантовые числа полного момента атома в начальном и конечном состояниях, M, M' — квантовые числа проекций полных моментов на к.-л. ось). Для электрич. квадрупольных переходов $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($J + J' \geqslant 2$), $\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$.

В случае, когда не учитываются слабые взаимодействия, О. п. по чётности состояний ($+ \leftrightarrow -$ для электрич. дипольных переходов, $+ \leftrightarrow +$ и $- \leftrightarrow -$ для электрич. квадрупольных переходов и т. д.) также являются стро-

гими. О. п. нарушаются в сильных внеш. полях за счёт поляризуемости атома или молекулы или при многофотонном поглощении (см. *Многофотонные процессы*).

Для атома существуют и др. строгие О. п. Для электрич. переходов разл. мультипольности $\varkappa$ изменение орбитального квантового числа $\Delta l = 0, \pm 1, \ldots, \pm\varkappa$ ($l + l' + \varkappa$ — чётное число; l и l' — орбитальные квантовые числа атомного электрона в начальном и конечном состояниях), для магн. переходов $\Delta l = 0, \pm 1, \ldots, \pm(\varkappa - 1)$ ($l + l' + \varkappa$ — нечётное число). Для электрич. дипольных переходов $\Delta l = \pm 1$, т. е. такие переходы возможны между конфигурациями разл. чётности (правило Лапорта), а для электрических квадрупольных переходов $\Delta l = 0, \pm 2$ (за исключением переходов $ns \to n's$). О. п. для проекции полного момента важны для определения поляризации спектральных линий испускания.

В атомах, где осуществляется приближённый тип связи, квантовые переходы подчиняются приближённым О. п. Так, в случае LS-связи кроме перечисленных должны выполняться след. О. п.: для электрич. переходов

$$\Delta L = 0, \pm 1, \ldots, \pm\varkappa, \; L + L' \geqslant \varkappa,$$
$$\Delta S = 0;$$

для магн. переходов

$$\Delta L = 0, \pm 1, \ldots, \pm(\varkappa - 1), \; L + L' \geqslant \varkappa - 1,$$
$$\Delta S = 0, \pm 1, \ldots, \pm(\varkappa - 1), \; S + S' \geqslant \varkappa - 1.$$

В случае электрич. дипольных переходов $\Delta L = 0, \pm 1$ (исключая переходы $S - S'$) и $\Delta S = 0$. Для электрич. квадрупольных переходов $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$ ($L + L' \geqslant 2$), т. е. переходы между двумя S-уровнями ($L = L' = 0$) и между S- и P-уровнями ($L = 0$, $L' = 1$) запрещены. О. п. по спину S и S' одно и то же для всех электрич. переходов разл. мультиплетности; оно разрешает переходы лишь между уровнями одинаковой мультиплетности. Вероятность магн. дипольного перехода в $\alpha^2 = (137)^{-2}$ раз меньше вероятности электрич. дипольного перехода той же частоты.

О. п. имеют место и для переходов между состояниями в атомных системах с др. типами связей (LK-, jK-, jj-связи и др.). Нарушение О. п. обусловлено магн. взаимодействием, гл. обр. *спин-орбитальным взаимодействием* (см., напр., *Интеркомбинационные квантовые переходы*).

В молекулах чисто вращательные переходы подчиняются О. п. для изменения проекции полного угл. момента (характеризуется квантовым числом K) на выделенную ось симметрии молекулы. Так, для молекул типа жёсткого симметричного волчка $\Delta K = 0$ в поглощении. Однако центробежное искажение и эффекты колебательно-вращат. взаимодействия (*вибронного взаимодействия*) существенно ослабляют это О. п. В частности, в спектрах молекул симметрии C_{3v} в осн. состоянии разрешаются переходы с $\Delta K = \pm 3, \pm 6$ и т. д. (вероятность переходов с $\Delta K = \pm 6$ на 4 порядка меньше, чем переходов с $\Delta K = \pm 3$), а в вырожденных вибронных состояниях возможны и переходы с $\Delta K = \pm 1, \pm 2$ и т. д. Для молекул типа асимметричного волчка О. п. по ΔK теряют смысл.

Для чисто колебат. переходов как в поглощении (и испускании), так и при *комбинационном рассеянии света* гармонические квантовые числа v и l могут изменяться на ± 1 (осн. полосы), но при учёте механич. и эл.-оптич. ангармонизма колебаний молекулы становятся разрешёнными и переходы с высокими значениями v и l (обертоны, суммарные и разностные полосы).

В общем случае многоатомной молекулы электронные уровни энергии могут классифицироваться только по типу симметрии соответствующей точечной или перестановочно-инверсионной группы (см. *Симметрия молекул*) и по спину. Переход между электронными уровнями энергии типов симметрии Γ_1 и Γ_2 разрешён, если прямое произведение $\Gamma_1 \times \Gamma_2$ содержит тип симметрии дипольного (или квадрупольного) момента молекулы. Т. к. электрич. дипольный момент молекулы не зависит от спина, при электрич. дипольном переходе спин электрона не изменяется (интеркомбинац. запрет). Однако, как и в атоме, спин-орбитальное взаимодействие снимает этот запрет. В частности, переходы из первого возбуждённого триплетного состояния в основное приводят к возникновению *фосфоресценции*. При наличии вибронного взаимодействия О. п. можно определить только для переходов между вибронными состояниями.

Дипольные электронные переходы в линейных молекулах подчиняются О. п. $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$ (Λ — квантовое число проекции полного орбитального момента на ось молекулы). Если при электронном переходе молекула изгибается (линейно-изогнутые переходы), то могут возникать вращат. переходы с $\Delta K > 0$.

Лит.: Никитин А. А., Рудзикас З. Б., Основы теории спектров атомов и ионов, М., 1983; Герцберг Г., Электронные спектры и строение многоатомных молекул, М., 1969.

М. Р. Алиев, В. П. Шевелько.

О. п. для элементарных частиц распадаются на группы, соответствующие свойствам симметрии разл. типов взаимодействий: сильного, эл.-магн., слабого. Сохранение электрич. заряда, энергии, импульса и полного угл. момента системы является точным для всех типов взаимодействий. В перечисленных взаимодействиях сохраняются также *барионное число* B ($\Delta B = 0$) и, по-видимому, три типа *лептонных чисел* L — электронное L_e, мюонное L_μ и тау-лептонное L_τ ($\Delta L_e = \Delta L_\mu = \Delta L_\tau = 0$). (О возможном несохранении лептонных чисел, проявляющемся в нейтринных осцилляциях, см. *Нейтрино*.)

Следствием *изотопической инвариантности* сильного взаимодействия являются О. п. по изотопич. спину: $\Delta I = 0$, $\Delta I_3 = 0$ для переходов, вызываемых этим взаимодействием. Всякая система адронов может быть однозначно представлена в виде суперпозиции состояний, имеющих определ. значение I, т. е. разложена по неприводимым представлениям изотопич. группы. Если в разложениях начального и конечного состояний системы имеются совпадающие неприводимые представления (т. е. с одинаковыми I), то реакция разрешена. В дополнение к правилам $\Delta I = 0$, $\Delta I_3 = 0$ существуют ограничения, связанные с обращением в нуль *Клебша — Гордана коэффициентов*. Так, напр., в реакции распада ρ^0-мезона ($I = 1$, $I_3 = 0$) на два π-мезона в разложении конечного состояния имеются неприводимые представления с $I = 0, 1, 2$. Наличие представления с $I = 1$ делает распад возможным. Однако из двух не противоречащих правилу $\Delta I_3 = 0$ состояний — $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$ — осуществляется лишь первое, т. к. коэф. Клебша — Гордана обращаются для второго из них в нуль. Изотопич. инвариантность нарушается эл.-магн. и слабым взаимодействиями.

Сильное и эл.-магн. взаимодействия сохраняют пространственную чётность P (см. *Чётность*) и *зарядовую чётность* C. Сохранение G-*чётности* в сильном взаимодействии является следствием изотопич. инвариантности и сохранения зарядовой чётности.

В сильном и эл.-магн. взаимодействиях сохраняются кварковые *ароматы*, откуда следуют строгие О. п. для *странности*, *очарования*, *прелести* и аромата t-кварка (пока экспериментально не открытого): $\Delta S = 0$, $\Delta C = 0$, $\Delta b = 0$, $\Delta t = 0$.

В слабом взаимодействии, не сохраняющем по отдельности ни P-, ни C-чётности, имеется приближённое сохранение CP-чётности (см. *CP-инвариантность*) (степень нарушения CP-чётности в распадах *K-мезонов* составляет ок. 10^{-3}).

Слабое взаимодействие, вызываемое *заряженным током*, либо изменяет на единицу странность, очарование и прелесть: $\Delta S = \pm 1$, $\Delta C = \pm 1$, $\Delta b = \pm 1$ квантовых

систем, либо не изменяет их, если ни в начальном, ни в конечном состояниях не присутствует кварк с соответствующим ароматом. Слабое взаимодействие, вызываемое *нейтральным током*, не изменяет ароматы. Указанные О. п. естеств. образом вытекают из представлений о кварковом составе адронов и общей структуре слабого взаимодействия. В осцилляциях каонов, в к-рых странность меняется на две единицы, требуется участие двух W-бозонов; в этом смысле во взаимодействии дважды участвует заряж. ток.

В полулептонных распадах частиц, происходящих без изменения странности, справедливы О. п.: $\Delta Q = \Delta I_3 = \pm 1$, $|\Delta I| = 1$, где ΔQ — изменение электрич. заряда адронов. В распадах с изменением странности $\Delta Q = \Delta S = \pm 1$, $\Delta I_3 = {}^1/_2$, $|\Delta I| = {}^1/_2$. Эти О. п. вытекают из постулатов теории Кабиббо (см. *Аксиального тока частичное сохранение*, *Векторного тока сохранение*).

В моделях *великого объединения* неизбежны взаимодействия, нарушающие сохранение барионного и лептонного чисел. Однако в модели, основанной на калибровочной группе SU (5), имеется точное сохранение числа ($B - L$), вследствие чего в ней запрещены нейтронные осцилляции $n \to \bar{n}$, допускаемые в др. моделях. Несохранение барионного и лептонного чисел возможно также при поглощении частиц *чёрными дырами*.

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

С. П. Баранов.

ОТВЕРДЕВА́НИЯ ПРИ́НЦИП — одно из исходных положений *статики*, согласно к-рому состояние равновесия изменяемой механич. системы не нарушается при отвердевании системы. К изменяемым относятся система *материальных точек*, связанных между собой силами взаимодействия, системы твёрдых тел, соединённых шарнирами, стержнями или нитями, и системы частиц деформируемой среды — жидкости или газа. Если изменяемая система находится в равновесии, то это состояние равновесия не может быть нарушено присоединением дополнит. связи между точками или телами системы. О. п. является обобщением результатов наблюдений и практики и поэтому входит в число исходных положений учения о равновесии тел. На основании О. п. в число необходимых (но недостаточных) условий равновесия изменяемой или деформируемой системы должны включаться те условия, к-рые имеют место при равновесии абсолютно твёрдого тела, получаемого из изменяемой системы с помощью отвердевания (путём замены нежёстких связей жёсткими). Этим результатом широко пользуются в инженерной практике при изучении равновесия изменяемых систем.

ОТКРЫ́ТАЯ СИСТЕ́МА — термодинамич. система, к-рая обменивается с окружающей средой веществом, энергией и импульсом. К наиб. важному типу О. с. относятся хим. системы, в к-рых непрерывно протекают хим. реакции (извне поступают реагирующие вещества и отводятся продукты реакций). Биол. системы (живые организмы) можно также рассматривать как открытые хим. системы. Такой подход позволяет исследовать процессы их жизнедеятельности и развития на основе *термодинамики неравновесных процессов*, физ. и хим. кинетики.

Свойства О. с. описываются наиб. просто вблизи состояния термодинамич. равновесия. Если отклонение О. с. от термодинамич. равновесия мало, то неравновесное состояние можно охарактеризовать теми же параметрами, что и равновесное: темп-рой, хим. потенциалами компонентов системы и др. (но не с постоянными для всей системы значениями, а с зависящими от координат и времени). Степень неупорядоченности таких О. с., как и систем в равновесном состоянии, характеризуется *энтропией*. Энтропия О. с. в неравновесном (локально-неравновесном) состоянии определяется, в силу аддитивности энтропии, как сумма значений энтропии отд. малых элементов системы, находящихся в локальном равновесии (см. *Локальное термодинамическое равновесие*).

Отклонения термодинамич. параметров от их равновесных значений (т е р м о д и н а м и ч. с и л ы) вызывают в системе потоки энергии вещества (см. *Переноса явления*). Процессы переноса приводят к росту энтропии системы (*производству энтропии*).

Согласно *второму началу термодинамики*, в замкнутой изолиров. системе энтропия, возрастая, стремится к своему равновесному макс. значению, а произ-во энтропии — к нулю. В отличие от замкнутой системы, в О. с. возможны стационарные состояния с пост. энтропией при пост. произ-ве энтропии, к-рая должна при этом отводиться от системы. Стационарное состояние характеризуется постоянством скоростей хим. реакций и переноса реагирующих веществ и энергии. При таком «проточном равновесии» произ-во энтропии в О. с. минимально (*Пригожина теорема*). Стационарное неравновесное состояние играет в термодинамике О. с. такую же роль, какую играет термодинамич. равновесие в термодинамике равновесных процессов. Энтропия О. с. в этом состоянии хотя и поддерживается постоянной (произ-во энтропии компенсируется её отводом), но это стационарное значение энтропии не соответствует её максимуму (в отличие от замкнутой изолиров. системы).

Наиб. интересные свойства О. с. выявляются при нелинейных процессах, когда в О. с. возможно осуществление термодинамически устойчивых неравновесных (в частном случае стационарных) состояний, далёких от состояния термодинамич. равновесия и характеризующихся определённой пространственной или временно́й упорядоченностью (структурой), к-рую наз. д и с с и п а т и в н о й, т. к. её существование требует непрерывного обмена веществом и энергией с окружающей средой. Нелинейные процессы в О. с. и возможность образования *диссипативных структур* исследуют на основе ур-ний хим. кинетики: баланса скоростей хим. реакций в системе со скоростями подачи реагирующих веществ и отвода продуктов реакций. Накопление в О. с. активных продуктов реакций или теплоты может привести к автоколебательному (самоподдерживающемуся) режиму реакций. Для этого необходимо, чтобы в системе реализовалась положительная *обратная связь*: ускорение реакции под воздействием либо её продукта (хим. автокатализ), либо теплоты, выделяющейся при реакции. Подобно тому как в колебат. контуре с положит. обратной связью возникают устойчивые саморегулирующиеся незатухающие колебания (*автоколебания*), в хим. О. с. с положит. обратной связью возникают незатухающие саморегулирующиеся хим. реакции. Автокаталитич. реакции могут привести к неустойчивости хим. процессов в однородной среде и к появлению у О. с. стационарных состояний с упорядоченным в пространстве неоднородным распределением концентраций. В О. с. возможны также концентрац. волны сложного нелинейного характера (*автоволны*). Теория О. с. представляет особый интерес для понимания физ.-хим. процессов, лежащих в основе жизни, т. к. живой организм — это устойчивая саморегулирующаяся О. с., обладающая высокой организацией как на молекулярном, так и на макроскопич. уровне. Подход к живым системам как к О. с., в к-рых протекают нелинейные хим. реакции, создаёт новые возможности для исследования процессов молекулярной самоорганизации на ранних этапах появления жизни.

Примером О. с. может служить система с четырьмя сортами молекул A, B, C, X, между к-рыми возможны две хим. реакции по схемам

$$A + X \underset{k_1'}{\overset{k_1}{\rightleftarrows}} 2X, \quad B + X \underset{k_2'}{\overset{k_2}{\rightleftarrows}} C,$$

где стрелками обозначают прямую и обратную реакции, k_1, k_2, k_1', k_2' — константы скоростей прямой и обратной реакций. Концентрации a, b, c молекул A, B, C и константы скоростей реакций поддерживаются постоянны-

ми за счёт подвода и отвода вещества и тепла, что характерно для О. с. На практике, если кол-во веществ A, B, C велико по сравнению с кол-вом веществ X, то их концентрации можно считать постоянными.

Концентрация n веществ X может зависеть от времени t за счёт протекания хим. реакций. Из двух ур-ний баланса веществ в реакциях (с учётом *действующих масс закона*) следует, что

$$dn/dt = (k_1a - k_2b)n - k_1'bn^2 + k_2'c. \quad (1)$$

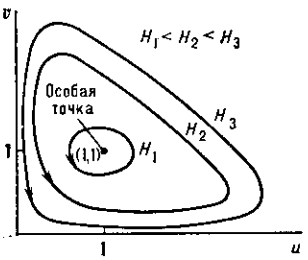
Из ур-ния (1) вытекает, что при $k_2' = 0$ и $k_1a = k_2b$ величина n при любом нач. условии с ростом t стремится к нулю как $n = n_0\,(1 + tk_1'\,bn_0)^{-1}$, где n_0 — нач. значение концентрации n. В этом же случае при $k_1a < k_2b$ в пределе n также стремится к нулю, но экспоненциально, а при $k_1a > k_2b$ величина n стремится к постоянному предельному значению, зависящему от соотношения коэф. в (1): $n_\infty = (k_1a - k_2b)/k_1'b$. Наличие неск. предельных стационарных состояний является характерным свойством О. с., связанным с тем, что они описываются нелинейными дифференц. ур-ниями. Упрощённая модель одномодового лазера также описывается ур-нием типа (1) для числа возбуждённых атомов n при $k_2' = 0$ с коэф., зависящими от коэф. усиления и затухания вследствие потерь в лазере.

Учёт явлений *диффузии* в ур-ниях баланса хим. реакций приводит к дополнит. членам $D\partial^2n/\partial x^2$ (D — коэф. диффузии, x — пространственная координата), откуда следует, что в стационарных состояниях таких О. с. концентрации $n(x)$ пространственно неоднородны, кроме того, при определ. условиях в них могут существовать области, где $n(x)$ испытывает пространств. осцилляции (диссипативные структуры).

Др. примером О. с. является экологич. система «хищник—жертва», к-рая описывается ур-ниями Лотки—Вольтерры (ур-ния баланса числа «жертв» n_1 и «хищников» n_2):

$$dn_1/dt = \alpha_1n_1 - \alpha n_1n_2,\ dn_2/dt = -\beta_2n_2 + \beta n_1n_2, \quad (2)$$

где α_1, β_2 характеризуют скорости возрастания популяций «жертв» при отсутствии «хищников» и убывания «хищников» при отсутствии «жертв». Коэф. α, β характеризуют скорости гибели «жертв» из-за наличия «хищников» и возрастания «хищников» из-за наличия «жертв». Коэф. считаются постоянными, это означает, в частности, что запасы пищи для «жертв» достаточно велики или восполняются.



Такая экологич. система имеет два положения равновесия $n_1 = n_2 = 0$ и $n_{1s} = \beta_2/\beta$, $n_{2s} = \alpha_1/\alpha$. Относительные числа «жертв» и «хищников» $u = n_1/n_{1s}$, $v = n_2/n_{2s}$ удовлетворяют уравнению

$$dv/du = av(u - 1)/u(1 - v),\ a = \beta_2/\alpha_1,$$

к-рое имеет решение

$$au + v - \ln(u^av) = H = \text{const}.$$

Ур-ния (2) имеют периодич. решения, к-рым соответствуют предельные циклы, изображённые на фазовой плоскости (рис.). Эти решения описывают периодич. колебания числа «жертв» и «хищников». Возможность таких незатухающих нелинейных колебаний является важным свойством О. с.

Гидродинамич. системы в турбулентном состоянии являются также примером О.с. В них возможны стационарные состояния с сильными флуктуациями из-за баланса импульса с учётом его переноса, вызванного неоднородностями флуктуаций скоростей, и баланса флуктуаций скоростей с учётом их релаксации и диффузии. Открытый характер системы связан с тем, что градиент давления, обусловливающий турбулентный поток, и темп-ра поддерживаются постоянными.

Теория О. с. — одно из направлений общей теории систем, к к-рым относятся, напр., рассматриваемые в кибернетике системы переработки информации, транспортные узлы, системы энергоснабжения и др. Подобные системы, хотя и не являются термодинамическими, описываются системой ур-ний баланса, в общем случае нелинейных и сходных с аналогичными ур-ниями для физ.-хим. и биол. О. с. Для всех подобных систем существуют общие проблемы регулирования и оптим. функционирования.

Лит.: Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Гленсдорф П., Пригожин И., Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций, пер. с англ., М., 1973; Волькенштейн М. В., Биология и физика, «УФН», 1973, т. 109, с. 499; Пригожин И., Николис Ж., Биологический порядок. Структура и неустойчивости, пер. с англ., там же, с. 517; Эйген М., Самоорганизация материи и эволюция биологических макромолекул, пер. с англ., М., 1973; Марри Дж., Нелинейные дифференциальные уравнения в биологии. Лекции о моделях, пер. с англ., М., 1983; Хакен Г., Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985.

Д. Н. Зубарев.

ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ — разновидность *магнитных ловушек* для удержания термоядерной плазмы в определённом объёме пространства, ограниченном в направлении вдоль поля. В отличие от замкнутых ловушек (токамаков, стеллараторов), имеющих форму тороида, для О. л. характерна линейная геометрия, причём силовые линии магн. поля пересекают торцевые поверхности плазмы (с последним обстоятельством и связано происхождение термина «О. л.» — они «открыты» с торцов).

О. л. имеют ряд потенц. преимуществ по сравнению с замкнутыми: они проще в инженерном отношении, в них более эффективно используется энергия удерживающего плазму магн. поля, легче решается проблема удаления из плазмы тяжёлых примесей и продуктов термоядерной реакции, мн. разновидности О. л. могут работать в полностью стационарном режиме. Однако возможность реализации этих преимуществ в термоядерном реакторе на основе О. л. требует ещё эксперим. доказательств.

Пробкотрон — наиб. распространённый тип О. л. (рис. 1, *а*). Предложен в нач. 1950-х гг. независимо Г. И. Будкером и Р. Постом (R. Post). Участки сильного магн. поля на концах этой ловушки удерживают плазму, поэтому их наз. магн. пробками.

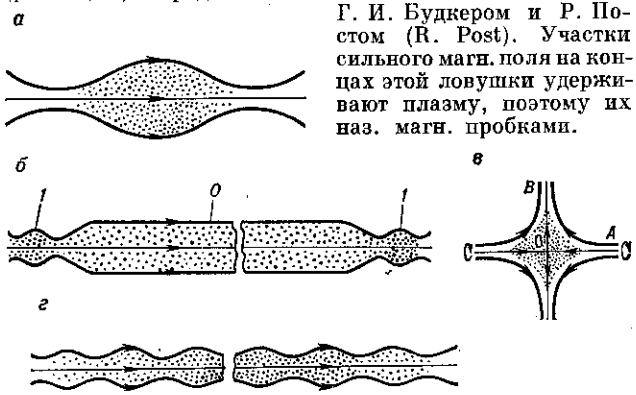


Рис. 1. Различные типы открытых магнитных ловушек (точками показана плазма): *а* — пробкотрон; *б* — амбиполярная ловушка (*0* — длинный центральный пробкотрон, *1* — короткие концевые пробкотроны); *в* — антипробкотрон (0 — нуль магнитного поля, *A* — осевая щель, *B* — кольцевая щель); *г* — многопробочная ловушка.

Удержание частицы в пробкотроне обусловлено адиабатич. инвариантностью её магн. момента, имеющей место в условиях, когда ларморовский радиус частицы мал по сравнению с масштабом изменения магн. поля (см. *Адиабатические инварианты*). В нерелятивистском приближении магн. момент частицы $\mu = mv_\perp^2/2H$,

где H — напряжённость магн. поля, а m и $v_\perp$ — масса и перпендикулярная магн. полю составляющая скорости частицы. Из адиабатич. инвариантности μ и закона сохранения энергии частицы $\mathscr{E} = m(v_\parallel^2 + v_\perp^2)/2$ следует, что при условии $\mu H_{\text{макс}} > \mathscr{E}$ (где $H_{\text{макс}}$ — макс. значение магн. поля в пробках) частица отражается от пробок и совершает финитное движение внутри ловушки.

Если обозначить индексом «0» значения всех величин в минимуме магн. поля, то условие $\mu H_{\text{макс}} > \mathscr{E}$ можно записать в виде

$$R = \frac{H_{\text{макс}}}{H_0} > \frac{v_{\parallel 0}^2 + v_{\perp 0}^2}{v_{\perp 0}^2}. \qquad (1)$$

Величину R наз. «пробочным отношением». Из условия (1) следует, что при данном соотношении полей $H_{\text{макс}}$ и H_0 в ловушке удерживаются только те частицы, вектор скорости к-рых лежит в пространстве скоростей вне «конуса потерь» [конуса с осью, параллельной магн. полю, и с углом при вершине $\alpha = \arcsin(1/\sqrt{R})$].

В осесимметричном пробкотроне плазма, как правило, подвержена *желобковой неустойчивости*, приводящей к просачиванию плазмы поперёк магн. поля в виде узких языков. Неустойчивость возникает потому, что в таком пробкотроне модуль магн. поля спадает в радиальном направлении, а плазме энергетически выгодно перемещаться в область слабого поля. Для стабилизации желобковой неустойчивости применяются неосесимметричные магн. поля, имеющие абс. минимум H в области удержания.

Пробкотроны заполняют горячей плазмой, инжектируя быстрые атомы водорода. Проникая поперёк магн. поля в плазму, они захватываются там вследствие ионизации и перезарядки и обеспечивают поддержание материального и энергетич. баланса плазмы. Таким методом в пробкотроне 2XПВ в Ливерморской лаборатории (США) в 1976 получена квазистационарная плазма с плотностью $\sim 10^{14}$ см$^{-3}$ и темп-рой ионов $T_i \approx 10^8$ К.

Упругие столкновения ионов плазмы друг с другом приводят к их рассеянию, попаданию в конус потерь и выходу из пробкотрона. Расчёты показывают, что определяемое этим процессом время τ жизни плазмы в пробкотроне может быть оценено по ф-ле

$$\tau \sim \tau_i \lg R, \qquad (2)$$

где τ_i — время рассеяния иона на угол порядка единицы. Эта оценка справедлива в условиях, когда длина пробкотрона мала по сравнению с длиной свободного пробега ионов λ_i.

Время рассеяния электронов τ_e очень мало по сравнению с τ_i, и поэтому ф-ция распределения электронов близка к максвелловской. В частности, она изотропна, т. е. значит, часть электронов находится в конусе потерь и могла бы вылететь из ловушки через пробки. В таких условиях квазинейтральность плазмы обеспечивается возникающим в ней амбиполярным электрич. полем, препятствующим потерям электронов. Распределение амбиполярного потенциала вдоль нек-рой силовой линии магн. поля даётся ф-лой

$$\varphi = \text{const} + \frac{T_e}{e} \ln n, \qquad (3)$$

где T_e — темп-ра электронов, n — локальная плотность плазмы. Амбиполярное электрич. поле приводит к нек-рому ухудшению удержания ионов.

К большому дополнит. уменьшению времени жизни ионов приводит их рассеяние на надтепловых флуктуациях электрич. поля, к-рые могут возникать вследствие анизотропии ионной ф-ции распределения (анизотропия связана с отсутствием ионов в конусе потерь). Относительно малое время жизни в пробкотроне делает перспективы применения таких систем в качестве термоядерных реакторов не слишком благоприятными. В связи с этим в разное время было предложено неск. усовершенствованных типов О. л., основанных на идее пробкотрона.

Амбиполярная ловушка. Одна из возможностей повышения времени удержания ионов связана с использованием амбиполярного электрич. поля. К длинному пробкотрону O (рис. 1, *б*) с плазмой умеренной плотности с каждой стороны присоединяется по короткому пробкотрону *1*, в к-рых с помощью интенсивной инжекции высокоэнергетич. нейтральных атомов поддерживается высокая плотность плазмы. Тогда в соответствии с (3) между центральным и крайними пробкотронами возникает разность потенциалов, равная $(T_e/e)\ln(n_1/n_0)$, и для ионов центр. пробкотрона появляется эл.-статич.

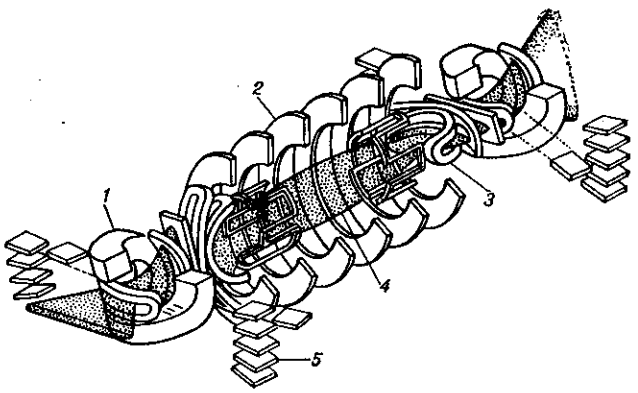


Рис. 2. Схема амбиполярной ловушки ТМХ: *1* — аксиально-несимметричная обмотка концевого пробкотрона, обеспечивающая минимум магнитного поля H на оси; *2* — обмотки центрального соленоида; *3* — переходные обмотки; *4* — плазма; *5* — инжекторы нейтральных атомов. Характерная «всерная» форма плазмы вблизи концов установки обусловлена свойствами магнитного поля установки. В центральном соленоиде сечение плазмы круглое.

потенц. яма. При достаточно большом перепаде плотности глубина ямы будет столь велика, что потери ионов из центр. пробкотрона станут пренебрежимо малыми. Разумеется, поддержание высокой плотности плазмы в концевых пробкотронах требует определ. энергетич. затрат, но эти затраты не зависят от длины центр. пробкотрона. А т. к. мощность термоядерного энерговыделения в нём пропорц. его длине, то, делая центр. пробкотрон достаточно длинным, можно обеспечить положит. энергетич. баланс системы в целом.

В экспериментах на ряде амбиполярных ловушек в кон. 70-х — нач. 80-х гг. было показано, что амбиполярное удержание ионов центр. пробкотрона действительно существует. При создании нужного распределения плотности время жизни ионов центр. пробкотрона возрастало в $\sim$ 10 раз по сравнению с оценкой (2). Параметры плазмы центр. пробкотрона были при этом довольно умеренными (в установке ТМХ, схема к-рой приведена на рис. 2, $T_i \simeq 100$ эВ, $n_i \sim 10^{13}$ см$^{-3}$).

Трудности повышения параметров плазмы в амбиполярных ловушках связаны гл. обр. с возможностью усиленного рассеяния ионов концевых пробкотронов на надтепловых флуктуациях.

Неосесимметричные магн. поля, используемые для стабилизации желобковой неустойчивости, могут быть источником усиленного поперечного переноса плазмы, напоминающего неоклассич. перенос в замкнутых ловушках. Поэтому необходимо отыскать топологически несложные осесимметричные магн. конфигурации, в к-рых плазма была бы устойчива по отношению к желобковым возмущениям.

Т. н. **антипробкотрон**, возникающий при «встречном» включении двух соосных магн. катушек (рис. 1, *в*),— одна из обладающих таким свойством конфигураций.

Модуль магн. поля в этой ловушке обладает абс. минимумом в центре системы, но этот минимум равен нулю. Соответственно, вблизи центра антипробкотрона нарушается адиабатич. инвариантность μ, и плазма из этой области быстро теряется вдоль силовых линий. Для устранения этих потерь можно использовать в осевой A и кольцевой B щелях антипробкотрона систему спец. электродов, предотвращающих потери электронов. Удержание ионов будет тогда обеспечено собств. амбиполярным потенциалом плазмы. Техн. ограничения затрудняют экстраполяцию этой схемы к реакторным параметрам плазмы. Возможно, антипробкотроны найдут применение в качестве стабилизирующего элемента в амбиполярных ловушках.

Совсем др. возможности увеличения времени удержания связаны с переходом к О. л. с длиной L, превышающей длину свободного пробега ионов. Пример систем такого типа — многопробочная ловушка (МПЛ), предложенная в нач. 70-х гг. Установка имеет вид цепочки связанных между собой пробкотронов (рис. 1, *г*), причём длина каждого меньше λ_i. В такой О. л. время жизни плазмы возрастает в $(L/\lambda_i)^2$ раз по отношению к оценке (2).

Др. установка, относящаяся к этому классу,— т. н. газодинамич. ловушка (ГДЛ), представляющая собой пробкотрон с большим пробочным отношением ($R = 50—100$) и с длиной $L > \lambda_i/R$. Время жизни плазмы в ГДЛ в LR/λ_i раз больше оценки (2). Особенность ГДЛ состоит в том, что желобковая неустойчивость в ней может быть подавлена даже в простой осесимметричной конфигурации магн. поля.

Достоинством О. л. с $L > \lambda_i/R$ (МПЛ, ГДЛ) является то, что продольные потери плазмы из них не зависят от микрофлуктуаций, недостатком — то, что длина таких установок (в реакторном варианте) относительно велика.

Лит.: Чуянов В. А., Адиабатические магнитные ловушки, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 1, ч. 1, М., 1980; Чириков Б. В., Динамика частиц в магнитных ловушках, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 13, М., 1984; Рютов Д. Д., Ступаков Г. В., Процессы переноса в аксиально-несимметричных открытых ловушках, там же; Пастухов В. П., Классические продольные потери плазмы в открытых адиабатических ловушках, там же; Рютов Д. Д., Открытые ловушки, «УФН», 1988, т. 154, с. 565. *Д. Д. Рютов.*

ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР — колебательная система, состоящая из отражателей (напр., в случае эл.-магн. волн металлич. или диэлектрич. зеркал), осуществляющих путём многократных отражений волновых пучков локализацию (удержание) резонансных волновых полей в конечной области пространства. Обычно характерные размеры О. р. заметно превышают длины волн ($d \gg \lambda$) возбуждаемых колебаний, что во мн. случаях позволяет исследовать свойства О. р. в приближении квазиоптики. При этом поляризация поля несущественна, а описание О. р. универсально и пригодно для колебаний любой природы — эл.-магн., акустических и т. п. Практически первым вариантом О. р. стала система из двух плоскопараллельных зеркал конечных размеров (разновидность *интерферометра Фабри — Перо*). Предложенная А. М. Прохоровым, Р. Г. Дикке (R. H. Dicke), А. Л. Шавловом (A. L. Schawlow) и Ч. Таунсом (Ch. Townes) (1958), она предназначалась для эл.-магн. колебаний субмиллиметрового и оптич. диапазонов. Впоследствии идеи этого варианта О. р. были перенесены в др. диапазоны эл.-магн. колебаний, а также на волновые поля иной природы. Ниже для определённости рассматриваются только О. р. для эл.-магн. колебаний.

В известном смысле О. р. можно рассматривать как модификацию экранированных объёмных резонаторов с частично убранными стенками. Спектр собств. колебаний идеального экраниров. резонатора с увеличением его объёма уплотняется ($\Delta\omega/\omega \sim \pi c^3/V\omega^3$) и при наличии даже малого поглощения превращается в сплошной, так что такая система фактически перестаёт быть резонансным устройством. Возникает естеств. потребность в разрежении спектра (в селекции мод). В О. р. разрежение осуществляется простейшим образом — увеличением радиац. потерь нежелательных мод, к-рые «высвечиваются» в окружающее пространство. Это прежде всего моды, группирующиеся в лучи, не задевающие отражателей. С др. стороны, подбором размеров и профилей отражателей удаётся снизить потери на излучение (дифракц. потери) полезных (рабочих) мод и сделать их высокодобротными. Для избират. уменьшения потерь может быть использовано отражение от границы диэлектрик — вакуум. В О. р., образованном диэлектрич. стержнем с проницаемостью ε_d, размещённым между параллельными пластинами (рис. 1, *а*), колебания с малыми потерями представляют собой волновые пучки, полностью отражающиеся от

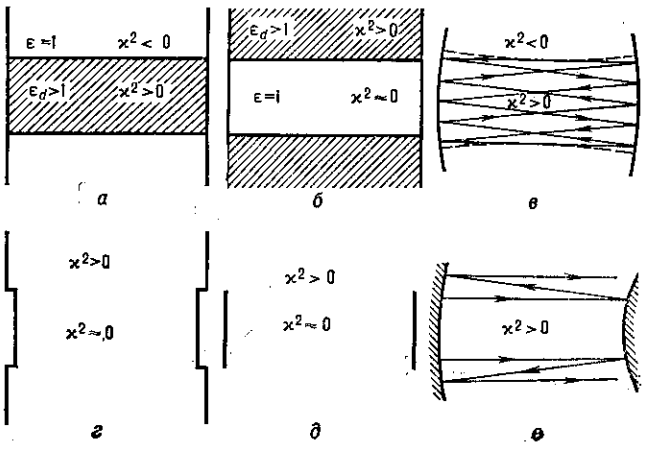


Рис. 1.

границы диэлектрик — вакуум. Поперечное к оси резонатора волновое число $\varkappa$ этих мод в области $\varepsilon = 1$ является чисто мнимым, в области $\varepsilon_d > 1$ действительным. Для высокодобротных мод пространство с $\varepsilon = 1$ представляет закритич. волновод (см. *Волновод* и *Волновод диэлектрический*). Число таких колебаний увеличивается с ростом разности $\varepsilon_d - 1$. В «инвертированной» системе (рис. 1, *б*) высокодобротные колебания сосредоточены в оптически менее плотной среде. Они излучают в более плотную среду, и это излучение не обращается в нуль даже для идеальных диэлектриков. Высокодобротными являются колебания в виде волновых пучков, скользящих вдоль границы диэлектриков. Поперечные волновые числа пучков близки к нулю внутри резонатора в среде с $\varepsilon = 1$ и действительны в среде с $\varepsilon_d > 1$. Частоты колебаний близки к критич. частотам внутр. волновода.

Аналогичные условия отражения могут быть реализованы и без применения диэлектриков: полное отражение от закритич. волновода — плавным уменьшением расстояния между отражателями (рис. 1, *в*), сильное отражение на частотах, близких к критич. частотам внутр. волновода,— внесением неоднородностей: скачкообразным изменением расстояния между отражателями (рис. 1, *г*) или ограничением размеров отражателей (рис. 1, *д*). Высокодобротные колебания будут иметь в этих случаях разный характер. В первом существует каустика, разграничивающая области докритич. и закритич. волноводов, в последнем — поле быстро (экспоненциально) убывает при удалении от каустики, во втором случае поле ограничивается областью сильного отражения. Оба способа повышения добротности применяются в О. р. Когда не требуется высокой добротности рабочей моды, часто используются резонаторы с постепенным увеличением расстояния между отражателями (рис. 1, *е*). Благодаря высоким значениям отношения запасённой энергии к энергии потерь доб-

ротности совр. О. р. достигают рекордных цифр во всех достаточно КВ-диапазонах эл.-магн. волн: от 10^6 в диапазоне миллиметровых волн до 10^9 в оптическом.

Моды в О. р. суть волновые пучки, к-рые в квазиоптич. приближении можно представить как поля, рас-

Потери на излучение таких мод экспоненциально малы и носят характер туннельного «просачивания» поля от каустики к краю зеркала. При отсутствии дифракции на краях зеркал собств. частоты двухзеркального неустойчивого О. р. с выпуклыми зеркалами определяются

ОТНОСИ́ТЕЛЬНАЯ БИОЛОГИ́ЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИ́ВНОСТЬ (ОБЭ) — безразмерный коэф., характеризующий эффективность биол. действия разл. *ионизирующих излучений*. Определяется как отношение *дозы* нек-рого образцового излучения D_0 к дозе данного излучения D_x:

$$\text{ОБЭ} = D_0/D_x.$$

За образцовое принимают рентг. излучение с определённым энергетич. спектром, D_0 и D_x соответствуют одинаковому радиац. эффекту (напр., помутнение хрусталика глаза, число погибших клеток, число хромосомных аберраций). ОБЭ зависит от дозы излучения, от его длительности при заданной дозе, от вида наблюдаемого эффекта и от линейной передачи энергии заряженных частиц (рис. 1 и 2). Данные по ОБЭ используются

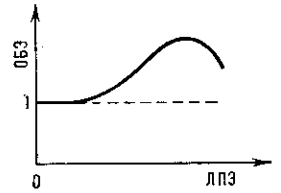


Рис. 1.

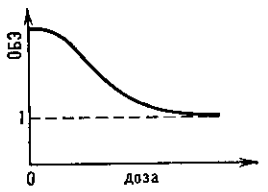


Рис. 2.

для установления т. н. коэф. качества излучения, к-рый переводит значение поглощённой дозы излучения в значение эквивалентной дозы.

Лит. см. при ст. *Доза* излучения. *В. И. Иванов.*

ОТНОСИ́ТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ. При решении ряда задач кинематики движение точки (или тела) рассматривают одновременно по отношению к двум (или более) системам отсчёта, из к-рых одна, наз. основной, считается условно неподвижной, а другая, определённым образом движущаяся относительно основной,— подвижной системой отсчёта. Движение точки (или тела) по отношению к подвижной системе отсчёта наз. О. д. Скорость точки в О. д. наз. относит. скоростью $\boldsymbol{v}_{\text{отн}}$, а ускорение — относит. ускорением $\boldsymbol{w}_{\text{отн}}$. Движение всех точек подвижной системы относительно основной наз. в этом случае переносным движением, а скорость и ускорение той точки подвижной системы, в к-рой в данный момент времени находится движущаяся точка,— переносной скоростью $\boldsymbol{v}_{\text{пер}}$ и переносным ускорением $\boldsymbol{w}_{\text{пер}}$. Наконец, движение точки (тела) по отношению к осн. системе отсчёта наз. сложным или абсолютным, а скорость и ускорение этого движения — абс. скоростью $\boldsymbol{v}_{\text{а}}$ и абс. ускорением $\boldsymbol{w}_{\text{а}}$. Зависимость между названными величинами даётся в классич. механике равенствами

$$\boldsymbol{v}_{\text{а}} = \boldsymbol{v}_{\text{отн}} + \boldsymbol{v}_{\text{пер}}, \quad \boldsymbol{w}_{\text{а}} = \boldsymbol{w}_{\text{отн}} + \boldsymbol{w}_{\text{пер}} + \boldsymbol{w}_{\text{кор}}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{w}_{\text{кор}}$ — *Кориолиса ускорение*. Разложение сложного движения на переносное и О. д. и применение для определения характеристик этого движения ф-л (1) позволяют существенно упрощать кинематич. исследования.

В динамике О. д. наз. движение по отношению к неинерциальной системе отсчёта, для к-рой законы механики Ньютона несправедливы. Чтобы ур-ния О. д. материальной точки сохранили тот же вид, что и в *инерциальной системе отсчёта*, надо к действующей на точку силе взаимодействия с др. телами $\boldsymbol{F}$ присоединить т. н. переносную силу инерции $\boldsymbol{J}_{\text{пер}} = -m\boldsymbol{w}_{\text{пер}}$ и *Кориолиса силу* $\boldsymbol{J}_{\text{кор}} = -m\boldsymbol{w}_{\text{кор}}$, где m — масса точки. Тогда

$$m\boldsymbol{w}_{\text{отн}} = \boldsymbol{F} + \boldsymbol{J}_{\text{пер}} + \boldsymbol{J}_{\text{кор}}. \qquad (2)$$

При О. д. системы материальных точек аналогичные ур-ния составляются для всех точек системы. Этими ур-ниями широко пользуются для изучения О. д. под действием сил различных механич. устройств (в частности, *гироскопов*), устанавливаемых на подвижных основаниях (кораблях, самолётах, ракетах), а также для изучения движения тел по отношению к Земле в случаях, когда требуется учесть её суточное вращение.

Лит. см. при ст. *Кинематика* и *Динамика*. *С. М. Targ.*

ОТНОСИ́ТЕЛЬНОЕ ОТВЕ́РСТИЕ — отношение диаметра действующего отверстия *объектива* к его фокусному расстоянию. Квадрат О. о. определяет освещённость в плоскости изображения и наз. геом. *светосилой* объектива.

ОТНОСИ́ТЕЛЬНОЕ РАВНОВЕ́СИЕ — равновесие (покой) материальной точки (тела) по отношению к неинерциальной системе отсчёта. Условие О. р. материальной точки состоит в том, что геом. сумма действующих на неё сил взаимодействия $\boldsymbol{F}$ с др. телами должна вместе с переносной силой инерции $\boldsymbol{J}_{\text{пер}} = -m\boldsymbol{w}_{\text{пер}}$ (см. *Относительное движение*) дать ноль, т. е. $\Sigma\,\boldsymbol{F} + \boldsymbol{J}_{\text{пер}} = 0$. При равновесии тела на поверхности Земли одной из действующих на него сил будет сила тяжести P, являющаяся суммой силы притяжения Земли и переносной силы инерции $\boldsymbol{J}_{\text{пер}}$, обусловленной суточным вращением Земли. Следовательно, сила $\boldsymbol{J}_{\text{пер}}$ входит в силу $\boldsymbol{P}$ и условие О. р. на Земле будет иметь тот же вид, что и в *инерциальной системе отсчёта*.

С. М. Targ.

ОТНОСИ́ТЕЛЬНОСТИ ПРИ́НЦИП (принцип относительности Эйнштейна) — утверждает, что все физ. явления (механич., оптич., эл.-магн. и любые другие) при одинаковых нач. условиях протекают одинаково во всех *инерциальных системах отсчёта*. Этот постулат был, по-видимому, впервые высказан А. Пуанкаре (H. Poincaré) в 1895. Вместе с постулатом о независимости скорости света от движения источника О. п. был положен А. Эйнштейном в основу построения *относительности теории*, приведшей к глубокому пересмотру понятий о пространстве и времени. О. п. содержит как предельный случай при малых по сравнению со скоростью света скоростях тел *Галилея принцип относительности*.

И. Ю. Кобзарев.

ОТНОСИ́ТЕЛЬНОСТИ ТЕО́РИЯ

Содержание:

Введение 493
Группа Пуанкаре 494
Группа Лоренца 496
Аберрация света и видимая форма предметов в частной О. т. 497
Пространство скоростей 497
Векторы и тензоры в пространстве Минковского 498
Спинорные представления группы Лоренца 499
Структура пространства Минковского 499
Релятивистская механика 500
Экспериментальные основания частной О. т. 501

О. т.— теория, описывающая универс. пространственно-временны́е свойства физ. процессов. Поскольку эти свойства справедливы для всех известных в физике процессов и взаимодействий, об О. т. говорят просто как о физ. теории пространства-времени.

Введение

Возникновение О. т. связано с неудачей обнаружить движение Земли относительно *эфира*. Х. А. Лоренц (H. A. Lorentz) и А. Пуанкаре (H. Poincaré) в 1904—05 смогли объяснить невозможность обнаружения этого движения, оставаясь в рамках представления о выделенности системы координат, в к-рой эфир покоится. Совр. точка зрения, основанная на принципе относительности Эйнштейна, была сформулирована А. Эйнштейном (A. Einstein) в 1905; при этом было исключено понятие механич. эфира. Большой вклад в развитие матем. аппарата теории внёс в 1908—10 Г. Минковский (H. Minkowski), к-рому принадлежит и интерпретация О. т. как геометрии четырёхмерного пространства-времени [1—4].

После появления теории тяготения Эйнштейна, построение к-рой было начато Эйнштейном в 1907 и завершено Х. Д. Гильбертом (H. D. Hilbert) и Эйнштейном в 1915 (первое обобщающее изложение теории было дано Эйнштейном в 1916), и её эксперим. подтверж-

дения стало ясно, что свойства пространства-времени в данной области зависят от действующих в ней гравитац. полей (см. *Тяготение*). В О. т. рассматривается частный случай — свойства пространства-времени в областях, где полями тяготения можно с желаемой точностью пренебречь; отсюда термин — ч а с т н а я, или с п е ц и а л ь н а я, О. т. (последний термин возник в результате неудачного букв. перевода нем. слова speziell — частный). Осн. понятие О. т.—с о б ы т и е, под к-рым понимается нечто происходящее в данный момент времени в данной точке пространства (напр., вспышка света или совпадение стрелки прибора с делением шкалы). Реальные события имеют конечную протяжённость в пространстве и времени, поэтому понятие события в О. т. является идеализацией. Опыт показывает, что применимость этой идеализации очень высока, вплоть до расстояний $\sim 10^{-16}$ см и времён $\sim 10^{-26}$ с.

Предполагается, что потенц. совокупность событий образует четырёхмерный континуум. Каждое событие может быть охарактеризовано тройкой действит. чисел, определяющей его пространств. положение, и ещё одним действит. числом, определяющим момент времени, в к-рый это событие происходит. Предполагается, что пространство-время непрерывно, т. е. любой такой четвёрке чисел в нек-рой области числового пространства может быть поставлено в соответствие нек-рое событие и близким событиям отвечают близкие четвёрки чисел.

Области пространства-времени, где справедлива частная О. т., характеризуются тем, что в них могут быть введены локально *инерциальные системы отсчёта* (и. с. о.), в к-рых свободные от внеш. воздействий точечные тела и импульсы света движутся прямолинейно и равномерно. В реальной Вселенной гравитац. поля глобально не устранимы и присутствуют всюду. При наличии таких полей условия, требуемые для введения и. с. о., не выполняются, в частности ни точечные тела, ни импульсы света не движутся прямолинейно. Однако в тех областях, где эти поля однородны, можно, в силу *эквивалентности принципа*, ввести падающие свободно и без вращения системы отсчёта, в к-рых эти поля исчезают. Такие системы отсчёта и являются инерциальными. Любая система отсчёта, движущаяся равномерно и без вращения относительно данной и. с. о., также является инерциальной. В и. с. о. справедлива евклидова геометрия для пространства. Утверждение о равномерности движения предполагает определённый выбор синхронизации часов в разных точках и. с. о. (см. ниже).

Пример и. с. о.— система отсчёта, связанная с искусств. спутником Земли, стабилизированным относительно вращения с помощью гироскопа. В такой системе отсчёта не действуют ни гравитац. поле Земли, ни поля Солнца и Галактики в той степени, в какой эти поля однородны в масштабе спутника. Если рассматривать систему отсчёта, связанную с Землёй, то она уже не будет инерциальной как из-за вращения Земли, так и из-за появления в ней собств. гравитац. поля Земли. Однако на расстояниях, бо́льших по сравнению с размерами области, где гравитац. поле Земли велико, но малых по сравнению с расстоянием до Солнца, систему отсчёта, связанную с Землёй, можно считать инерциальной, т. к. Земля свободно падает в гравитац. поле Солнца.

Практически вопрос о том, можно ли данную систему отсчёта считать инерциальной, зависит от характера производимого опыта и требуемой точности. Так, при выполнении большинства оптич. опытов система, связанная с Землёй, может считаться инерциальной даже на поверхности Земли; то же относится к экспериментам в физике элементарных частиц. С др. стороны, камень, брошенный вблизи Земли, не движется прямолинейно и равномерно, и для него эта система отсчёта не инерциальна. Характерным параметром, определяющим возможность введения и. с. о., является отношение $\Delta\varphi/c^2$, где $\Delta\varphi$ — изменение гравитац. потенциала в рассматриваемой области. Напр., при измерении *Доплера эффекта* $\Delta\varphi/c^2$ в области измерения должно быть мало по сравнению с величиной v/c, где v — скорость источника, c — скорость света.

В области, где справедлива частная О. т., можно ввести и неинерц. системы отсчёта, в к-рых свойства пространства-времени нужно описывать с помощью аппарата общей теории относительности. В этом случае условие применимости частной О. т. имеет вид $R_{\mu\nu\rho\sigma} = 0$, где $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ — тензор Римана (*кривизны тензор*), или более точно $R_{\mu\nu\rho\sigma} l_1 l_2 \ll 1$, где l_1, l_2 — характерные для данного опыта длины. При условии $R_{\mu\nu\rho\sigma} = 0$ всегда можно ввести совокупность и. с. о. Если условие $\Delta\varphi/c^2 \ll 1$ при линейном законе изменения $\Delta\varphi$ характеризует неинерциальность, к-рая может быть устранена переходом в др. систему отсчёта, то мера отклонения $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ от нуля определяет, насколько пространство-время в данной области искривлено неустранимым образом.

Обычно под частной О. т. подразумевают описание явлений с помощью и. с. о. После того как и. с. о. выбрана, необходимо задать метод определения в ней времён и координат событий. Т. к. в инерц. системах в частной О. т. справедлива евклидова геометрия, то для определения координат событий можно пользоваться декартовыми координатами x^1, x^2, x^3, или x, y, z, где x, y, z измеряются стандартным жёстким масштабом в ортогональной декартовой системе координат. Три координаты x, y, z объединяются в трёхмерный вектор $\boldsymbol{r}$ (или $\boldsymbol{x}$). Время t в данной точке $\boldsymbol{r}$ измеряют любым механизмом, совершающим периодич. движение, т. е. периодически возвращающимся в данную конфигурацию. Тогда число периодов и есть время t. Предполагается, что часы во всех точках пространства и во всех и. с. о. одинаковы. В совр. метрологии осн. единицы для измерения длины и времени выбираются с помощью оптич. явлений (число световых волн стандартного излучателя и число атомных колебаний стандартного атома для заданных переходов).

Для полного задания системы отсчёта необходимо определить метод сравнения времён событий, происходящих в разных местах. Опыт показывает, что в и. с. о. пространство изотропно; никаким опытом нельзя выделить физически предпочтительное направление. Естественно выбрать такую синхронизацию часов, находящихся в разных точках A, B, чтобы не нарушалась эта изотропия. Стандартное определение в частной О. т. таково. Пусть в момент t_1 из точки A в точку B посылается сигнал (световой импульс, акустич. импульс в среде, находящейся в данной и. с. о., выстрел и т. д.). После прибытия сигнала в B идентичный сигнал посылается из B в A, где принимается в момент времени t_2. Тогда, по определению, время прибытия сигнала в B есть $t = (t_1 + t_2)/2$; иначе говоря, предполагается, что времена распространения сигнала из A в B и из B в A одинаковы. Два события считаются одновременными (синхронными) в данной и. с. о., если времена t для них совпадают. Приведённые определения задают в данной и. с. о. L пространственно-временну́ю координату x, y, z, t. Хотя в действительности область, охватываемая данной и. с. о. L, конечна, удобно допустить идеализиров. ситуацию и предполагать, что все перечисл. переменные меняются от $-\infty$ до $+\infty$.

Теоретически можно допустить Вселенную, в к-рой массы и поля тяготения занимают малую область, а в осн. пространстве действует частная О. т., однако в реальной Вселенной эта возможность не реализована.

Группа Пуанкаре

В области применимости частной О. т. пространство-время обладает высокой степенью симметрии: все физ. явления инвариантны относительно собств. преобразо-

ваний Пуанкаре, оставляющих инвариантной *метрику пространства-времени* Минковского. Последняя определяется квадратом *интервала* s^2, к-рый для двух событий с координатами x_1, y_1, z_1, t_1 и x_2, y_2, z_2, t_2 имеет вид:

$$s^2 = c^2(t_1 - t_2)^2 - (x_1 - x_2)^2 - (y_1 - y_2)^2 - (z_1 - z_2)^2. \quad (1)$$

Пространство-время с такой метрикой наз. *Минковского пространством-временем.*

Обычно используется сокращённая запись: вводятся четырёхмерный вектор x с компонентами $x^\mu (\mu = 0, 1, 2, 3)$: $x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, метрический тензор $\eta_{\mu\nu}$, к-рый диагонален и имеет компоненты $\eta_{00} = 1$, $\eta_{11} = \eta_{22} = \eta_{33} = -1$ [или $\eta = \mathrm{diag}\ (1, -1, -1, -1)$], и эйнштейновское правило суммирования, согласно к-рому по совпадающим верхнему и нижнему индексам всегда предполагается суммирование (по греч. индексам суммирование проводится от 0 до 3). В такой записи

$$s^2 = \eta_{\mu\nu}(x_1 - x_2)^\mu (x_1 - x_2)^\nu. \quad (2)$$

Если рассматриваются преобразования Пуанкаре, при к-рых любое событие A с координатами x, y, z, t переходит в событие B с координатами $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t}$, то такие преобразования наз. активными.

Собств. преобразования Пуанкаре определяются как линейные преобразования вида

$$\bar{x}^\mu = B^\mu_\nu x^\nu + C^\mu, \quad (3)$$

непрерывно связанные с тождественным (единичным) преобразованием. Здесь B^μ_ν — матрица размерности 4×4, C^μ — произвольный 4-вектор. Из инвариантности s^2 относительно преобразований (3) следует

$$\eta_{\mu\nu} B^\mu_\rho B^\nu_\sigma = \eta_{\rho\sigma} \quad (4)$$

и $(\det |B^\mu_\nu|)^2 = 1$. Из условия непрерывной связи с единичным преобразованием $B^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu$, где δ^μ_ν — *Кронекера символ* $[\delta^\mu_\nu = \mathrm{diag}\ (1, 1, 1, 1)]$, следует, что

$$\det |B^\mu_\nu| = 1. \quad (5)$$

Инвариантность законов физики относительно преобразований Пуанкаре означает, что если возможна последовательность событий E: $E_1(x^\nu_1)$, $E_2(x^\nu_2)$, ..., $E_n(x^\nu_n)$, ..., где x^ν_n — 4-координаты n-го события, то возможна и последовательность $\bar{E}$: $E_1(\bar{x}^\mu_1)$, $E_2(\bar{x}^\mu_2)$, ..., $E_n(\bar{x}^\mu_n)$, ..., где $\bar{x}^\mu$ и x^ν связаны преобразованием (3). Др. словами, законы физики таковы: если последовательность E допустима и описывает нек-рый физ. процесс, то это же справедливо и для последовательности $\bar{E}$. Подчеркнём, что координаты x^μ и $\bar{x}^\mu$ измеряются в одной и той же системе отсчёта; последовательности E и $\bar{E}$ — это две разные последовательности событий, связанные активными преобразованиями, но в то же время по своей внутр. структуре они неразличимы. Это, в частности, означает, что если два события E_n, E_k совпадают, то совпадают и события $\bar{E}_n$, $\bar{E}_k$. Ситуация аналогична ситуации в геометрии Евклида, где группа активных преобразований пространства переводит тело из одного положения в другое, не изменяя его внутр. структуры.

Подвергнем теперь преобразованию Пуанкаре саму систему L, к-рая перейдёт в систему L' с такими же, как в L, часами и масштабами. Т. к. измерение есть нек-рое событие, соответствующее фиксации совпадений отсчёта часов и делений на линейках с нек-рым событием в L, то условие сохранения совпадений означает, что 4-координаты $(\bar{x}^\nu_i)'$ события $\bar{E}_i$ в L' и 4-координаты x^ν_i события E_i в L совпадают: $(\bar{x}^\nu_i)' \equiv x^\nu_i$.

Если ввести преобразование, связывающее координаты события $(x^\mu)'$ в L' и координаты того же события в L — x^ν (такие преобразования наз. пассивными), то оно будет иметь вид

$$x^\mu = b^\mu_\nu (x^\nu)' + c^\mu, \quad (6)$$

где свойства b^μ_ν и c^μ такие же, как и для активного преобразования.

Преобразования Пуанкаре (P) образуют *группу*. Как известно, условия того, что нек-рая совокупность элементов образует группу, следующие. а) Для любых двух элементов P_1 и P_2 определено произведение P_1P_2. В случае преобразований Пуанкаре (активных) произведение определяется как результат последоват. выполнения преобразования P_2 и затем P_1. Из условия $\det|B^\mu_\nu| = 1$ следует разрешимость (3) относительно x^ν. б) Операция умножения ассоциативна: $P_1(P_2P_3) = (P_1P_2)P_3$. Для преобразований Пуанкаре ассоциативность очевидна, т. к. если P_3 переводит объект A в B, P_2 — B в C и P_1 — C в D, то, по определению, (P_2P_3) переводит A в C и P_1 — C в D; соответственно $P_1(P_2P_3)$ — A в D. Аналогично (P_1P_2) — B в D и $(P_1P_2)P_3$ также переводит A в D. в) Существует единица группы I такая, что $IP = PI = P$. Это выполняется, если $B^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu$, $C^\mu = 0$. г) Для любого P существует обратное преобразование P^{-1} такое, что $PP^{-1} = P^{-1}P = I$. Последнее очевидно, т. к. вследствие того, что $\det|B^\mu_\nu| = 1$, соотношение (3) может быть разрешено относительно x^ν.

Группа Пуанкаре содержит в качестве подгруппы группу сдвигов во времени и в пространстве. Физически это означает, что в любой и. с. о. опыт, проведённый в др. время или в др. месте, даёт тот же результат (если установка изолирована от внеш. воздействий). Из группы Пуанкаре можно выделить подгруппу трёхмерных вращений и сдвигов:

$$(x^i)' = A^i_k x^k + D^i, \quad (7)$$

где лат. буквами $(i, k = 1, 2, 3)$ обозначены пространств. индексы. Инвариантность относительно преобразований (7) означает, что в любой и. с. о. пространство однородно и изотропно.

Преобразования (3) содержат также преобразования, наз. бустами. При таких преобразованиях покоящаяся в L точка $(x' = \mathrm{const})$ переходит в точку, движущуюся со скоростью v, а точка, движущаяся в L со скоростью v', переходит в точку, движущуюся со скоростью v'', соответствующей релятивистскому закону сложения скоростей (см. ниже). В отличие от подгруппы (7), бусты подгруппы не образуют. Группа Пуанкаре содержит 10 независимых параметров. Коэф. A^μ_ν или B^μ_ν с учётом условия (4) содержит шесть независимых параметров, а четыре сдвига произвольны.

Инвариантность s^2 относительно преобразований группы Пуанкаре означает, в частности, инвариантность ур-ния $s^2 = 0$. В свою очередь это означает инвариантность скорости света относительно всех преобразований, перечисленных выше (в действительности, согласно частной О. т., со скоростью света движется любая безмассовая частица). В частности, скорость света не изменяется при движении источника. (Событием E может служить испускание света движущимся источником.) Этот факт является одной из основных черт О. т.

Возможность реализации в L и L' последовательностей событий с одинаковыми координатами относитель-

но этих и. с. о. наз. принципом относительности Эйнштейна. Он означает, что законы природы должны иметь одинаковый вид во всех и. с. о. Для наблюдателей в L и L' соответственно процессы E и $\overline{E}$ выглядят совершенно одинаково, это наиб. наглядно отражает утверждение о тождественности их внутр. структуры. Если не требовать выполнения условия непрерывного перехода от матриц $A^{\mu}_{\nu}, B^{\mu}_{\nu}$ к единичной I, то наряду с перечисленными выше преобразованиями, приводящими к принципу относительности Эйнштейна, появятся также дискретные, или несобственные, преобразования $t \to -t$ (*обращение времени*) и $\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$ (*пространственная инверсия*). Инвариантность относительно этих преобразований в природе нарушается слабым взаимодействием. Не соединяется непрерывно с I также преобразование $x^{\mu} \to -x^{\mu}$. Инвариантность относительно такого преобразования имеет место, если дополнить его заменой всех частиц на *античастицы*. Это является общим следствием квантовой теории поля (*теорема-CPT*).

Группа Лоренца

Группой Лоренца (в математике её наз. собственной группой Лоренца) наз. подгруппа группы Пуанкаре, образуемая преобразованиями (в случае пассивных преобразований) вида

$$x^{\mu} = b^{\mu}_{\nu}(x^{\nu})', \qquad (x^{\mu})' = a^{\mu}_{\nu}x^{\nu}, \tag{8}$$

по-прежнему сохраняющая s^2 и с матрицей b^{μ}_{ν}, непрерывно связанной с единичной матрицей I. Т. к. пространство Минковского, образуемое точками x^{μ}, однородно, то выделение начала координат в (8) не является ограничением. Общий случай выбора преобразования (8) соответствует переходу к системе отсчёта, движущейся с пост. скоростью $\boldsymbol{v}$ и с осями, повёрнутыми произвольным образом. Очевидно, что он может быть сведён к след. последовательности преобразований: 1) такому повороту исходной системы осей, чтобы ось $x^1 = x$ совпадала с направлением $\boldsymbol{v}$; 2) переходу к системе отсчёта с осями x', y', z', параллельными осям x, y, z системы L, движущейся со скоростью $\boldsymbol{v}$; 3) произвольному повороту осей x, y, z. Число параметров преобразования равно при этом 6; это совпадает с тем, что матрица b^{μ}_{ν} удовлетворяет условию $b^{\mu}_{\rho}\, a^{\rho}_{\sigma}\, \eta_{\mu\nu} = \eta_{\sigma\nu}$ (a^{ρ}_{σ} — матрица 4×4, $\det |a^{\rho}_{\sigma}| = 1$). Преобразования к параллельным осям, движущимся с произвольной скоростью $\boldsymbol{v}$, являющиеся пассивным аналогом бустов, не образуют подгруппы Лоренца, но преобразования относительно фиксиров. направления движения образуют. Выберем в качестве направления движения ось x^1. В этом случае координаты x^2, x^3 не преобразуются: $(x^2)' = x^2$, $(x^3)' = x^3$. Выберем в (1) в качестве точки 1 начало координат. Тогда условие инвариантности интервала будет иметь вид

$$s^2 = (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 = (s')^2$$

и s^2 инвариантен относительно (8). В случае движения по оси x^1 условие инвариантности сводится к требованию инвариантности выражения $(x^0)^2 - (x^1)^2$ с очевидным решением:

$$x^1 = \frac{(x^1)' + \beta(x^0)'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad x^0 = \frac{(x^0)' + \beta(x^1)'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{9}$$

где $\beta = v/c$, и соответственно обратным преобразованием:

$$(x^1)' = \frac{x^1 - \beta x^0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (x^0)' = \frac{x^0 - \beta x^1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{10}$$

Множитель $1/\sqrt{1-\beta^2}$ имеет стандартное обозначение γ ($\gamma \geqslant 1$). С точки зрения инвариантности s^2, β может быть произвольным параметром, $-1 < \beta < 1$. При $|\beta| = 1$ возникает сингулярность, а затем преобразование становится мнимым, что является одним из выражений недопустимости в частной О. т. скоростей, бо́льших скорости света.

Полагая в (10) $(x^1)' = 0$ (начало координат), имеем $x^1 - (v/c)x^0 = 0$, т. е. (т. к. $x^0 = ct$) v есть скорость движения L' относительно L.

Из ф-л (9) и (10) вытекают два осн. классич. следствия частной О. т. При измерении в L длины стержня l, покоящегося в L', естественно считать его длиной в L разность координат концов, измеренных в одно и то же время в L. Тогда (пользуясь обозначениями x, y, z для координат) имеем для точек A, B стержня

$$x_A - x_B = \left(x'_A - x'_B\right)\sqrt{1-\beta^2},$$

или

$$l = l_0\sqrt{1-\beta^2} = l_0/\gamma, \tag{11}$$

где $l_0 = x'_A - x'_B$ (по определению) — длина покоящегося в L стержня, наз. его **собственной длиной**. Т. о., движущийся вдоль своей длины отрезок сокращается в γ раз; это сокращение наз. **сокращением Лоренца — Фитцджеральда**. Соответственно во столько же раз сокращаются все продольные (вдоль движения) размеры движущегося тела. Подчеркнём, что речь идёт именно об определённой процедуре измерений и вопрос о видимой форме тела в частной О. т. нуждается в отд. рассмотрении. Для равномерных прямолинейных движений эффект сокращения относителен; наблюдатель в L' измерит при аналогичной ситуации сокращение масштаба в L. Однако это несправедливо для непрямолинейного движения. Представим себе очень большое число стержней, уложенных кольцом внутри обода длины $2\pi R$. Тогда при $l_0 \ll R$ число стержней, к-рые могут быть уложены по ободу, равно $2\pi R/l_0$. Если же стержни быстро скользят вдоль обода, то сокращение Лоренца — Фитцджеральда приведёт к тому, что окажется возможным уложить $(2\pi R/l_0)\gamma$ стержней. Т. о., сокращение Лоренца — Фитцджеральда есть нек-рое объективное свойство геометрии пространства-времени Минковского (т. е. свойство пространства $\{x^{\mu}\}$, описываемое группой Пуанкаре).

Рассматривая часы, помещённые в L' в начале координат, получаем

$$t' = t\sqrt{1-\beta^2}, \tag{12}$$

т. е. движущиеся часы с точки зрения наблюдателя в L отстают. Так же как и для длин, эффект симметричен: для наблюдателя в L' отстают часы в L. Симметрия связана с характером постановки опыта; одни движущиеся часы сравниваются с покоящейся синхронизиров. цепочкой часов в др. системе отсчёта. В случае, если часы движутся по замкнутой траектории, эффект становится абсолютным. Если часы движутся в течение времени T из A в B, а потом обратно из B в A с той же скоростью, то с той точностью, с к-рой можно пренебречь временем поворота и действием ускорения (а это всегда возможно, если T достаточно велико по сравнению с временем поворота), по часам наблюдателя в A пройдёт $2T$ единиц времени, а по двигавшимся часам $2T\sqrt{1-\beta^2}$. Этот эффект, часто называемый **парадоксом близнецов**, абсолютен. В действительности никакого парадокса нет, поскольку система отсчёта, связанная с часами, перестаёт быть инерциальной во время поворота.

Из инвариантности интервала следует, что в общем случае движущиеся часы, проходящие за время dt рас-

стояние dl, покажут величину интервала $d\tau$, поскольку в сопровождающей их системе отсчёта они покоятся. Отсюда следует

$$d\tau^2 = dt^2 - dl^2, \qquad (13)$$

где dl — пройденный отрезок, или

$$d\tau = dt\sqrt{1-\beta^2}. \qquad (14)$$

Соответственно время, измеренное часами, движущимися по нек-рой траектории AB, равно след. интегралу по траектории, по к-рой движутся часы B:

$$\tau = \int_A^B dt\sqrt{1-\beta^2}. \qquad (15)$$

Этот же результат можно записать в виде

$$\tau = \int_A^B ds,$$

где интеграл берётся по траектории часов. Из (15) видно, что движущиеся часы всегда отстают от неподвижных. Так же как и в рассмотренном выше частном случае, справедливость (15) требует, чтобы ускорения были достаточно малы и не оказывали действия на ход часов.

Из (9) следует закон сложения скоростей. Для частного случая, когда тело движется в L' параллельно оси x со скоростью V', имеем для скорости тела в L

$$V = \frac{V'+v}{1+vV'/c^2}, \qquad (16)$$

где v — скорость L' относительно L. Если рассматривать ф-лу (16) как активное преобразование, то она описывает буст точки, имевшей первоначально скорость V'. Из этой ф-лы сразу видна независимость скорости света от движения источника: при $V' = c$ получаем $V = c$. Из неё также следует ф-ла Френеля частичного увлечения света источником. Если свет распространяется в среде с показателем преломления n, движущейся со скоростью v, то $V' = c/n$ и для скорости света в лаб. системе L имеем

$$c' = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right).$$

Аберрация света и видимая форма предметов в частной О. т.

Пусть система L' (с осями, параллельными осям системы L) движется параллельно оси x системы L со скоростью v и пусть в L' движется импульс света под углом θ' к оси x'. Без ограничения общности можно считать, что импульс движется в плоскости $x'y'$ и в момент $t' = 0$ находится в точке $x' = y' = 0$. Из преобразований Лоренца получаем $x = (ct'\cos\theta' + vt')/\sqrt{1-\beta^2}$. Моменту времени t' соответствует в L время

$$t = (t' + (v/c)t'\cos\theta')/\sqrt{1-\beta^2},$$

и за это время импульс в L пройдёт путь $l = ct$. Отсюда для угла луча (соответствующего рассматриваемому импульсу света) с осью x в L получаем

$$\cos\theta = \frac{x}{l} = \frac{\cos\theta' + v/c}{1+(v/c)\cos\theta'}. \qquad (17)$$

Т. о., движущийся наблюдатель видит объект в др. направлении, чем неподвижный наблюдатель.

Если объект наблюдается под малым телесным углом, то изображение предмета, видимое движущимся наблюдателем, сохраняет свою форму, но оказывается повёрнутым; если наблюдатель в L видит покоящийся в L' предмет под углом θ, то изображение, к-рое он получит на мгновенной фотографии, будет соответствовать изображению в L' на снимке под углом θ' (в L' изображение, очевидно, не зависит от момента снимка). Действительно, пусть импульсы света 1′ и 2′ в L' дают изображение в L' в момент t'. Пусть S_1 и S_2 — их положения в момент t в L. В системе L' им соответствует разное время t_1' и t_2', $t_1' - t_2' = \Delta t' \neq 0$. Квадрат интервала между S_1 и S_2 равен

$$s^2 = c^2(\Delta t')^2 - (l')^2,$$

где l' — трёхмерное расстояние между S_1 и S_2, равное $\sqrt{(r')^2 + c^2(\Delta t')^2}$, r' — расстояние между лучами 1′ и 2′. Т. о., $s^2 = -(r')^2$. В системе L $t_1 = t_2$, фронт волны перпендикулярен к направлению лучей 1 и 2 и $s^2 = -r^2$, где r — расстояние между лучами в L. Т. к. s — инвариант, то $r^2 = (r')^2$, что и доказывает сделанное выше утверждение. Более подробно вопрос о видимых изображениях рассмотрен В. Вайскопфом (V. Weisskopf) и В. Риндлером (W. Rindler) в 1977. Это явление не противоречит, разумеется, сокращению масштабов, описанному в предыдущем разделе, т. к. там речь шла о мгновенных измерениях, здесь же решающую роль играет запаздывание импульсов, идущих от разных точек тела.

Пространство скоростей

Пространством скоростей в частной О. т. называется пространство, каждой точке к-рого соответствует частица, движущаяся с данной скоростью v, а квадрат расстояния dl_v^2 для двух бесконечно близких точек P, Q равен квадрату их относит. скорости, измеренной по часам в P и Q. Первое утверждение предполагает введение нек-рой системы отсчёта и в этом смысле координатно-зависимо, второе имеет абс. смысл. Удобно ввести след. параметризацию. Для коллинеарных скоростей, как следует из преобразований Лоренца, справедлив закон сложения скоростей (здесь и ниже будем полагать $c = 1$, что приводит к существ. упрощению ф-л):

$$v_{02} = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2}, \qquad (18)$$

где v_1 — скорость точки 1 относительно начала отсчёта 0, v_2 — скорость точки 2 относительно точки 1 и v_{02} — скорость точки 2 относительно 0. Эта ф-ла была получена выше для движения частицы по оси x, но, очевидно, справедлива всегда, если движение происходит по одной прямой. Введём параметр $\varkappa$ такой, что $v = \mathrm{th}\varkappa$. Тогда (18) принимает вид

$$\mathrm{th}\varkappa_{02} = \frac{\mathrm{th}\varkappa_1 + \mathrm{th}\varkappa_2}{1 + \mathrm{th}\varkappa_1 \mathrm{th}\varkappa_2} = \mathrm{th}(\varkappa_1 + \varkappa_2), \qquad (19)$$

т. е., в отличие от скорости, параметр $\varkappa$ аддитивен:

$$\varkappa_{02} = \varkappa_1 + \varkappa_2. \qquad (20)$$

При $\varkappa \ll 1$ $v \simeq \varkappa$, откуда следует, что если в пространстве скоростей ввести в качестве радиальной координаты параметр $\varkappa$, то для двух точек, движущихся в одном направлении, квадрат расстояния в пространстве скоростей равен

$$dl_v^2 = dv_\parallel^2 = d\varkappa^2.$$

Для точек P и Q, движущихся с равными по модулю скоростями, образующими угол $d\varphi$, расстояние между ними, если они движутся из одной точки, растёт как $vd\varphi dt$ во времени покоящейся системы отсчёта. Т. к. dt связано с собств. временем $d\tau$ для P, Q соотношением $dt = d\tau/\sqrt{1-v^2}$, то

$$dl_v^2 = dv_\perp^2 = [v^2/(1-v^2)]d\varphi^2 = (\mathrm{sh}\varkappa)^2 d\varphi^2.$$

Очевидно, что относит. скорость не зависит от нач. условия (совпадения P и Q).

В бесконечно малой окрестности точки P пространства скоростей действует закон параллелограмма скоростей Ньютона. Поэтому $dv^2 = dv_\parallel^2 + dv_\perp^2$ и, следовательно, в случае движения в заданной плоскости

$$dl_v^2 = d\varkappa^2 + (\mathrm{sh}\varkappa)^2 d\varphi^2. \qquad (21)$$

Как известно, такая метрика есть метрика плоскости Лобачевского. Это — двумерное пространство с постоянной гауссовой кривизной $K = -1$.

Аналогично, трёхмерному случаю соответствует трёхмерное пространство Лобачевского. В пространстве Лобачевского, как во всяком пространстве с заданной метрикой, можно ввести параллельный перенос. *Геодезические линии*, образуемые параллельным переносом, по определению, есть прямые в этом пространстве. Т. к. в любой его точке в малой окрестности действует ньютонов закон сложения скоростей, то в этой окрестности параллельный перенос означает сохранение направления скорости, а если переносится какой-то др. вектор, то он должен сохранять угол с направлением скорости. В частности, параллельному переносу из O в A (B) координатных осей соответствует чисто лоренцево преобразование (без вращения) к системе отсчёта, движущейся со скоростью $v_1(v_2)$ (рис. 1). Параллельный перенос вдоль геодезической AB даёт чисто лоренцево преобразование от A к B. При этом из-за кривизны пространства система, полученная последовательностью переходов OA, AB, повёрнута (на угол α) относительно системы, полученной переходом OB. Это отражает тот факт, что чисто лоренцевы преобразования не образуют группы. Аналогично можно убедиться, что они не коммутируют между собой.

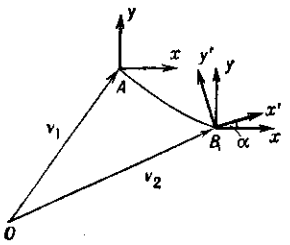


Рис. 1. Система $y'x'$ получена из yx параллельным переносом по AB.

Неевклидовость пространства скоростей непосредственно ответственна за явление, наз. томасовской прецессией [Л. Томас (L. Thomas), 1926]. Если физически реализованный вектор — ось гироскопа или спин частицы — связан с системой, движущейся ускоренно, а рассматриваемый вектор не испытывает воздействия к.-л. сил, то он переносится параллельно вдоль годографа скорости, и т. к. пространство имеет кривизну, он прецессирует. Для вычисления этой прецессии удобно ввести сопутствующую систему координат, получающуюся параллельным переносом из O в P. При движении из P в P' вектор переносится параллельно и по отношению к сопутствующим осям оказывается повёрнутым на угол $\delta\alpha = KS_{OPP'}$, где $K = -1$, $S_{OPP'}$ — площадь OPP', что даёт

$$\delta\alpha = -(\mathrm{ch}\varkappa - 1)d\varphi. \qquad (22)$$

В случае движения по окружности, когда $\varkappa = \mathrm{const}$, для угл. скорости томасовской прецессии имеем

$$\alpha = -(\gamma - 1)\omega, \qquad (23)$$

где ω — угл. частота. В нерелятивистском пределе $\alpha = -v^2\omega$. Это выражение используется при расчёте тонкой структуры в атомной физике.

С помощью аппарата четырёхмерных векторов, описанного в след. разделе, легко получить для относит. скорости v_{12} точек, движущихся со скоростями v_1 и v_2, образующими угол θ, ф-лу

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v_{12}^2}} = \frac{1 - v_1 v_2 \cos\theta}{\sqrt{1 - v_1^2}\sqrt{1 - v_2^2}}$$

или

$$\mathrm{ch}\varkappa_{12} = \mathrm{ch}\varkappa_1\mathrm{ch}\varkappa_2 - \mathrm{sh}\varkappa_1\mathrm{sh}\varkappa_2\cos\theta. \qquad (24)$$

Ф-ла (24) является аналогом ф-лы косинусов сферич. тригонометрии для пространства Лобачевского.

Векторы и тензоры в пространстве Минковского

Для построения инвариантных и ковариантных выражений в частной О. т. используется тензорный аппарат в пространстве Минковского. Простейшей величиной, следующей за скаляром, является **контравариантный четырёхмерный вектор**. Таковым является, в частности, 4-вектор x^μ с компонентами $x^0 = t$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$. Закон преобразования для него задан ф-лами (8). Произвольный 4-вектор B^μ, преобразующийся по ф-лам (8), наз. контравариантным. Квадрат его длины $B^2 \equiv \eta_{\mu\nu} B^\mu B^\nu$ является инвариантной величиной.

Матрицы a^μ_ν и b^μ_ν связаны соотношением

$$b^\mu_\nu = \eta^{\mu\rho} a^\sigma_\rho \eta_{\sigma\nu}, \qquad (25)$$

где

$$\eta_{\mu\rho}\eta^{\rho\nu} = \delta^\nu_\mu.$$

Наряду с контравариантными компонентами вектора B^μ можно ввести **ковариантные** (часто говорят просто о ковариантных векторах) $B_\mu = \eta_{\mu\nu} B^\nu$. Для любых 4-векторов A, B можно определить скалярное произведение

$$(AB) = A_\mu B^\mu = A^\mu B_\mu, \qquad (26)$$

инвариантное относительно преобразований Лоренца.

Произвольный тензор $T^{(n)}_{(m)}$ ранга $n + m$ с n контравариантными и m ковариантными индексами определяется законом преобразования:

$$T'^{\mu_1\mu_2\ldots\mu_n}_{\nu_1\nu_2\ldots\nu_m} = a^{\mu_1}_{\sigma_1} a^{\mu_2}_{\sigma_2} \ldots a^{\mu_n}_{\sigma_n} b^{\rho_1}_{\nu_1} b^{\rho_2}_{\nu_2} \ldots b^{\rho_m}_{\nu_m} T^{\sigma_1\sigma_2\ldots\sigma_n}_{\rho_1\rho_2\ldots\rho_m}. \qquad (27)$$

Из определения $\eta_{\mu\nu}$ следует, что он является инвариантным [переходящим сам в себя при преобразовании (27)] тензором второго ранга (то же относится к $\eta^{\mu\nu}$).

Из свойств преобразований Лоренца следует, что ранг тензора $T^{(n)}_{(m)}$ может быть понижен на 2: $T^{(n)}_{(m)} \to V^{(n-1)}_{(m-1)}$ свёртыванием (суммированием) по произвольной паре верхних и нижних индексов.

Примерами 4-векторов являются 4-импульс системы P^μ, 4-потенциал эл.-магн. поля A_μ и др. Четырёхмерные векторы классифицируются по их поведению относительно несобств. преобразований Лоренца: полярные векторы меняют знак пространственных компонент, а временна́я компонента не изменяется; аксиальные векторы ведут себя противоположным образом. Аналогичная классификация применяется и по отношению к величинам, инвариантным относительно преобразований Лоренца: они делятся на скаляры и псевдоскаляры.

Примером тензоров может служить тензор энергии-импульса $T^{\mu\nu}$ и тензор эл.-магн. поля $F^{\mu\nu}$. Тензоры второго ранга $S^{\mu\nu}$ могут быть симметричными и антисимметричными, для к-рых соответственно $S^{\mu\nu} = \pm S^{\nu\mu}$. Тензор $T^{\mu\nu}$ является примером тензора первого типа, $F^{\mu\nu}$ — второго.

Рассматривая кинематику точки, движущейся по произвольной траектории под действием внеш. сил, удобно ввести в качестве параметра точки P величину $s = \int_A^P ds$, где интеграл берётся по траектории частицы от произвольной точки A, тогда $x^\mu = x^\mu(s)$. В том случае первая производная по s даёт вектор четырёхмерной скорости

$$u^\mu = \frac{dx^\mu}{ds}. \qquad (28)$$

Т. к. $ds = dt\sqrt{1 - v^2}$, то

$$u^i = \frac{v^i}{\sqrt{1 - v^2}},\ i = 1,2,3,\ u^0 = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}. \qquad (29)$$

Учитывая, что $ds^2 = \eta_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$, и деля это выражение на ds^2, получаем

$$\frac{dx_\mu}{ds}\frac{dx^\mu}{ds} = u^\mu u_\mu = 1. \qquad (30)$$

Т. о., квадрат длины u^μ равен 1. Инвариантное ускорение определяется как

$$w^\mu = \frac{du^\mu}{ds} = \frac{d^2x^\mu}{ds^2}. \qquad (31)$$

Из (31) следует, что

$$w_\mu u^\mu + w^\mu u_\mu = 2w_\mu u^\mu = 0, \qquad (32)$$

т. е. четырёхмерное ускорение ортогонально к 4-скорости.

Операции дифференцирования и интегрирования в частной О. т. могут быть представлены в ковариантном виде. Взятие частной производной по $\partial/\partial x^\mu$ повышает ранг тензора на единицу с появлением ковариантного индекса μ (простейший пример — вектор $\partial\varphi/\partial x^\mu$, где φ — скаляр).

В четырёхмерном мире Минковского возможны одномерные многообразия — линии, двумерные — поверхности, трёхмерные — гиперповерхности и четырёхмерные — объёмы. По всем ним могут производиться операции интегрирования. Инвариантная форма интеграла по линии может иметь вид $\int f(s)ds$ или $\int B_\mu dx^\mu$. Элементом двумерной поверхности является тензор $dx^\mu\delta x^\nu - dx^\nu\delta x^\mu$, соответственно инвариантный интеграл возникает при интегрировании с антисимметричным тензором. Элемент гиперповерхности, построенный на 4-векторах $dx(1)$, $dx(2)$, $dx(3)$ (где числа в скобках нумеруют 4-векторы), имеет вид детерминанта

$$\begin{vmatrix} dx^\mu(1) & dx^\nu(1) & dx^\rho(1) \\ dx^\mu(2) & dx^\nu(2) & dx^\rho(2) \\ dx^\mu(3) & dx^\nu(3) & dx^\rho(3) \end{vmatrix}$$

и является тензором третьего ранга. В этом случае удобно ввести полностью антисимметричный тензор ε_{0123}, такой, что $\varepsilon_{0123} = 1$, а при каждой перестановке индексов знак меняется. Этот тензор инвариантен при собственных преобразованиях Лоренца (но меняет знак при замене $t \to -t$ или $\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$). С его помощью объёму гиперповерхности можно поставить в соответствие вектор $ds_\mu = (1/3!)\,\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}dx^\nu(1)dx^\rho(2)dx^\sigma(3)$. Для случая, когда гиперповерхность — пространственная область с $t = 0$, у ds_μ отлична от нуля только компонента ds_0, а если $dx(1)$, $dx(2)$, $dx(3)$ направлены по осям x, y, z, то

$$ds_0 = dxdydz = dx^1dx^2dx^3,$$

т. е. ds_0 равна элементу трёхмерного объёма. Элемент четырёхмерного объёма может быть представлен в виде $d\Omega = (1/4!)\,\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}dx^\mu(1)dx^\nu(2)dx^\rho(3)dx^\sigma(4)$ либо $d\Omega = dx^0\,dx^1\,dx^2\,dx^3$, т. е. он является четырёхмерным скаляром. Так же как в трёхмерном пространстве, в четырёхмерном пространстве существуют теоремы Гаусса и Стокса, напр.

$$\int B^\mu ds_\mu = \int \frac{\partial B^\mu}{\partial x^\mu} d\Omega.$$

Спинорные представления группы Лоренца

Из 4-вектора x^0, x^1, x^2, x^3 можно составить эрмитову матрицу

$$M = \begin{pmatrix} x^0 + x^1 & x^2 - ix^3 \\ x^2 + ix^3 & x^0 - x^1 \end{pmatrix}.$$

Детерминант этой матрицы представляет собой интервал $(x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2$. Если умножить M справа на произвольную унимодулярную матрицу (матрицу с детерминантом единица) K, а слева на эрмитово сопряжённую K матрицу K^+ ($M' = K^+MK$), то очевидно, что это преобразование сохраняет как эрмитовость, так и детерминант матрицы M. Действительно, $(M')^+ = (K^+MK)^+ = K^+MK = M'$, $\det M' = \det K^+ \det M \det K = \det M$.

Т. о., если записать матрицу M' в виде

$$M' = \begin{pmatrix} (x^0)' + (x^1)' & (x^2)' - i(x^3)' \\ (x^2)' + i(x^3)' & (x^0)' - (x^1)' \end{pmatrix},$$

то получим $s^2 = (s')^2$, т. е. преобразование, принадлежащее группе Лоренца. Очевидно, что так построенные преобразования образуют группу. Можно показать, что каждому собств. преобразованию Лоренца соответствуют две и только две матрицы K, отличающиеся лишь знаком. Возможность найти для каждого преобразования Лоренца подходящую матрицу K следует, по существу, из того, что унимодулярная матрица зависит от стольких же параметров, что и группа Лоренца, а неоднозначность в знаке матрицы K очевидна. Если ввести двухкомпонентную величину $\begin{pmatrix}\varphi_1\\ \varphi_2\end{pmatrix}$, преобразующуюся при преобразованиях Лоренца с помощью матрицы K, то получится новый вид представления группы Лоренца — с п и н о р н ы й. Он возникает естественно при построении *Дирака уравнения*, описывающего частицы со спином $^1/_2$ в квантовой теории поля.

Структура пространства Минковского

Из ф-л (9) и (10) следует, что в частной О. т. время события не является абс. величиной: события, происходящие в разных точках, будут иметь разные времена в различных и. с. о., даже если они были одновременны в исходной системе отсчёта. Если

$$|x_A - x_B| > |t_A - t_B|, \qquad (33)$$

то временной порядок событий A, B может меняться при переходе от системы L к системе L'. В этом нет логич. противоречия, если скорость света является предельной для распространения сигналов и взаимодействий, т. к. тогда при выполнении условия (33) события A и B не могут быть причинно связаны. Напротив, если $|x_A - x_B| \leqslant |t_A - t_B|$, возможна причинная связь между A и B, но в этом случае порядок событий не меняется. (Однако если бы существовали частицы, движущиеся со скоростью, большей скорости света,— т. н. *тахионы*, то порядок причинно связанных событий мог бы быть разным в разных системах отсчёта. Это приводило бы к серьёзным затруднениям с причинностью, т. к. наблюдатель в L' мог бы «уничтожить» событие A, к-рое в L порождает событие B, и причинная связь нарушилась бы. Попытки переинтерпретировать теорию тахионов так, чтобы она стала непротиворечивой, не привели к успеху.)

Невозможность движения сигналов со скоростью, большей скорости света, не означает, что в частной О. т. вообще невозможны движения со сверхсветовой скоростью. Такие движения могут быть реализованы, напр., как движение «зайчика» от прожектора, но в этом случае взаимодействие и причинная связь между разными точками траектории «зайчика» отсутствуют.

Инвариантная запись (33), справедливая в любой системе отсчёта, имеет вид $s^2_{AB} < 0$. Такие интервалы наз. п р о с т р а н с т в е н н о п о д о б н ы м и. В подходящей системе отсчёта соответствующий им 4-вектор AB может быть представлен в виде $(0, \boldsymbol{r})$. Условие $s^2_{AB} > 0$ определяет в р е м е н и п о д о б н ы е интервалы; соответствующий вектор может быть представлен в виде $(t, 0)$, и время t — это время, отсчитанное часами, движущимися по прямой AB. Ур-ние $s^2 = 0$ соответствует прямой, являющейся траекторией светового луча или любой безмассовой частицы. Относительно любой точки O трёхмерное многообразие, наз. *световым конусом* или световой гиперповерхностью, на к-рой лежат все световые лучи, проходящие через O, разбивает пространство на две области:

$$s^2_{OA} \geqslant 0, \qquad (34,а)$$

$$s^2_{OA} < 0. \qquad (34,б)$$

Если принять O за начало отсчёта, то в силу того, что собств. преобразования Лоренца не меняют направления времени внутри светового конуса и на нём самом (34а), световой конус и заключённый внутри него объём можно разбить на части, соответствующие $t > 0$ и $t < 0$, наз. верхней и нижней по́лами. Часть $t > 0$, $s^2_{OA} \geqslant 0$, соответствует событиям, на к-рые O может оказать причинное воздействие, или точкам, в к-рые может прийти сигнал из O; это абс. будущее для O. Соответственно, события, относящиеся к нижней поле,— совокупность всех событий, к-рые O может увидеть, или тех, к-рые могут оказать на неё причинное действие. Т. о., эта пола — абс. прошлое для O. Все траектории тел и лучей, приходящих в O, должны принадлежать нижней поле $t < 0$, $s^2_{OA} \geqslant 0$. Соответственно, все лучи света и траектории тел, выходящих из O, принадлежат верхней поле и образуют абс. будущее для O.

Совокупность точек, связанных с O векторами $(0, x, y, z)$ в системе отсчёта L, где точки по оси времени имеют вид $(t, 0)$, т. е. в системе, где ось времени проходит через O, очевидно, соответствует гиперповерхности, ортогональной к оси времени в метрике Минковского. Она состоит из событий, одновременных с O и образующих трёхмерное евклидово пространство. Такое пространство можно построить для любой точки на оси времени. Телам, покоящимся в этом пространстве, отвечают прямые *мировые линии*, параллельные оси времени.

Траектории любого тела, движущегося прямолинейно и равномерно в системе L и проходящего через O при $t = 0$, можно принять за временну́ю ось системы отсчёта L', связанной с L преобразованием Лоренца. Единичный вектор e_t, направленный по оси времени, всегда удовлетворяет инвариантному условию

$$\eta_{\mu\nu} e^\mu_t e^\nu_t = 1. \qquad (35)$$

Для оси t он имеет вид $(1, 0, 0, 0)$, а произвольный вектор, направленный по этой оси, есть $te_t = (t, 0, 0, 0)$. Для оси t' единичный вектор $e_{t'}$ равен u^μ с компонентами $(\gamma, \gamma v)$, соответственно, произвольный вектор, направленный по t', имеет вид $t'u = (t'\gamma, t'\gamma v)$. Совокупность всех векторов, ортогональных оси t' в заданной точке, образует пространство системы L', и события, лежащие в нём, одновременны в L'. Если в данной точке t' в этом пространстве построить оси x', y', z', то они образуют полный набор координат в L'. Ось x' можно поместить в плоскость tt' (рис. 2), тогда единичный вектор, направленный по x', будет иметь вид $e'_{x'}(\gamma v, \gamma, 0, 0)$; в метрике Минковского он ортогонален $e_{t'}$.

Отсюда сразу вытекают эффекты изменения интервалов времени и пространства при переходе от L к L'. Промежуток времени $\Delta t'$ в L' имеет временну́ю компоненту в L, равную временно́й компоненте вектора $\Delta t' e_{t'}$, что даёт $\gamma \Delta t' = \Delta t$ или $\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - v^2}$.

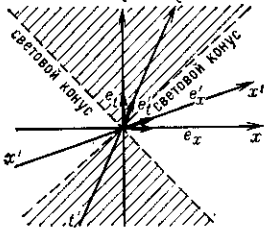


Рис. 2.

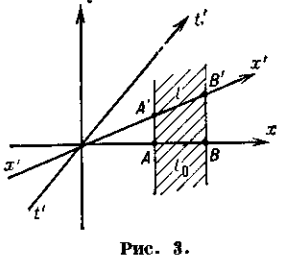


Рис. 3.

Соответственно, чисто пространственный отрезок AB длины l_0 в L описывает в мире Минковского полосу, показанную на рис. 3; точки пересечения её границ с осью x' одновременны с точки зрения L' и, следовательно, определяют длину l отрезка AB в движущейся системе. Но l_0 — это компонента вектора le'_x по оси x, т. е. $l_0 = \gamma l$ или $l = l_0 \sqrt{1 - v^2}$.

Релятивистская механика

Для всех известных в частной О. т. классич. полей и частиц ур-ния движения могут быть получены из условия равенства нулю вариации *действия*:

$$\delta S = 0. \qquad (36)$$

Величина S является четырёхмерным скаляром и может быть представлена в виде

$$S = \int d^4x L, \qquad (37)$$

где L — плотность ф-ции Лагранжа (*лагранжиан*).

Для свободной материальной точки массы m

$$S = -m\int ds = -m\int dt \sqrt{1 - v^2}. \qquad (38)$$

Условие экстремума даёт

$$m\frac{du^\mu}{ds} = 0. \qquad (39)$$

Величина mdu^μ/ds наз. 4-импульсом частицы.

Релятивистская инвариантность требует инвариантности действия для замкнутой системы относительно группы Пуанкаре. Инвариантность относительно подгруппы сдвигов приводит, в силу теоремы Нётер, к четырём законам сохранения:

$$\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0; \qquad (40)$$

конкретный вид тензора $T^{\mu\nu}$ определяется видом L. Легко показать, что $T^{\mu\nu}$ всегда может быть приведён к симметричному виду. Из (40) следует существование четырёх сохраняющихся величин:

$$P^\mu = \int T^{\mu\nu} ds_\nu, \qquad (41)$$

где интеграл берётся по трёхмерной гиперповерхности. Величины P^μ образуют 4-импульс; компонента P^0 — энергия системы, P^i $(i = 1, 2, 3)$ — компоненты её импульса. При интегрировании в (41) можно взять любую гиперплоскость или даже искривлённую пространственноподобную гиперповерхность, делящую мир Минковского на две части. Выбирая в качестве гиперповерхности гиперплоскость $x^0 = \text{const}$, получаем

$$ds_\nu = d^3x_\nu = dV$$

и

$$P^i = \int T^{i0} dV. \qquad (42)$$

Вектор P^μ времениподобен, поэтому всегда можно систему отсчёта, в к-рой определено интегрирование в (42), выбрать так, что $P^i = 0$. Эту систему называют системой покоя для рассматриваемого тела. В ней, по определению, 4-скорость тела равна $(1,0)$.

Введём массу тела, определив её в системе покоя как

$$\int T^{00} dV = m. \qquad (43)$$

Отсюда следует, что в системе покоя

$$P^\mu = mu^\mu. \qquad (44)$$

В силу релятивистской инвариантности это справедливо в любой системе отсчёта, если массу считать скаляром. Переходя в систему отсчёта, движущуюся со скоростью $\boldsymbol{v}$, получаем

$$\mathscr{E} = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2}}, \quad \boldsymbol{P} = \frac{m\boldsymbol{v}}{\sqrt{1 - v^2}}, \qquad (45)$$

т. е.

$$\boldsymbol{P} = \mathscr{E}\boldsymbol{v}. \qquad (46)$$

Это соотношение справедливо и для безмассовых частиц, для к-рых $\boldsymbol{v}$ — единичный вектор. Случай $m = 0$ получают предельным переходом. В системе единиц с

$c \neq 1$ ф-лы (45), (46) принимают вид:

$$\mathscr{E} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \boldsymbol{P} = \frac{m\boldsymbol{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \boldsymbol{P} = \frac{\mathscr{E}\boldsymbol{v}}{c^2}. \qquad (47)$$

Многие авторы, пытаясь сохранить ньютоново соотношение между импульсом и энергией ($\boldsymbol{P} = m\boldsymbol{v}$), наз. величину $\mathscr{E}/c^2$ полной массой, релятивистской массой или просто массой и обозначают её $m(v)$, m_r или m, а обычную массу, к-рая в этой статье обозначается m, наз. массой покоя (обозначают m_0). Т. о. в их обозначениях $m \equiv m_r \equiv m(v) = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Введение $m(v)$, однако, излишне, т. к. приводит к необходимости говорить о двух законах сохранения: энергии и полной массы, тогда как второй из них есть просто закон сохранения энергии, поделённой на c^2. Кроме того, ф-лы (47) неприменимы к безмассовым частицам.

Для материальной точки состояние движения однозначно определяется вектором u^μ, и 4-импульс (введённый описанным выше способом) равен mdu^μ/ds. Если n первоначально изолированных друг от друга тел (систем) вступают в нек-рой области пространства-времени во взаимодействие, после чего возникают n' новых тел, то, поскольку до взаимодействия полный 4-импульс $P = \sum_n P_{in}$, а после взаимодействия $P = \sum_{n'} P_{out}$, где P_{in} и P_{out} обозначают начальные (входящие) и конечные (выходящие) частицы, и поскольку полный импульс сохраняется всегда,

$$\sum_n P_{in} = \sum_{n'} P_{out}. \qquad (48)$$

В частности, для энергии имеем

$$\sum_n \mathscr{E}(r)_{in} = \sum_{n'} \mathscr{E}(f)_{out}, \qquad (49)$$

где r и f нумеруют входящие и выходящие частицы.

В отличие от энергии сумма масс не сохраняется, но полная масса замкнутой системы, разумеется, сохраняется в любом процессе. Напр., в физике элементарных частиц хорошо известен процесс распада $\pi^0 \to 2\gamma$. Нач. сумма масс есть просто m_{π^0}, а конечная равна нулю. Если обозначить P_{π^0} 4-импульс π^0, а k_1, k_2 — 4-импульсы γ_1 и γ_2, то $m^2_{\pi^0} = P^2_{\pi^0} = (k_1 + k_2)^2$. В системе центра инерции двух γ: $P_{\pi^0} = (m_{\pi^0}, 0)$, $\mathbf{k}_1 = (\omega, \mathbf{k})$, $\mathbf{k}_2 = (\omega, -\mathbf{k})$, $|\mathbf{k}| = \omega$, окончательно $m^2_{\pi^0} = 4\omega^2$, $\omega = m_{\pi^0}/2$. Из (48) следует, что если покоящемуся телу сообщают энергию $\Delta\mathscr{E}$, то его масса возрастает на ту же величину, $\Delta m = \Delta\mathscr{E}$ (предполагается, что сообщаемый телу импульс равен нулю), и, наоборот, если тело теряет энергию $\Delta\mathscr{E}$, оставаясь в покое, то его масса уменьшается на $\Delta m = \Delta\mathscr{E}$.

В нерелятивистском пределе энергия $\mathscr{E}$ в (49) может быть записана в виде $m + mv^2/2$ и закон сохранения энергии принимает вид

$$\sum_n \left(m_r + \frac{m_r v_r^2}{2}\right)_{in} = \sum_{n'} \left(m_f + \frac{m_f v_f^2}{2}\right)_{out}. \qquad (50)$$

Напр., в распаде урана его масса покоя больше сумм масс покоя осколков; разность масс выделяется в виде их кинетич. энергий.

Из (39) следует, что для любого тела

$$P^2 = P_\mu P^\mu = m^2. \qquad (51)$$

Использование 4-импульса существенно упрощает решение задач с релятивистской кинематикой. Так, при распаде частицы с массой m_0 на частицы с массами m_1, m_2 получаем $P_0 = P_1 + P_2$ или

$$P_0 - P_1 = P_2. \qquad (52)$$

Возводя в квадрат (52), получаем

$$m_2^2 = m_0^2 + m_1^2 - 2(P_0 P_1).$$

В системе покоя частицы с массой m_0 имеем $(P_0 P_1) = m_0 \mathscr{E}_1$, откуда $\mathscr{E}_1 = (m_0^2 + m_1^2 - m_2^2)/2m_0$, и аналогично для $\mathscr{E}_2$.

Для системы, находящейся во внеш. поле, 4-импульс не сохраняется. Для точечной частицы массы m закон его изменения можно представить в виде

$$m\frac{du^\mu}{ds} = f^\mu, \qquad (53)$$

где f^μ — четырёхмерная внеш. сила. В электродинамике $f^\mu = eF^{\mu\nu}u_\nu$ (сила Лоренца) и ур-ние движения для частицы в поле имеет вид

$$m\frac{du^\mu}{ds} = eF^{\mu\nu}u_\nu \qquad (54)$$

(e — электрич. заряд частицы).

Экспериментальные основания частной О. т.

Первоначальной эксперим. основой частной О. т. был ряд оптич. экспериментов, установивших отсутствие эффектов, связанных с движением Земли относительно гипотетич. эфира в порядках v/c и $(v/c)^2$ (последнее — в опыте Майкельсона — Морли в 1887; см. *Майкельсона опыт*). Именно основываясь на этих опытах, А. Пуанкаре в 1895 высказал гипотезу, что постулат относительности точен во всех порядках по v/c. К 1905, когда Лоренц, Пуанкаре и Эйнштейн дали свои формулировки частной О. т., отсутствие эффектов в порядке v/c нашло дополнит. подтверждение в ряде опытов, но отсутствие эффектов в порядке $(v/c)^2$ подтверждалось только опытом Майкельсона — Морли.

Постулат независимости скорости света от движения источника подтверждения на опыте не имел; он был выдвинут Эйнштейном как следствие справедливости электродинамики Лоренца в системе эфира и принципа относительности, исходя из к-рого этот постулат переносится на любые и. с. о.

Опыты Майкельсона — Морли неоднократно повторялись в 20-е гг. и неизменно давали отрицат. результат. С появлением мазеров возникла возможность проверки отсутствия эффектов в порядке v/c в распространении света [Седерхольм (Y. P. Cederholm) и др., 1964]. Достигнутая точность порядка 10^{-3}.

Независимость скорости света от движения источника неоднократно проверялась, наиб. точно — в работе Т. Альвегера (T. Alväger) с сотрудниками (1964). В этом опыте измерялась скорость фотонов от распада π^0-мезонов с энергией ок. 1 ГэВ, т. е. движущихся со скоростью, практически равной c. При этом скорость движущихся вперёд γ-квантов совпадала со скоростью света с точностью порядка 10^{-4}.

В 1986 проверялась ф-ла релятивистского эффекта Доплера:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0\gamma(1 + \beta\cos\vartheta). \qquad (55)$$

Достигнутая точность для совпадения отношения $\mathscr{E}/\mathscr{E}_0$ с теоретически предсказанной величиной [ф-ла (55)] составляет 1,00004(27), т. е. $\sim 3\cdot10^{-4}$. В принципе точность опыта может быть доведена до 10^{-7}.

Ставились опыты по проверке отд. следствий частной О. т. Так, эффект замедления времени был проверен С. Росси (S. Rossi) с сотрудниками (1942) [III, 3] вплоть до $\gamma \sim 10$. Полученный результат, включая зависимость времени жизни от γ, согласуется с предсказаниями О. т.

В ядерной физике проверялось соотношение между дефектом массы и выделяющейся в реакции энергией. В особо прецизионных опытах Н. Смит (N. Smith, 1939) [III, 1] показал, что выделяющаяся энергия соответствует дефекту массы с точностью $\sim 0{,}01$.

В совр. технике широко применяются такие устройства, как электронно-лучевые трубки, электронные микроскопы и др., в к-рых достигаются $\gamma \gtrsim 1$. Для расчёта таких устройств применяются ф-лы релятивистской механики, и в этом смысле частная О. т. является такой же основой инженерных расчётов, как механика Ньютона — основой для расчётов кораблей, самолётов, мо-

стов и др. «нерелятивистских» сооружений. Наибольшие γ достигаются в совр. ускорителях заряж. частиц: для протонов $\gamma \sim 10^3$, для электронов $\gamma \sim 10^5$. При этом наглядно демонстрируется тот факт, что скорость света является предельной для всех частиц: после того как γ становится больше 10, энергия частиц растёт, а скорость не изменяется, становясь практически равной скорости света.

Одним из наиб. ярких релятивистских эффектов, наблюдаемых на электронных циклич. ускорителях больших энергий (синхротронах), является релятивистский рост частоты *синхротронного излучения*; релятивистские эффекты приводят к тому, что частота синхротронного излучения имеет резкий максимум при $\omega = \gamma^3\omega_0$, где ω_0 — угл. частота движения электронов. Этот эффект хорошо наблюдается. Релятивистское замедление времени лежит в основе технологии получения вторичных пучков нестабильных частиц: $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, $\Sigma^{\pm}$, Λ^0 и др. Напр., в состоянии покоя Σ^+- и Σ^--гипероны живут соответственно $0{,}8\cdot10^{-10}$ с и $1{,}5\cdot10^{-10}$ с, но уже при $\gamma \sim 10$ они, двигаясь со скоростью $v = c$, имеют длины распада 24 см и 45 см, что делает возможным формирование $\Sigma^{\pm}$-пучков. Ещё сильнее проявляется замедление времени в пучках $\pi^{\pm}$-мезонов, где достигается $\gamma \sim 10^3$ и выше.

Точность релятивистской кинематики можно оценить по точности в определении масс нестабильных частиц ($\sim 10^{-4} - 10^{-5}$.) Здесь производится проверка кинематики на самосогласованность, поэтому приведённая ошибка в определении масс может рассматриваться как оценка точности релятивистской кинематики.

Геометрия Минковского лежит в основе совр. теорий взаимодействия элементарных частиц — *квантовой электродинамики* (КЭД), *квантовой хромодинамики* и теории *электрослабого взаимодействия*, объединяющей КЭД и теорию слабого взаимодействия. Из перечисленных теорий лучше всего на опыте проверена КЭД, относительно к-рой из прямых опытов известно, что она справедлива вплоть до расстояний 10^{-16} см и соответственно времён $\sim 10^{-26}$ с. Вплоть до таких расстояний и времён действует, т. о., геометрия Минковского.

Лит.: **I. Труды классиков:** 1) Принцип относительности, Г. Лоренц, А. Пуанкаре, А. Эйнштейн, Г. Минковский. Сб. работ, М.— Л., 1935; 2) Лоренц Г. А., Старые и новые проблемы физики. [Сб. пер.], М., 1970; 3) Пуанкаре А., Избр. труды, т. 3, М., 1974; 4) Эйнштейн А., Собр. научных трудов, т. 1—2, М., 1965—66. **II. Монографии:** 1) Борн М., Эйнштейновская теория относительности, пер. с англ., 2 изд., М., 1972; 2) Вавилов С. И., Экспериментальные основания теории относительности, М.— Л., 1928; 3) Вайскопф В., Физика в двадцатом столетии, пер. с англ., М., 1977; 4) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; 5) Логунов А. А., Основы теории относительности, М., 1982; 6) Rindler W., Essential relativity, 2 ed., N. Y., 1977; 7) Паули В., Теория относительности, пер. с нем., 2 изд., М., 1983; **III. Периодические издания:** 1) Smith N. M., The energies released in the reactions Li^7 (p,α)He^4 and Li^6 (d,α) He^4 and masses of the light atoms, «Phys. Rev.», 1939, v. 56, p. 548; 2) Rossi B. и др., Farther measurements of the mesotron lifetime, «Phys. Rev.», 1942, v. 61, p. 675; 3) Review of particle properties. Particle data group, «Rev. Mod. Phys.», 1984, v. 56, № 2, pt 2; 4) Alväger T. и др., Test of a second postulate of special relativity in the GeV region, «Phys. Lett.», 1964, v. 12, p. 260; 5) Cedarholm J. P. и др., New experimental test of special relativity, «Phys. Rev. Lett.», 1958, v. 1, p. 342; 6) Mac Arthur D. W. и др., Test of a special-relativistic Doppler formula at β = 0,84, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 56, p. 282.

И. Ю. Кобзарев.

ОТРАЖА́ТЕЛЬНАЯ СПОСО́БНОСТЬ — величина, характеризующая способность поверхности тела или границ раздела двух сред отражать падающий на неё поток эл.-магн. излучения или упругих волн. Количеств. характеристика О. с.— коэф. отражения. О. с. зависит от угла падения и поляризации падающего эл.-магн. излучения. Зависимость О. с. поверхности от длины волны излучения в области видимого света воспринимается глазом человека как окраска отражающей поверхности. См. *Отражение света*.

ОТРАЖА́ТЕЛЬНЫЕ ПРИ́ЗМЫ — оптич. детали с плоскими отражающими и преломляющими поверхностями, образующими между собой двугранные углы; один из видов *призм оптических*. Обычно О. п. изготовляют из такого стекла, чтобы они не обладали дисперсией и двойным лучепреломлением (в отличие от спектральных и поляризац. призм). В О. п. угол падения луча на первую грань равен углу преломления на последней грани; при этом направление луча, прошедшего через О. п., может меняться. В большинстве случаев отражение луча от граней призмы является *полным внутренним отражением*, а если угол ε_m падения луча на отражающую грань (рис. 1) меньше предельного, то её покрывают зеркально отражающим слоем (серебро, алюминий). Обычно для О. п. используют *оптическое стекло* марок К8 и БК10, для к-рых $\varepsilon_m = 46°16'$ и $39°36'$ (для показателя преломления n, соответствующего линии D, $\lambda = 587{,}5$ нм). Если луч падает на преломляющую грань не перпендикулярно, то при отражении от следующей грани надо учитывать преломление. Надо угол падения ε_1 на входную грань ограничить; из рис. 1 следует, что $\varepsilon'_1 = \vartheta - \varepsilon_m$ (ϑ — преломляющий угол О. п.). Для того чтобы О. п. не нарушала гомоцентричности падающего сходящегося или расходящегося пучка, необходимо соблюдение условия: $\sin\varepsilon_1 = n\sin(\vartheta - \varepsilon_m)$. В этом случае для прямоугольной равнобедренной призмы из стекла К8 $\varepsilon_1 = 5°40'$, а из стекла БК10 $\varepsilon_1 = 8°28'$. Удвоенное значение этих углов даёт величину угл. поля прибора, где располагается О. п. Введение О. п. в пучок лучей эквивалентно постановке на его пути плоскопараллельной пластинки с толщиной, равной расстоянию, к-рое проходит луч в призме.

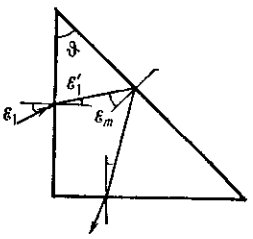


Рис. 1. Ограничение угла падения луча на входную грань призмы.

О. п. используют для изменения направления пучка света, уменьшения длины оптич. системы, оборачивания изображения. Для этих же целей используются и зеркала. Однако О. п. имеют перед зеркалами след. преимущества: 1) меньшие габариты оптич. системы; 2) отсутствие потерь света при полном внутр. отражении; 3) углы между гранями О. п. неизменны, а между зеркалами требуют регулировки.

О. п. могут быть с одной, двумя и тремя отражающими гранями, с крышей, одинарными и составными (рис. 2). Ход лучей в гл. сечении О. п. таков, что призма с чётным числом отражающих граней даёт прямое изоб-

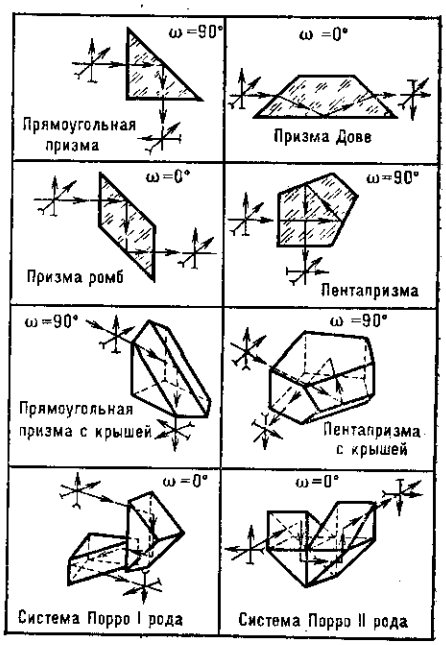


Рис. 2. Типы наиболее распространённых отражательных призм: ω — угол отклонения луча; стрелки, перпендикулярные лучам, указывают ориентацию исходного изображения и изображения, преобразованного призмой.

ражение, а с нечётным — зеркальное или перевёрнутое. Это правило не действует при отражении в разных плоскостях. О. п. можно превратить в О. п. с крышей, если одну из отражающих граней заменить двумя с прямым двугранным углом между ними. Крышеобразные О. п. обеспечивают поворот изображения справа налево и наоборот. Сложные составные О. п. (рис. 2, системы Порро I и II рода) выполняют одновременно неск. ф-ций: изменяют длину оптич. системы, направление оптич. оси системы и оборачивают изображение.

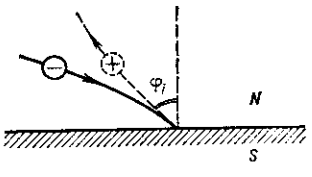
Лит.: Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

ОТРАЖЁНИЕ АНДРЕЕВСКОЕ — отражение носителей заряда (электронов и дырок) в металле, находящемся в нормальном состоянии (N), от границы со сверхпроводником (S); при этом происходит изменение знаков массы и заряда носителей: превращение электрона в дырку или дырки в электрон. Ввиду сохранения энергии $\mathscr{E}$ носителей и практически точного сохранения импульса p при О. а. происходит изменение направления вектора скорости v на противоположное. Вместо классич. закона зеркального отражения «угол падения равен углу отражения» при О. а. отражённый носитель заряда движется точно назад (А. Ф. Андреев, 1964) [1, 2].

О. а. обусловлено наличием щели Δ в энергетич. спектре электронов сверхпроводника (см. *Сверхпроводимость*). При $\mathscr{E} < \Delta$ носители заряда не могут проникнуть в сверхпроводник. В то же время они обладают импульсом $p \gg \Delta/v$, т. к. в металле $p \approx p_F$, где p_F — *ферми-импульс*. При отражении от N — S-границы тангенциальная компонента импульса $p_\parallel$ сохраняется точно, а перпендикулярная компонента $p_\perp$ может измениться лишь на величину $\delta p_\perp \lesssim \Delta/v$. Если угол падения φ_i далёк от 90°, то $\delta p_\perp \ll p_\perp$. Поэтому обычное зеркальное отражение, при к-ром $\delta p_\perp \approx p_\perp$, невозможно. Малые изменения импульса $\delta p \approx \Delta/v$ соответствуют переходу с электронной ветви энергетич. спектра нормального металла на дырочную. При О. а. электрон ($p > p_F$) подхватывает другой с антипараллельным импульсом, меньшим p_F, и образует куперовскую пару (см. *Купера эффект*), распространяющуюся без потерь вдоль поверхности сверхпроводника [3]. В нормальном металле остаётся дырка с импульсом, противоположным импульсу подхваченного электрона, что соответствует изменению знака v при О. а. При касательном падении $\varphi_i \approx 90°$ вероятность обычного зеркального отражения заметно возрастает.

При $\mathscr{E} > \Delta$ вероятность О. а. уменьшается, если $\mathscr{E} \gg \Delta$ О. а. не происходит.

Граница раздела N — S может быть создана внутри однородного металла, находящегося при низкой темп-ре $T < T_c$ (T_c — критическая темп-ра сверхпроводящего перехода), с помощью неоднородного магн. поля H. В той области, где $H > H_c$ (H_c — *критическое магнитное поле* сверхпроводника), металл находится в нормальном состоянии. Из выражения для циклотронной частоты $\Omega = eH/mc$ следует, что при одноврем. изменении знаков заряда e и массы m направление вращения носителей в магн. поле не меняется. Поэтому центры кривизны траекторий электрона и дырки в точке отражения лежат по разные стороны от общей касательной (рис.).



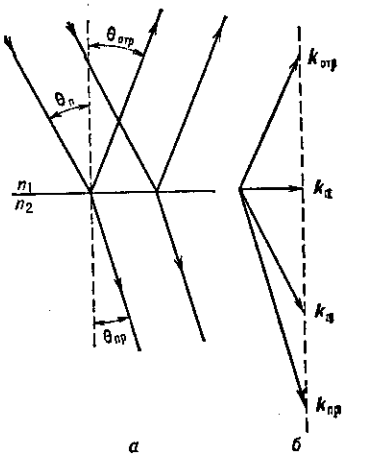
Андреевское отражение электрона от границы сверхпроводник (S) — нормальный металл (N).

В промежуточном состоянии *сверхпроводников первого рода* объём металла разбивается на чередующиеся области N- и S-фаз. При одноврем. изменении знака заряда и вектора v носителей заряда при О. а. наличие большого кол-ва таких границ не вносит дополнит. электрич. сопротивления. В то же время тепловое сопротивление чистых металлов в промежуточном состоянии сильно возрастает. Это послужило первым указанием на необычный характер отражения [4]. В дальнейшем О. а. наблюдалось экспериментально при радиочастотном *размерном эффекте* [5] и с помощью метода поперечной фокусировки электронов [6]. Явления, аналогичные О. а., наблюдаются также в жидком изотопе гелия — ^{3}He в сверхтекучем состоянии.

Лит.: 1) Андреев А. Ф., Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1823; 2) его же, Электродинамика промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1966, т. 51, с. 1510; 3) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 4) Заварицкий Н. В., Теплопроводность сверхпроводников в промежуточном состоянии, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 1673; 5) Крылов И. П., Шарвин Ю. В., Радиочастотный размерный эффект в слое нормального металла, граничащем со сверхпроводящей фазой, «ЖЭТФ», 1973, т. 64, с. 946; 6) Цой В. С., Цой Н. П., Яковлев С. Е., Поперечная электронная фокусировка как метод исследования Андреевского отражения, «ЖЭТФ», 1989, т. 95, с. 921. *И. П. Крылов.*

ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН — переизлучение волн препятствиями с изменением направления распространения (вплоть до смены на противоположное). Отражающими объектами могут служить неоднородности среды (как резкие в масштабе длины волны λ, так и плавные), сочленения волноводных систем и изменения их геометрии, непрозрачные тела, в к-рых волны данной природы распространяться не могут. Обычно на границе раздела сред одновременно с О. в. происходит *преломление волн*.

При падении плоской монохроматич. волны на плоскую границу раздела двух однородных сред с разными свойствами происходит зеркальное О. в. (рис.). Амплитуды, фазы и направления распространения отражённой и преломлённой (прошедшей) волн определяются на основе согласования волновых полей по разные стороны от границы в соответствии с граничными условиями. Требование непрерывности фазы приводит к универсальному закону: тангенциальные (параллельные границе) составляющие волновых векторов падающей, отражённой и преломлённой волн $\mathbf{k}_\text{п}^\parallel = \mathbf{k}_\text{отр}^\parallel = \mathbf{k}_\text{пр}^\parallel = \mathbf{k}_\parallel$ должны быть равны между собой (рис., *б*). В случае изотропных неподвижных сред нормальные составляющие $k_\text{отр}^\perp = -k_\text{п}^\perp$ и допустима след. лучевая трактовка закона О. в.: 1) падающий и отражённый лучи лежат в одной, нормальной к границе, плоскости, 2) угол отражения $\theta_\text{отр}$ (между лучом и нормалью) равен углу падения $\theta_\text{п}$ (рис., *а*).



Отражение и преломление волны на плоской границе раздела двух сред с различными показателями преломления ($n_2 > n_1$): *а* — лучевая картина; *б* — проекции волновых векторов падающей, отражённой и преломлённой волн на границу одинаковы.

Интенсивность отражённой волны характеризуется коэф. отражения R (отношением интенсивностей отражённой и падающей волн), к-рый существенно зависит от природы волн, свойств обеих сред, поляризации волн и угла $\theta_\text{п}$. Для расчёта R необходимо удовлетворить специфическим для волн данной природы граничным условиям. Напр., в случае эл.-маги. волн граничные условия требуют, чтобы на границе тангенциальные составляющие напряжённостей электрич. и магн. полей были равны (см. *Френеля формулы*). В акустике гранич-

ные условия требуют, чтобы на границе раздела были равны давления в обеих средах и нормальные составляющие скорости частиц среды. В этом случае

$$R_з = \left| \frac{m\cos\theta_п - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_п}}{m\cos\theta_п + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_п}} \right|^2, \qquad (1)$$

где $n = n_2/n_1 = c_1/c_2$ — относительный показатель преломления, $m = \rho_2/\rho_1$ — отношение плотностей сред.

В спец. случаях возможно безотражат. прохождение волны через границу (*Брюстера закон*). В (1) числитель обращается в нуль при $\theta_п = \theta_Б$, где $\mathrm{tg}^2\theta_Б = (m^2 - n^2)/(n^2 - 1)$. В оптике явление Брюстера наблюдается для волн, поляризованных в плоскости падения.

При $n < 1$ и углах падения, больших критического $\theta^*(\sin\theta^* = n)$, имеет место полное внутреннее О. в. Числитель и знаменатель в (1) при $\theta_п > \theta^*$ становятся комплексно сопряжёнными и, следовательно, $R_з = \Gamma\cdot\Gamma^* \equiv 1$. Преломлённая волна при полном внутр. О. в. имеет вид поверхностной волны, экспоненциально прижатой к границе.

Идеальные отражающие экраны (зеркала) — предельный случай границы раздела сред, когда $n \to \infty$ (абсолютно жёсткие стенки в акустике, идеально проводящие поверхности в электродинамике) или $n \to 0$ (абсолютно податливые или идеальные магн. стенки соответственно). И в том и в другом случае $R \to 1$.

Как отражённая, так и преломлённая волны являются, вообще говоря, результатом интерференции волн, переизлучённых в толще обеих сред. Законы зеркального О. в. могут быть обобщены и приближённо сформулированы как локальные для участка границы, если: 1) размеры, радиусы кривизны поверхностей и масштабы неоднородностей сред много больше длины волны λ (условия применимости *геометрической оптики*); 2) размеры неровностей границы $\ll \lambda$. Если размеры неровностей сравнимы с λ, то возможны два случая: при хаотич. расположении неровностей (шероховатая граница) имеет место стохастич. рассеяние волн (наз. также диффузным О. в.); при периодич. расположении неровностей (отражат. дифракционные решётки) кроме отражённой в зеркальном направлении волны возникает дискретный набор «побочных» волн, направления распространения к-рых зависят от λ, что используется в анализаторах спектра.

О. в. от движущихся объектов происходит со смещением частоты (*Доплера эффект*), угол отражения при этом не равен углу падения (т. н. угловая аберрация). В средах с непрерывно меняющимися свойствами О. в. наблюдается, если характерные масштабы неоднородностей $L \lesssim \lambda$. В плавно-неоднородных средах $L \gg \lambda$ «истинное» О. в. экспоненциально мало, однако рефракция в плавно-неоднородных средах может привести к явлениям, сходным с О. в., напр. зеркальный мираж в пустыне (см. *Рефракция звука*, *Рефракция света*). В нелинейных средах волны большой интенсивности сами индуцируют неоднородности, при рассеянии на которых (вынужденное рассеяние) может даже возникать, например, специфическое О. в. с *обращением волнового фронта*.

О. в. лежит в основе мн. природных явлений (эхо, миражи, подводные звуковые каналы в океане, радиоканалы в ионосфере), техн. устройств и систем (волноводы, резонаторы, гидролокация, радиолокация). В нек-рых случаях О. в. приводит к вредным последствиям: повышению уровня шумов, гиперреверберации в залах, слепящим бликам, искажению телевизионных изображений. Для борьбы с паразитным О. в. применяются поглощающие покрытия, согласующие элементы (в волноводной технике), четвертьволновые плёнки («голубая» оптика), плавные в масштабе длины волны переходные слои и др.

В общем случае О. в. не может рассматриваться изолированно от явлений прохождения волн (преломления, просачивания), поглощения, рассеяния, дифракции волн и трансформации волн (преобразования в волны др. физ. природы или в волны с другой пространственной структурой). Выделение отражённых волн из полного волнового поля в известной мере условно и традиционно связано с лучевой трактовкой процесса распространения и теорией переноса изображений; к О. в., как правило, относят только тот класс явлений, в к-рых восстанавливается изображение источника (правильное или искажённое).

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Пирс Дж., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ОТРАЖЕ́НИЕ ЗВУ́КА — явление, возникающее при падении звуковой волны на границу раздела двух упругих сред и состоящее в образовании волн, распространяющихся от границы раздела в ту же среду, из к-рой пришла падающая волна. Как правило, О. з. сопровождается образованием преломлённых волн во второй среде. Частный случай О. з. — отражение от свободной поверхности. Обычно рассматривается отражение на плоских границах раздела, однако можно говорить об О. з. от препятствий произвольной формы, если размеры препятствия значительно больше длины звуковой волны. В противном случае имеет место *рассеяние звука* или *дифракция звука*.

Падающая волна вызывает движение границы раздела сред, в результате к-рого и возникают отражённые и преломлённые волны. Их структура и интенсивность должны быть таковы, чтобы по обе стороны от границы раздела скорости частиц и упругие напряжения, действующие на границу раздела, были равны. Граничные условия на свободной поверхности состоят в равенстве нулю упругих напряжений, действующих на эту поверхность.

Отражённые волны могут совпадать по типу поляризации с падающей волной, а могут иметь и др. поляризацию. В последнем случае говорят о преобразовании, или конверсии, мод при отражении или преломлении. Конверсия отсутствует только при отражении звуковой волны, распространяющейся в жидкости, поскольку в жидкой среде существуют лишь продольные волны. При прохождении звуковой волной границы раздела твёрдых тел образуются, как правило, и продольные и поперечные отражённые и преломлённые волны. Сложный характер О. з. имеет место на границе кристаллич. сред, где в общем случае возникают отражённые и преломлённые волны трёх разл. поляризаций.

Отражение плоских волн [1—6]. Особую роль играет отражение плоских волн, поскольку плоские волны, отражаясь и преломляясь, остаются плоскими, а отражение волн произвольной формы можно рассматривать как отражение совокупности плоских волн. Кол-во возникающих отражённых и преломлённых волн определяется характером упругих свойств сред и числом акустич. ветвей, существующих в них. В силу граничных условий проекции на плоскость раздела волновых векторов падающей, отражённых и преломлённых волн равны между собой (рис. 1). Отсюда следуют законы отражения и преломления, согласно к-рым: 1) волновые векторы падающей $\mathbf{k}_i$, отражённых $\mathbf{k}_r$ и преломлённых $\mathbf{k}_t$ волн и нормаль

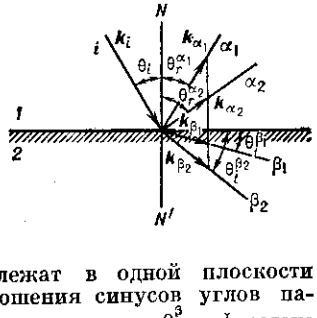


Рис. 1. Схема отражения и преломления плоской звуковой волны на плоской границе раздела.

NN' к границе раздела лежат в одной плоскости (плоскости падения); 2) отношения синусов углов падения θ_i, отражения θ_r^{α} и преломления θ_t^{β} к фазовым

скоростям c_i, c_α и c_β соответствующих волн равны между собой:

$$\frac{\sin\theta_i}{c_i}=\frac{\sin\theta_r^\alpha}{c_\alpha}=\frac{\sin\theta_t^\beta}{c_\beta} \qquad (1)$$

(индексы α и β обозначают поляризации отражённых и преломлённых волн). В изотропных средах, где направления волновых векторов совпадают с направлениями звуковых лучей, законы отражения и преломления принимают привычную форму закона Снелля. В анизотропных средах законы отражения определяют только направления волновых нормалей; как будут распространяться преломлённые или отражённые лучи, зависит от направления лучевых скоростей, соответствующих этим нормалям.

При достаточно малых углах падения все отражённые и преломлённые волны представляют собой плоские волны, уносящие энергию падающего излучения от границы раздела. Однако, если скорость c_β для к.-л. преломлённой волны β больше скорости c_i падающей волны, то для углов падения, бóльших т. н. критич. угла $\theta_\beta=\arcsin(c_i/c_\beta)$, нормальная компонента k_z^β волнового вектора соответствующей преломлённой волны становится мнимой, а сама прошедшая волна превращается в неоднородную волну, бегущую вдоль поверхности раздела и экспоненциально убывающую в глубь среды *2*. Однако падение волны на границу раздела под углом, бóльшим критического θ_β, может и не приводить к полному отражению, поскольку энергия падающего излучения может проникать во 2-ю среду в виде волн другой поляризации.

Критич. угол существует и для отражённых волн, если при О. з. происходит конверсия мод и фазовая скорость волны c_α, возникающей в результате конверсии, больше скорости c_i падающей волны. Для углов падения, меньших критич. угла $\theta_\alpha=\arcsin(c_i/c_\alpha)$, часть падающей энергии уносится от границы в виде отражённой волны с поляризацией α; при $\theta_i>\theta_\alpha$ такая волна оказывается неоднородной, затухающей в глубь среды *1*, и не принимает участия в переносе энергии от границы раздела. Напр., критич. угол $\theta_{LT}=\arcsin(c_T/c_L)$ возникает при отражении поперечной акустич. волны T от границы изотропного твёрдого тела и конверсии её в продольную волну L (c_T и c_L — скорости поперечной и продольной звуковой волны соответственно).

Амплитуды отражённых A_r^α и преломлённых A_t^β волн в соответствии с граничными условиями линейным образом выражаются через амплитуду A_i падающей волны, подобно тому, как эти величины в оптике выражаются через амплитуду падающей эл.-магн. волны с помощью *Френеля формул*. Отражение плоской волны количественно характеризуется амплитудными коэф. отражения, представляющими собой отношения амплитуд отражённых волн к амплитуде падающей: $R_\alpha=A_r^\alpha/A_i$. Амплитудные коэф. отражения в общем случае комплексны: их модули определяют отношения абс. значений амплитуд, а фазы задают фазовые сдвиги отражённых волн. Аналогично определяются и амплитудные коэф. прохождения $T_\beta^i=A_t^\beta/A_i$. Перераспределение энергии падающего излучения между отражёнными и преломлёнными волнами характеризуется коэф. отражения R_α^I и прохождения T_β^I по интенсивности, представляющими собой отношения нормальных к границе раздела компонент средних по времени плотностей потоков энергии в отражённой (преломлённой) и в падающей волнах:

$$R_\alpha^I=\frac{I_r^\alpha\cos\theta_r^\alpha}{I_i\cos\theta_i}=\frac{c_\alpha\cos\theta_r^\alpha}{c_i\cos\theta_i}\left|\frac{A_r^\alpha}{A_i}\right|^2, \qquad (2)$$

$$T_\beta^I=\frac{I_t^\beta\cos\theta_t^\beta}{I_i\cos\theta_i}=\frac{\rho_2c_\beta\cos\theta_t^\beta}{\rho_1c_i\cos\theta_i}\left|\frac{A_t^\beta}{A_i}\right|^2,$$

где I_i, I_r^α, I_t^β — интенсивности звука в соответствующих волнах, ρ_1 и ρ_2 — плотности соприкасающихся сред. Баланс энергии, подводимой к границе раздела и уносимой от неё, сводится к балансу нормальных компонент потоков энергии:

$$\sum_\alpha R_\alpha^I+\sum_\beta T_\beta^I=1. \qquad (3)$$

Коэф. отражения зависят как от акустич. свойств соприкасающихся сред, так и от угла падения θ_i. Характер угл. зависимости определяется наличием критич. углов, а также углов нулевого отражения $\theta_{0\alpha}$, при падении под к-рыми отражённая волна с поляризацией α не образуется.

О. з. на границе двух жидкостей [1—3]. Наиб. простая картина О. з. возникает на границе раздела двух жидкостей. Конверсия волн при этом отсутствует, и отражение происходит по зеркальному закону, а коэф. отражения равен

$$R(\theta_i)=\frac{1-\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\frac{c_1^2}{c_2^2}-\sin^2\theta}/\cos\theta\right)}{1+\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\frac{c_1^2}{c_2^2}-\sin^2\theta}/\cos\theta\right)}, \qquad (4)$$

где $\rho_{1,2}$ и $c_{1,2}$ — плотности и скорости звука в граничащих средах *1* и *2*. Если скорость звука для падающей волны больше скорости звука для преломлённой ($c_1>c_2$), то критич. угол отсутствует. Коэф. отражения действителен и плавно меняется от значения

$$R_0=\frac{\rho_2c_2-\rho_1c_1}{\rho_2c_2+\rho_1c_1} \qquad (5)$$

при нормальном падении волны на границу раздела до значения $R=-1$ при скользящем падении ($\theta_i=\pi/2$). Если акустич. импеданс ρ_2c_2 среды *2* больше импеданса ρ_1c_1 среды *1*, то при угле падения

$$\theta_0=\arcsin\sqrt{\left(\rho_2^2c_2^2-\rho_1^2c_1^2\right)/c_2^2\left(\rho_2^2-\rho_1^2\right)} \qquad (6)$$

коэф. отражения обращается в нуль и всё падающее излучение полностью проходит в среду *2*.

Когда $c_1<c_2$, возникает критический угол $\theta_{крит}=\arcsin(c_1/c_2)$. При $\theta_i<\theta_{крит}$ коэф. отражения — действительная величина; фазовый сдвиг между падающей и отражённой волнами отсутствует. Величина коэф. отражения меняется от значения R_0 при нормальном падении до $R=1$ при угле падения, равном критическому. Нулевое отражение и в этом случае может иметь место, если для акустич. импедансов сред выполняется обратное неравенство $\rho_2c_2<\rho_1c_1$; угол нулевого отражения по-прежнему определяется выражением (6). Для углов падения, бóльших критического, имеет место полное внутр. отражение: $|R(\theta_i)|\equiv1$, и падающее излучение в глубь среды *2* не проникает. В среде *2*, однако, формируется неоднородная волна; с её возникновением связаны комплексность коэф. отражения и соответствующий фазовый сдвиг между отражённой и падающей волнами. Этот сдвиг объясняется тем, что поле отражённой волны формируется в результате интерференции двух полей: зеркально отражённой волны и волны, переизлучаемой в среду *1* неоднородной волной, возникшей в среде *2*. При отражении неплоских (напр., сферических) волн такая переизлучённая волна наблюдается реально в эксперименте в виде т. н. боковой волны (см. *Волны*, раздел Отражение и преломление волн).

О. з. от границы твёрдого тела [1—3, 5—7]. Характер отражения усложняется, если отражателем является твёрдое тело. Когда скорость звука c в жидкости меньше скоростей продольного c_L и поперечного c_T звука в твёрдом теле, при отражении на границе жидкости с твёрдым телом возникают два критич. угла: продоль-

ный $\theta_L = \arcsin(c/c_L)$ и поперечный $\theta_T = \arcsin(c/c_T)$. При этом $\theta_T > \theta_L$, поскольку всегда $c_L > c_T$. При углах падения $\theta_i < \theta_L$ коэф. отражения действителен (рис. 2). Падающее излучение проникает в твёрдое тело в виде

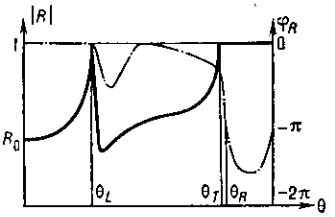


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения звука $|R|$ (сплошная линия) и его фазы φ_R (штрих-пунктирная линия) на границе жидкости и твёрдого тела от угла падения θ.

как продольной, так и поперечной преломлённых волн. При нормальном падении звука в твёрдом теле возникает только продольная волна и значение R_0 определяется отношением продольных акустич. импедансов жидкости $\rho_ж c$ и твёрдого тела $\rho_T c_L$ аналогично ф-ле (5) ($\rho_{ж,т}$ — плотности жидкости и твёрдого тела).

При $\theta_i > \theta_L$ коэф. отражения становится комплексным, поскольку в твёрдом теле вблизи границы образуется неоднородная волна. При углах падения, заключённых между критич. углами θ_L и θ_T, часть падающего излучения проникает в глубь твёрдого тела в виде преломлённой поперечной волны. Поэтому для $\theta_L < \theta_i < \theta_T$ величина $|R(\theta_i)| < 1$; лишь при $\theta_i = \theta_L$ поперечная волна не образуется и $|R| = 1$. Участие неоднородной продольной волны в формировании отражённого излучения обусловливает, как и на границе двух жидкостей, фазовый сдвиг у отражённой волны. При $\theta_i > \theta_T$ имеет место полное внутр. отражение: $|R(\theta_i)| \equiv 1$. В твёрдом теле вблизи границы образуются лишь экспоненциально спадающие в глубь тела неоднородные волны. Фазовый сдвиг у отражённой волны для углов $\theta_i > \theta_T$ связан в основном с возбуждением на границе раздела вытекающей *Рэлея волны*. Такая волна возникает на границе твёрдого тела с жидкостью при углах падения, близких к углу Рэлея $\theta_R = \arcsin(c/c_R)$, где c_R — скорость волны Рэлея на поверхности твёрдого тела. Распространяясь вдоль поверхности раздела, вытекающая волна полностью переизлучается в жидкость.

Если $c > c_T$, то полное внутр. отражение на границе жидкости с твёрдым телом отсутствует: падающее излучение проникает в твёрдое тело при любом угле падения, по крайней мере в виде поперечной волны. Полное отражение возникает при падении звуковой волны под критич. углом θ_L или при скользящем падении. При $c > c_L$ коэф. отражения действительный, т. к. неоднородные волны на границе раздела не образуются.

О. з., распространяющегося в твёрдом теле [5,6]. При распространении звука в изотропном твёрдом теле наиб. простой характер носит отражение сдвиговых волн, направление колебаний в к-рых параллельно плоскости раздела. Конверсия мод при отражении или преломлении таких волн отсутствует. При падении на свободную границу или границу раздела с жидкостью такая волна отражается полностью ($R = 1$) по закону зеркального отражения. На границе раздела двух изотропных твёрдых тел наряду с зеркально отражённой волной в среде *2* образуется преломлённая волна с поляризацией, также параллельной границе раздела.

При падении поперечной волны, поляризованной в плоскости падения, на свободную поверхность тела, на границе возникает как отражённая поперечная волна той же поляризации, так и продольная волна. При углах падения θ_i, меньших критического угла $\theta_{TL} = \arcsin(c_T/c_L)$, коэф. отражения R_T и R_L — чисто действительные: отражённые волны уходят от границы точно в фазе (или в противофазе) с падающей волной. При $\theta_i > \theta_{TL}$ от границы уходит только зеркально отражённая поперечная волна; вблизи свободной поверхности образуется неоднородная продольная волна. Коэф. отражения становится комплексным, и между отражённой и падающей волнами возникает фазовый сдвиг, величина к-рого зависит от угла падения. При отражении от свободной поверхности твёрдого тела продольной волны при любом угле падения возникают как отражённая продольная волна, так и поперечная волна, поляризованная в плоскости падения.

Если граница твёрдого тела находится в контакте с жидкостью, то при отражении волн (продольной или поперечной, поляризованной в плоскости падения) в жидкости дополнительно возникает преломлённая продольная волна. На границе раздела двух изотропных твёрдых сред к этой системе отражённых и преломлённых волн добавляется ещё преломлённая поперечная волна в среде *2*. Её поляризация также лежит в плоскости падения.

О. з. на границе раздела анизотропных сред [6]. О. з. на границе раздела кристаллич. сред носит сложный характер. Скорости c_α и c_β отражённых и преломлённых волн в этом случае сами являются ф-циями углов отражения θ_r^α и преломления θ_t^β (см. *Кристаллоакустика*); поэтому даже определение углов θ_r и θ_t по заданному углу падения θ_i сталкивается с серьёзными матем. трудностями. Если известны сечения поверхностей волновых векторов плоскостью падения, то используется графич. метод определения углов θ_r и θ_t: концы волновых векторов $\mathbf{k}_r$ и $\mathbf{k}_t$ лежат на перпендикуляре NN', проведённом к границе раздела через конец волнового вектора $\mathbf{k}_i$ падающей волны, в точках, где этот перпендикуляр пересекает разл. полости поверхностей волновых векторов (рис. 3). Кол-во отражённых (или преломлённых) волн, реально распространяющихся от границы раздела в глубь соответствующей среды, определяется тем, со сколькими полостями пересекается перпендикуляр NN'. Если пересечение с к.-л. полостью отсутствует, то это означает, что волна соответствующей поляризации оказывается неоднородной и энергию от границы не переносит. Перпендикуляр NN' может пересекать одну и ту же полость в неск. точках (точки a_1 и a_2 на рис. 3). Из возможных положений волнового вектора $\mathbf{k}_r$ (или $\mathbf{k}_t$) реально наблюдаемым волнам соответствуют лишь те, для к-рых вектор лучевой скорости, совпадающий по направлению с внеш. нормалью к поверхности волновых векторов, направлен от границы в глубь соответствующей среды.

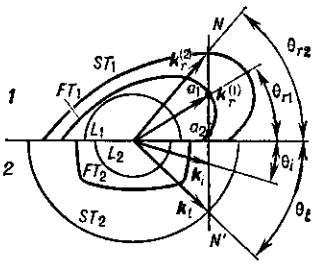


Рис. 3. Графический метод определения углов отражения и преломления на границе раздела кристаллических сред *1* и *2*. *L*, *FT* и *ST* — поверхности волновых векторов для квазипродольных, быстрых и медленных квазипоперечных волн соответственно.

Как правило, отражённые (преломлённые) волны принадлежат разл. ветвям акустич. колебаний. Однако в кристаллах со значит. анизотропией, когда поверхность волновых векторов имеет вогнутые участки (рис. 4), возможно отражение с образованием двух отражённых или преломлённых волн, принадлежащих одной и той же ветви колебаний.

На опыте наблюдаются конечные пучки звуковых волн, направления распространения к-рых определяются лучевыми скоростями. Направления лучей в кристаллах значительно отличаются от направлений соответствующих волновых векторов. Лучевые скорости падающей, отражённых и преломлённых волн лежат в одной плоскости лишь в исключительных случаях, напр. когда плоскость падения является плоскостью симметрии для обеих кристаллич. сред. В общем случае отражённые и преломлённые лучи занимают разнообразные по-

ложения как по отношению друг к другу, так и по отношению к падающему лучу и нормали NN' к границе раздела. В частности, отражённый луч может лежать в плоскости падения по ту же сторону от нормали N, что

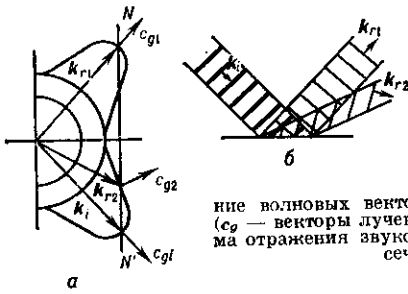


Рис. 4. Отражение акустической волны, падающей на свободную поверхность кристалла с образованием двух отражённых волн той же поляризации: *а* — определение волновых векторов отражённых волн (c_g — векторы лучевой скорости); *б* — схема отражения звуковых пучков конечного сечения.

и падающий луч. Предельным случаем такой возможности является наложение отражённого пучка на падающий при наклонном падении последнего.

Влияние затухания на характер О. з. [8,9]. Коэф. отражения и прохождения не зависят от частоты звука, если затухание звука в обеих граничных средах пренебрежимо мало. Заметное затухание приводит не только к частотной зависимости коэф. отражения R, но и искажает его зависимость от угла падения, в особенности вблизи критич. углов (рис. 5, *а*). При отражении от границы раздела жидкости с твёрдым телом эффекты затухания существенно меняют угловую зависимость R при углах падения, близких к рэлеевскому углу θ_R (рис. 5,*б*). На границе сред с пренебрежимо малым затуханием при таких углах падения имеет место полное внутреннее отражение и $|R| = 1$ (кривая *1* на рис. 5, *б*). Наличие затухания приводит к тому, что $|R|$ становится меньше 1, а вблизи $\theta_i = \theta_R$ образуется минимум

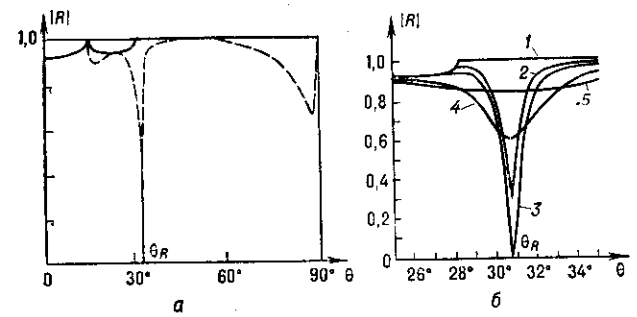


Рис. 5. Угловая зависимость $|R|$ на границе вода — сталь с учётом затухания: *а* — общий характер угловой зависимости $|R|$; сплошная линия — без учёта потерь, штриховая линия — то же с учётом затухания; *б* — угловая зависимость $|R|$ вблизи рэлеевского угла θ_R при различных значениях поглощения ($\alpha_T\lambda$) поперечных волн в стали на длине волны. Кривые *1—5* соответствуют увеличению этого параметра от значения $\alpha_T\lambda \approx 3\cdot10^{-4}$ (кривая *1*) до значения $\alpha_T\lambda = 1$ (кривая *5*) за счёт соответствующего возрастания частоты падающего УЗ-излучения.

$|R|$ (кривые *2—4*). По мере увеличения частоты и соответствующего роста коэф. затухания глубина минимума увеличивается, пока, наконец, на нек-рой частоте f_0, наз. частотой нулевого отражения, мин. значение $|R|$ не обратится в нуль (кривая *3*, рис. 5,*б*). Дальнейший рост частоты приводит к уширению минимума (кривая *4*) и влиянию эффектов затухания на О. з. практически для любых углов падения (кривая *5*). Уменьшение амплитуды отражённой волны по сравнению с амплитудой падающей не означает, что падающее излучение проникает в твёрдое тело. Оно связано с поглощением вытекающей волны Рэлея, к-рая возбуждается падающим излучением и участвует в формировании отражённой волны. Когда звуковая частота f равна частоте f_0, вся энергия падающей волны диссипируется на границе раздела.

О. з. от слоёв и пластин [1,3,5,6,10,11]. О. з. от слоя или пластины носит резонансный характер. Отражённая и прошедшая волны формируются в результате многократных переотражений волн на границах слоя. В случае жидкого слоя падающая волна проникает в слой под углом преломления θ_t, определяемым из закона Снелля. За счёт переотражений в самом слое возникают продольные волны, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях под углом θ_t к нормали, проведённой к границам слоя (рис. 6, *а*). Угол θ_t представляет собой угол преломления, отвечающий углу падения θ_i на границу слоя. Если скорость звука в слое c_2 больше скорости звука c_1 в окружающей жидкости, то система переотражённых волн возникает лишь тогда, когда θ_i меньше угла полного внутр. отражения $\theta_{крит} = \arcsin(c_1/c_2)$. Однако для достаточно тонких слоёв прошедшая волна образуется и при углах падения, бо́льших критического. В этом случае коэф. отражения от слоя оказывается по абс. величине меньше 1. Это связано с тем, что при $\theta_i > \theta_{крит}$ в слое вблизи той его границы, на к-рую падает извне волна, возникает неоднородная волна, экспоненциально спадающая в глубь слоя. Если толщина слоя d меньше или сравнима с глубиной проникновения неоднородной волны, то последняя возмущает противоположную границу слоя, в результате чего с неё излучается в окружающую жидкость прошедшая волна. Это явление просачивания волны аналогично просачиванию частицы через потенциальный барьер в квантовой механике.

Коэф. отражения от слоя

$$R = \frac{R_1 + R_2 \exp 2ik_{2z}d}{1 + R_1R_2\exp 2ik_{2z}d}, \qquad (7)$$

где $k_{2z} = 2\pi(f/c_2)\cos\theta_t$ — нормальная компонента волнового вектора в слое, ось z — перпендикулярна границам слоя, R_1 и R_2 — коэф. О. з. соответственно на

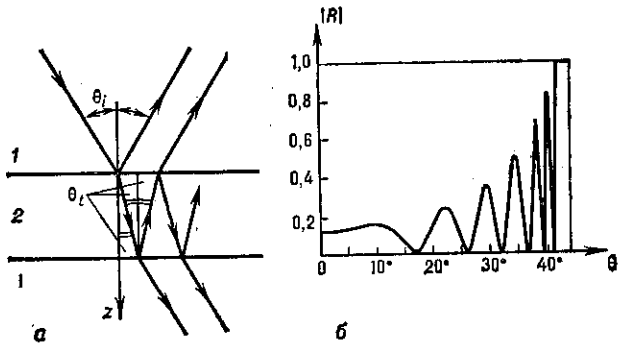


Рис. 6. Отражение звуковой волны от жидкого слоя: *а* — схема отражения; *1* — окружающая жидкость; *2* — слой; *б* — зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ от угла падения θ.

верхней и нижней границах. При $\theta_i < \theta_{крит}$ $|R|$ представляет собой периодич. ф-цию звуковой частоты f и толщины слоя d. При $\theta_i > \theta_{крит}$, когда имеет место просачивание волны через слой, $|R|$ при увеличении f или d монотонно стремится к 1.

Как ф-ция угла падения θ_i значение $|R|$ имеет систему максимумов и минимумов (рис. 6, *б*). Если по обе стороны слоя находится одна и та же жидкость, то в точках минимума $R = 0$. Нулевое отражение возникает, когда набег фазы на толщине слоя равен целому числу полупериодов

$$k_{2z}d = \pi n \quad (n = 1,2,\ldots) \qquad (8)$$

и волны, выходящие в верхнюю среду после двух последовательных переотражений, будут находиться в противофазе и взаимно гасить друг друга. Наоборот, в нижнюю среду все переотражённые волны выходят с одной и той же фазой, и амплитуда прошедшей волны оказывается максимальной. При нормальном падении волны

на слой полное пропускание имеет место, когда на толщине слоя укладывается целое число полуволн: $d = {}^1/_2\lambda_2 n$, где $n = 1,2,3,\ldots$, λ_2 — длина звуковой волны в материале слоя; поэтому слои, для к-рых выполнено условие (8), наз. полуволновыми. Соотношение (8) совпадает с условием существования нормальной волны в свободном жидком слое. В силу этого полное пропускание через слой возникает, когда падающее излучение возбуждает в слое ту или иную нормальную волну. За счёт контакта слоя с окружающей жидкостью нормальная волна является вытекающей: при своём распространении она полностью переизлучает энергию падающего излучения в нижнюю среду.

Когда жидкости по разные стороны от слоя различны, наличие полуволнового слоя никак не сказывается на падающей волне: коэф. отражения от слоя равен коэф. отражения от границы этих жидкостей при их непосредств. контакте. Помимо полуволновых слоёв в акустике, как и в оптике, большое значение имеют т. н. четвертьволновые слои, толщины к-рых удовлетворяют условию $k_{2z}d = \pi/2 + \pi n$ $(n = 1,2,\ldots)$. Подбирая соответствующим образом акустич. импеданс слоя, можно получить нулевое отражение от слоя волны с заданной частотой f при определённом угле падения её на слой. Такие слои используются в качестве просветляющих акустических слоёв.

Для отражения звуковой волны от бесконечной твёрдой пластины, погружённой в жидкость, характер отражения, описанный выше для жидкого слоя, в общих чертах сохранится. При переотражениях в пластине дополнительно к продольным будут также возбуждаться сдвиговые волны. Углы θ_{tL} и θ_{tT}, под к-рыми распространяются соответственно продольные и поперечные волны в пластине, связаны с углом падения законом Снелля. Угл. и частотная зависимости $|R|$ будут представлять собой, как и в случае отражения от жидкого слоя, системы чередующихся максимумов и минимумов. Полное пропускание через пластину возникает в том случае, когда падающее излучение возбуждает в ней одну из нормальных волн, представляющих собой вытекающие *Лэмба волны*. Резонансный характер О. з. от слоя или пластины стирается по мере того, как уменьшается отличие их акустич. свойств от свойств окружающей среды. Увеличение акустич. затухания в слое также приводит к сглаживанию зависимостей $|R(\theta)|$ и $|R(fd)|$.

Отражение неплоских волн [1—3, 7, 12]. Реально существуют только неплоские волны; их отражение может быть сведено к отражению набора плоских волн. Монохроматич. волну с волновым фронтом произвольной формы можно представить в виде совокупности плоских волн с одной и той же круговой частотой ω, но с разл. направлениями волнового вектора $\mathbf{k}$. Осн. характеристикой падающего излучения является его пространственный спектр — набор амплитуд $A(\mathbf{k})$ плоских волн, образующих в совокупности падающую волну. Абс. величина $\mathbf{k}$ определяется частотой ω, поэтому его компоненты не являются независимыми. При отражении от плоскости $z = 0$ нормальная компонента k_z задаётся тангенциальными компонентами k_x, k_y: $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$. Каждая плоская волна, входящая в состав падающего излучения, падает на границу раздела под своим углом θ и отражается независимо от других волн. Поле $\Phi(r)$ отражённой волны возникает как суперпозиция всех отражённых плоских волн и выражается через пространственный спектр падающего излучения $A(k_x, k_y)$ и коэф. отражения $R(k_x, k_y)$:

$$\Phi(x,y,z) = \iint R(k_x,k_y)A(k_x,k_y)\exp i(k_x x + k_y y + k_z z)\,dk_x dk_y.$$

Интегрирование распространяется на область сколь угодно больших значений k_x и k_y. Если пространственный спектр падающего излучения содержит (как при отражении сферич. волны) компоненты с k_x (или k_y), бо́льшими ω/c, то в формировании отражённой волны помимо волн с действительными k_z принимают участие также неоднородные волны, для к-рых k_z — чисто мнимая величина. Этот подход, предложенный в 1919 Г. Вейлем (H. Weyl) и получивший своё дальнейшее развитие в представлениях фурье-оптики, даёт последоват. описание отражения волны произвольной формы от плоской границы раздела.

При рассмотрении О. з. возможен также лучевой подход, к-рый основан на принципах *геометрической акустики*. Падающее излучение рассматривается как совокупность лучей, взаимодействующих с границей раздела. При этом учитывается, что падающие лучи не только отражаются и преломляются обычным образом, подчиняясь законам Снелля, но и что часть лучей, падающих на поверхность раздела под определёнными углами, возбуждает т. н. боковые волны, а также вытекающие поверхностные волны (Рэлея и др.) или вытекающие волноводные моды (Лэмба волны и др.). Распространяясь вдоль поверхности раздела, такие волны вновь переизлучаются в среду и участвуют в формировании отражённой волны. Для практики осн. значение имеет отражение сферич. волн, коллимированных акустич. пучков конечного сечения и фокусированных звуковых пучков.

Отражение сферических волн [1—3]. Картина отражения сферич. волны, создаваемой в жидкости I точечным источником O, зависит от соотношения между скоростями звука c_1 и c_2 в соприкасающихся жидкостях I и II (рис. 7). Если $c_1 > c_2$, то критич. угол отсутствует

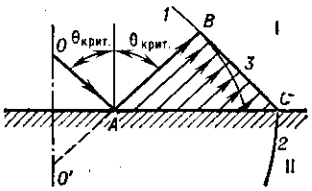


Рис. 7. Отражение сферической волны на границе раздела двух жидкостей: O и O' — действительный и мнимый источники; *1* — фронт отражённой сферической волны; *2* — фронт преломлённой волны; *3* — фронт боковой волны.

и отражение происходит по законам геом. акустики. В среде I возникает отражённая сферич. волна: отражённые лучи пересекаются в точке O', образуя мнимое изображение источника, а волновой фронт отражённой волны представляет собой часть сферы с центром в точке O'.

Когда $c_2 > c_1$ и имеется критич. угол $\theta_{крит}$, в среде I помимо отражённой сферич. волны возникает ещё одна компонента отражённого излучения. Лучи, падающие на границу раздела под критич. углом $\theta_{крит}$, возбуждают в среде II волну, к-рая распространяется со скоростью c_2 вдоль поверхности — раздела и переизлучается в среду I, формируя т. н. боковую волну. Её фронт образуют точки, до к-рых в один и тот же момент времени дошли лучи, вышедшие из точки O вдоль OA и затем перешедшие снова в среду I в разл. точках границы раздела от точки A до точки C, в к-рой в этот момент находится фронт преломлённой волны. В плоскости чертежа фронт боковой волны представляет собой прямолинейный отрезок CB, наклонённый к границе под углом $\theta_{крит}$ и простирающийся до точки B, где он смыкается с фронтом зеркально отражённой сферич. волны. В пространстве фронт боковой волны представляет собой поверхность усечённого конуса, возникающего при вращении отрезка CB вокруг прямой OO'. При отражении сферич. волны в жидкости от поверхности твёрдого тела подобная же конич. волна образуется за счёт возбуждения на границе раздела вытекающей рэлеевской волны. Отражение сферич. волн — один из основных эксперим. методов геоакустики, сейсмологии, гидроакустики и акустики океана.

Отражение акустических пучков конечного сечения [1,3,7,12]. Отражение коллимированных звуковых пучков, волновой фронт к-рых в осн. части пучка близок к плоскому, происходит для большинства углов падения

так, будто отражается плоская волна. При отражении пучка, падающего из жидкости на границу раздела с твёрдым телом, возникает отражённый пучок, форма к-рого является зеркальным отражением распределения амплитуды в падающем пучке. Однако при углах падения, близких к продольному критич. углу θ_L или рэлеевскому углу θ_R, наряду с зеркальным отражением происходит эфф. возбуждение боковой или вытекающей рэлеевской волны. Поле отражённого пучка в этом случае является суперпозицией зеркально отражённого пучка и переизлучённых волн. В зависимости от ширины пучка, упругих и вязких свойств граничащих сред возникает либо латеральный (параллельный) сдвиг пучка в плоскости раздела (т. н. смещение Шоха) (рис. 8), либо существенное уширение пучка и появление тонкой

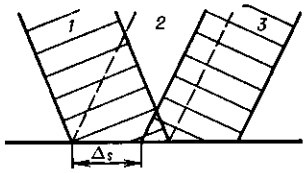


Рис. 8. Латеральное смещение пучка при отражении: *1* — падающий пучок; *2* — зеркально отражённый пучок; *3* — реально отражённый пучок.

структуры. При падении пучка под углом Рэлея характер искажений определяется соотношением между шириной пучка l и радиац. затуханием вытекающей рэлеевской волны

$$\alpha_R = A\frac{\rho_ж}{\rho_т}\frac{c^2}{c_R^2}\frac{1}{\lambda},$$

где λ — длина звуковой волны в жидкости, A — числовой множитель, близкий к единице. Если ширина пучка значительно больше длины радиац. затухания ($\alpha_R l \gg 1$), происходит лишь смещение пучка вдоль поверхности раздела на величину $\Delta_s = 2/\alpha_R$. В случае узкого пучка ($\alpha_R l < 1$) за счёт переизлучения вытекающей поверхностной волны пучок существенно уширяется и перестаёт быть симметричным (рис. 9). Внутри области, занятой зеркально отражённым пучком, в результате интерференции возникает нулевой минимум амплитуды и пучок распадается на две части. Незеркальное отражение коллимиров. пучков возникает и на границе двух жидкостей при углах падения, близких к критическому, а также при отражении пучков от слоёв или пла-



Рис. 9. Отражение звукового пучка конечного сечения, падающего из жидкости Ж на поверхность твёрдого тела Т под углом Рэлея: *1* — падающий пучок; *2* — отражённый пучок; *а* — область нулевой амплитуды; *б* — область хвоста пучка.

стин. В последнем случае незеркальный характер отражения обусловлен возбуждением в слое или пластине вытекающих волноводных мод. Существенную роль играют боковые и вытекающие волны при отражении фокусированных УЗ-пучков. В частности, эти волны используются в *микроскопии акустической для формирования* акустич. изображений и проведения количеств. измерений.

Лит.: 1) Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; 3) Бреховских Л. М., Годин О. А., Акустика слоистых сред, М., 1989; 4) Cagniard L., Reflexion et réfraction des ondes séismiques progressives, P., 1939; 5) Ewing W. M., Jardetzky W. S., Press F., Elastic waves in layered media, N. Y.— [a. o.], 1957, ch. 3; 6) Auld B. A., Acoustic fields and waves in solids, v. 1—2, N. Y.— [a. o.], 1973; 7) Bertoni H. L., Tamir T., Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces, «Appl. Phys.», 1973, v. 2, № 4, p. 157; 8) Mott G., Reflection and refraction coefficients at a fluid-solid interface, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1971, v. 50, № 3 (pt 2), p. 819; 9) Becker F. L., Richardson R. L., Influence of material properties on Rayleigh critical-angle reflectivity, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1972, v. 51, № 5 (pt 2), p. 1609; 10) Fiorito R., Überall H., Resonance theory of acoustic reflection and transmission through a fluid layer, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1979, v. 65, № 1, p. 9; 11) Fiorito R., Madigosky W., Überall H., Resonance theory of acoustic waves interacting with an elastic plate, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1979, v. 66, № 6, p. 1857; 12) Neubauer W. G., Observation of acoustic radiation from plane and curved surfaces, в кн.: Physical acoustics. Principles and methods, ed. by W. P. Mason, R. N. Thurston, v. 10, N. Y.— L., 1973, ch. 2. *В. М. Левин.*

ОТРАЖЕ́НИЕ РАДИОВО́ЛН — отражение волн эл.-магн. природы в диапазоне от сверхдлинных волн вплоть до границы светового диапазона (см. *Радиоволны*). Как и в случае световых волн, О. р. обусловлено резким (в пределах длины эл.-магн. волны) изменением макроскопич. параметров среды, характеризующих распространение радиоволн: диэлектрич. (ε) и магн. (μ) проницаемостей. Для О. р. справедливы все общие закономерности *отражения волн*. Важность и специфика О. р. обусловлены его широким использованием в практике радиосвязи, *радиолокации*, радионавигации, *телевидения* и исследования окружающей среды и как следствие — большим разнообразием свойств ε и μ отражающих сред и геометрии отражающих объектов. В случае О. р. от резкой границы протяжённых объектов (длина волны $\lambda \ll l$ — характерного размера отражающего тела) с гладким покрытием (диэлектрич. и металлич. покрытия, снежная, водная и др. поверхности) имеет место зеркальное О. р., к-рое описывается *Френеля формулами*. При наличии шероховатостей отражающей поверхности происходит *диффузное отражение*. При размере тела $l \ll \lambda$ отражается малая часть энергии волны (частичное О. р.). На использовании зеркального, диффузного и частичного О. р. основаны радиолокация и радиозондирование. Зеркальное О. р. наблюдается в параболич. *антеннах*, радиовысотомерах, ионозондах и т. д. Диффузное О. р. происходит, напр., при радиолокации планет с космич. аппаратов. О. р. от движущихся объектов сопровождается изменением частоты отражённой волны (см. *Доплера эффект*). Этот эффект широко используется для определения скорости отражающих объектов.

Эффективное О. р. происходит от объёмных неоднородностей в среде размером $l \sim \lambda$, что встречается в практике исследования атмосферы (отражение санти-, милли- и субмиллиметровых волн от частиц пыли, осадков и аэрозолей). Аналогичный эффект возникает в среде с непрерывным заполнением слабыми ($\Delta\varepsilon/\varepsilon \ll 1$, $\Delta\mu/\mu \ll 1$) неоднородностями диэлектрич. (либо магн.) проницаемости. При этом осн. роль играет О. р. от *дифракционной решётки* с пространственным периодом $l_p \sim \lambda$, образованной неоднородностями среды. На этом эффекте основан т. н. метод частичных отражений для исследования атм. и ионосферных неоднородностей. Причём для увеличения эффективности О. р. используют искусственно созданные дифракц. решётки с тем же пространств. периодом l_p (при радиоакустич. зондировании атмосферы и нек-рых др. исследованиях нижней ионосферы).

О. р. сильно зависит от геом. характеристик и резонансных свойств отражающего объекта (см. *Волновод*, *Волновод металлический*, *Волноводное распространение радиоволн*). Напр., тонкая диэлектрич. (или магн.) пластина толщиной d порядка длины падающей волны λ в зависимости от соотношения d и λ может дать либо полное отражение, либо полное прохождение радиоволны. На этом эффекте основаны селективные по частоте запирающие либо согласующие устройства. При плавных изменениях ε и μ О. р. происходит от слоя, в к-ром составляющая волнового вектора волны в проекции на grad ε (или grad μ) обращается в нуль. О. р. при этом описывается *Снелля законом* и др. законами геом. оптики. Последоват. многократное О. р. от поверхности Земли и ионосферы является основой загоризонтной радиолокации и радиосвязи (см. *Загоризонтное распространение радиоволн*). В то же время многократные О. р. в городах вносят помехи для телевидения и радиовеща-

ния. На О. р. от ионосферы существенно сказывается плазменный резонанс, к-рый возникает, когда частота радиоволн приближается к плазменной частоте электронов ионосферной плазмы. В области плазменного резонанса происходит взаимодействие падающей волны с собств. колебаниями ионосферы, что приводит к модификации коэф. О. р., резко усиливаются нелинейные эффекты. Нелинейное О. р. сопровождается дополнит. амплитудной и фазовой модуляцией, изменением *диаграммы направленности* отражённого пучка радиоволн, аномальным поглощением (см. *Распространение радиоволн*). Аналогичные эффекты могут иметь место при О. р. от лаб. плазмы, а также от плазменных оболочек, возникающих вокруг движущихся в атмосфере космич. объектов.

Лит.: Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Гуревич А. В., Шварцбург А. Б., Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, М., 1973; Радиолокационные методы исследования Земли, М., 1980; Яковлев О. И., Распространение радиоволн в космосе, М., 1985.

Н. А. Митяков, В. Ю. Трахтенгерц.

ОТРАЖЕ́НИЕ СВЕ́ТА — возникновение вторичных световых волн, распространяющихся от границы раздела двух сред «обратно» в первую среду, из к-рой первоначально падал свет. При этом по крайней мере первая среда должна быть прозрачна для падающего и отражаемого излучений. Несамосветящиеся тела становятся видимыми вследствие О. с. от их поверхностей.

Пространств. распределение интенсивности отражённого света зависит от соотношения между размерами неровностей h поверхности (границы раздела) и длиной волны λ падающего излучения. Если $h \ll \lambda$, то О. с. направленное, или з е р к а л ь н о е. Когда размеры неровностей $h \simeq \lambda$ или превышают её (шероховатые, матовые поверхности) и расположение неровностей стохастическое, О. с.— д и ф ф у з н о е. Возможно также смешанное О. с., при к-ром часть падающего излучения отражается зеркально, а часть диффузно. Если же неровности с размерами $\gtrsim \lambda$ расположены к.-л. регулярным образом, то распределение отражённого света имеет особый характер, близкий к наблюдаемому при О. с. от дифракц. решётки.

Зеркальное О. с. характеризуется связью положений падающего и отражённого лучей: 1) отражённый, преломлённый и падающий лучи и нормаль к плоскости падения компланарны; 2) угол падения равен углу отражения. Совместно с законом прямолинейного распространения света эти законы составляют основу *геометрической оптики*. Для понимания физ. особенностей, возникающих при О. с., таких, как изменение амплитуды, фазы, поляризации света, используется эл.-магн. теория света, в основе к-рой лежат ур-ния Максвелла. Они устанавливают связь параметров отражённого света с оптич. характеристиками вещества — оптич. постоянными n и $\varkappa$, составляющими комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n - i\varkappa$; n — отношение скорости в вакууме к фазовой скорости волны в веществе, $\varkappa$ — гл. безразмерный показатель поглощения. Параметры отражённого света могут быть получены из ур-ния волны, к-рое удовлетворяет решению ур-ний Максвелла:

$$E = E_0 \exp(-2\pi\varkappa z/\lambda)\exp[i\omega(t - nz/c)],$$

где E_0 — нач. амплитуда волны, распространяющейся в поглощающей среде, ω — круговая частота, λ — длина волны, z — направление распространения волны, t — время.

Величина $\varkappa$ связана с натуральным показателем поглощения $\alpha = 4\pi\varkappa/\lambda$, к-рый обычно определяется из традиц. фотометрич. измерений (см. *Бугера—Ламберта—Бера закон*). Параметр $\varkappa$ характеризует затухание амплитуды световой волны, к-рая при прохождении расстояния, равного $\lambda/2\pi\varkappa$, ослабляется в e раз.

Это расстояние может служить мерой глубины проникновения света в приграничный слой поглощающего вещества, где происходит формирование отражённой волны. В слабо поглощающем веществе ($\varkappa < 0{,}1$) свет проникает на глубину порядка λ, а при сильном поглощении ($\varkappa \gg 0{,}1$) глубина проникновения намного меньше λ. При О. с. от границы с сильно поглощающим веществом эл.-магн. волна не может проникнуть в эту среду на значит. глубину, в результате чего поглощается только малая часть энергии и на малом участке пути, а бóльшая часть отражается.

При падении световой волны по нормали к идеально плоской поверхности амплитуды отражённой и преломлённой световых волн могут быть получены из ур-ния волны в предположении непрерывности тангенциальных составляющих электрич. вектора при переходе из одной среды в другую. С учётом оптич. свойств границы раздела сред непосредственно получают связь между амплитудами волн падающей, отражённой и прошедшей. При нормальном падении света амплитудный коэф. отражения

$$r = -\frac{\tilde{n}_2 - n_1}{\tilde{n}_2 + n_1},$$

где n_1 и $\tilde{n}_2$ — показатели преломления граничащих сред.

Энергетич. коэф. отражения, характеризующий мощность отражённой волны $R = |r|^2$, а для границы воздух — среда

$$R = \frac{(n_2 - 1)^2 + \varkappa_2^2}{(n_2 + 1)^2 + \varkappa_2^2}.$$

Для прозрачных диэлектриков ($\varkappa = 0$) величина R мала; напр., для границы воздух — стекло ($n_{\text{возд}} = 1{,}00$; $n_{\text{ст}} = 1{,}52$) $R = 0{,}04$. При нормальном падении света величина коэф. отражения не зависит от того, из какой среды, первой или второй, свет падает на границу раздела. При прохождении плоской стеклянной пластинки, к-рая имеет две границы, теряется 8% от падающей мощности светового пучка, т. е. коэф. пропускания прозрачной пластинки составляет 0,92. При распространении света через систему из m оптич. элементов (пластинок, призм, линз и т. д.) доля прошедшего света составляет $(1 - R)/[1 + (m + 1)R]$. Если показатели преломления двух сред близки ($n_1 \simeq n_2$), то коэф. О. с. очень мал; напр., для границы стекло—вода ($n_{\text{воды}} = 1{,}33$) $R = 0{,}004$. По данным Рэлея, для границы стекло—стекло $R = 4 \cdot 10^{-5}$. На практике реализовать ситуацию $n_1 = n_2$ чрезвычайно трудно из-за переходных поверхностных слоёв на границе двух сред.

В далёких УФ- и ИК-областях, в к-рых диэлектрики характеризуются сильным поглощением ($\varkappa > 1$), коэф. О. с. достигает значений $R > 0{,}9$. В этих спектральных областях происходит резкое изменение дисперсии показателя преломления; напр., для ионных кристаллов значения n изменяются от 0,1 до 10. Вследствие аномальной дисперсии (к-рая всегда есть в области сильного изменения $\varkappa$) появляются две характерные точки пересечения кривых дисперсий граничащих сред, для к-рых $n_1 = n_2$, а показатель поглощения для одной из этих точек $\varkappa < 0{,}1$, а для другой $\varkappa > 1$. В результате и в спектре отражения наблюдается минимум в области малого поглощения ($\varkappa < 0{,}1$): напр., для кварцевого стекла вблизи осн. полосы поглощения $\lambda = 9$ мкм величина $R = 0{,}00006$; для $\varkappa > 1$ $R = 0{,}75$. На рис. 1 (вверху) изображены дисперсионные кривые $n(\lambda)$ для двух «первых» оптически прозрачных сред — воздуха ($n_{1\text{в}} = 1$) и алмаза ($n_{1\text{а}}$) и для второй среды n_2 в окрестности её полосы поглощения $\varkappa_2(\lambda)$. Для воздуха и второй среды при равенстве $n_{1\text{в}} \simeq n_2$ (точки *1* и *2*) наблюдается минимум в спектре отражения (рис. 1, внизу), когда $\varkappa_2 < 0{,}1$ на длине волны λ_1. Для алмаза и второй среды при равенстве $n_{1\text{а}} \simeq n_2$ (точки *3* и *4*) минимум в спектре отражения наблюдается на длине волны λ_4 тоже при малом поглощении ($\varkappa_2 < 0{,}1$).

При О. с. происходит сдвиг фаз δ между амплитудами падающей и отражённой волн. Если свет падает по нормали из воздуха на поверхность прозрачного ди-

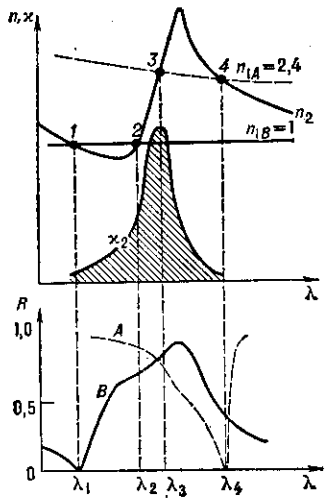


Рис. 1. Вверху: дисперсионные кривые показателя преломления воздуха, алмаза и среды n_2 в окрестности полосы поглощения $\varkappa_2$. Внизу: спектры отражения границы сред n_1 и n_2; *A* — алмаз — ионный кристалл, $\varphi \geqslant 60°$; *B* — воздух — ионный кристалл, $\varphi = 0°$.

электрика, величина $\delta = \pi$; при обратном проходе света из диэлектрика в воздух $\delta = 0$. Если имеется поглощение света, то сдвиг фаз отражённого света при нормальном падении из воздуха определяется из выражения

$$\mathrm{tg}\delta = -\frac{2\varkappa_2}{1 - n_2^2 - \varkappa_2^2}.$$

При слабом поглощении ($\varkappa < 0{,}1$) глубина проникновения света в вещество составляет относительно большую величину $\sim\lambda$, поэтому сдвиг фаз для прозрачной и слабо поглощающей сред практически одинаков.

О. с. от прозрачных диэлектриков при наклонном падении с учётом разделения падающего пучка на две равнозначные компоненты, у к-рых электрич. вектор $\boldsymbol{E}$ перпендикулярен (*s*-компонента) и параллелен (*p*-компонента) плоскости падения, описывается *Френеля формулами*

$$r_s = -\frac{\sin(\varphi - \theta)}{\sin(\varphi + \theta)}, \quad r_p = \frac{\mathrm{tg}(\varphi - \theta)}{\mathrm{tg}(\varphi + \theta)},$$

где φ и θ — углы падения и преломления соответственно.

Для прозрачных диэлектриков выделяют два характерных случая О.с.: отражение от оптически более плотной среды ($n_1 < n_2$, $\varphi > \theta$) и отражение от оптически менее плотной среды ($n_1 > n_2$, $\varphi < \theta$).

В случае $n_1 < n_2$ компонента $R_s = |r_s|^2$ плавно возрастает (рис. 2, *а*) от значений при $\varphi = 0$ (нормальное падение) до $R = 1$ при $\varphi = 90°$. Компонента $R_p = R_s$ при нормальном падении, а с ростом угла падения плавно уменьшается до нуля при т. н. угле Брюстера $\varphi_б = \mathrm{arctg}(n_2/n_1)$; $\varphi_б + \theta = 90°$. Свет, отражённый при угле $\varphi_б$, полностью поляризован, что используется в оптич. приборах для получения и анализа параметров поляризов. света.

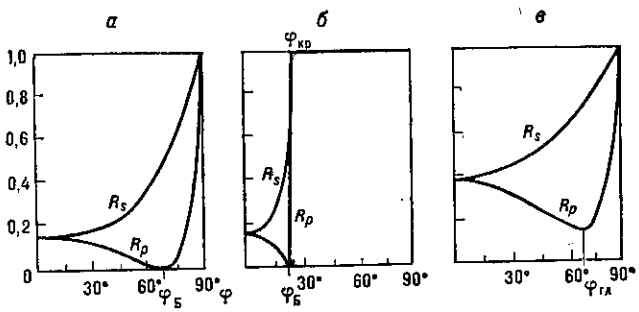


Рис. 2. Зависимость энергетических коэффициентов отражения R_s и R_p от угла падения φ для прозрачных диэлектриков: *а*) $n_1 < n_2$ (воздух — алмаз); *б*) $n_1 > n_2$ (алмаз — воздух); *в*) поглощающей среды (платина, $n_2 = 2{,}00$, $\varkappa_2 = 2{,}03$).

При отражении фаза *s*-компоненты волны меняется на π для всех значений φ от 0 до 90°, а для *p*-компоненты фаза меняется на π для значений φ от 0 до $\varphi_б$, а при $\varphi > \varphi_б$ не меняется. Если падающий свет естественный, то коэф. отражения $R = {}^1/_2 (R_s + R_p)$.

При отражении от оптически менее плотной среды ($n_1 > n_2$) различают две области: до и после критич. угла $\varphi_{кр} = \arcsin(n_2/n_1)$, к-рый также наз. углом полного внутр. отражения. При углах $\varphi < \varphi_{кр}$ коэф. отражения R_s и R_p меняются так же, как и для предыдущего случая с заменой $\varphi \leftrightarrow \theta$ и $n_1 \leftrightarrow n_2$. Т. е. волна, падающая из первой среды на вторую под углом φ, отражается так же, как волна, падающая из второй среды на первую под углом θ. При углах $\varphi \geqslant \varphi_{кр}$ происходит полное отражение энергии падающего света, т. е. $R = 1$ (рис. 2,*б*). В окрестности $\varphi_{кр}$ происходит резкое изменение коэф. отражения; так, напр., для границы стекло—воздух при отклонении от $\varphi_{кр}$ на 1′ R уменьшается до 0,9; последующее изменение угла на 30′ приводит к падению R до 0,25. Высокая чувствительность коэф. отражения вблизи $\varphi_{кр}$ широко используется в оптич. приборах — *рефрактометрах*, предназначенных для контроля показателя преломления. Вблизи $\varphi_{кр}$ находится и угол полной поляризации ($\varphi_в$), где $R_p = 0$. При полном внутр. отражении *p*- и *s*- компоненты волны претерпевают скачки фаз δ_p и δ_s, к-рые определяются соотношением

$$\mathrm{tg}\frac{\delta_s}{2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \mathrm{tg}\frac{\delta_p}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2\varphi - (n_2/n_1)^2}}{\cos\varphi}.$$

При $\varphi < \varphi_в$ фаза *s*- и *p*-компонент не меняется; при $\varphi > \varphi_в$ фаза *s*-компоненты остаётся без изменения, а *p*-компоненты меняется на π. При $\varphi > \varphi_{кр}$ сдвиг фаз *s*- и *p*-компонент отражённого света различен, в результате чего линейно поляризов. свет после отражения становится эллиптически поляризованным.

О. с. от поглощающих поверхностей при наклонном падении может быть проанализировано с помощью ф-л Френеля при подстановке в них комплексного показателя преломления и учёте *Снелля закона* преломления $n_1\sin\varphi = \tilde{n}_2 \sin\theta$. В результате получаются сложные выражения, связывающие коэф. отражения R и оптич. постоянные n и $\varkappa$, к-рые для преломлённого луча имеют смысл эфф. величин n_φ, $\varkappa_\varphi$, т. к. они уже зависят от угла падения, причём угол преломления становится комплексным. Происходит это в результате неоднородности волн в сильно поглощающих средах (таких, как, напр., металлы): плоскости равных фаз и амплитуд не совпадают, амплитуда этих волн меняется вдоль фронта волны, причём плоскость равных амплитуд параллельна границе отражения. Действит. член χ угла преломления определяется как угол между нормалью к отражающей границе и нормалью к поверхности равных фаз. При $\varphi = 0$ (нормальное падение) значения $n_\varphi = n$ и $\varkappa_\varphi = \varkappa$ наз. главными. Главные и эффективные оптич. постоянные связаны соотношениями $n_\varphi^2 - \varkappa_\varphi^2 = n^2 - \varkappa^2$; $n_\varphi \varkappa_\varphi \cos\chi = n\varkappa$ (т. н. инварианты Кеттелера), не зависящими от угла падения. Наиб. сильно зависимость оптич. постоянных от φ выражена для металлов с $n < 1$ (напр., благородные металлы) и гораздо слабее для диэлектриков, где и выполняется закон Снелля.

О. с. от поглощающих сред имеет ряд особенностей: отражающая граница вблизи $\varphi_{кр}$ становится нерезкой; отсутствует угол полной поляризации, хотя *p*-компонента имеет минимум (рис. 2, *в*) при угле, к-рый наз. главным $\varphi_{гл}$. Для гл. угла падения разность фаз между *p*- и *s*-компонентами $\delta_p - \delta_s = \pi/2$. Скачки фаз при отражении, различные для *p*- и *s*-компонент, приводят к тому, что линейно поляризов. свет после отражения становится эллиптически поляризованным.

Особенности разл. параметров отражённого света лежат в основе целого ряда методов исследования оптич. постоянных прозрачных и поглощающих конденсиров. сред (включая и тонкие плёнки). К таким методам относятся *рефрактометрия*, *фотометрия*, *эллипсометрия*, *нарушенное полное внутреннее отражение*. Общее аналитич. решение, позволяющее находить обе оптич. постоянные по измеренным R_s и R_p или δ_s и δ_p, довольно громоздко и требует по крайней мере двух независимых

измерений, напр. коэф. отражения при двух углах φ. Однако, если проводить измерения в широкой области частот ω, то можно измерять R только при одном угле падения; затем с помощью *Крамерса — Кронига соотношений* по спектру $R_{s,p}(\omega)$ находят фазу отражённой волны $\delta_s(\omega)$ или $\delta_p(\omega)$, а далее по ф-лам Френеля для амплитудных коэф. отражения $r_s(\omega)$ или $r_p(\omega)$ определяют $n(\omega)$ и $\varkappa(\omega)$.

Рассмотренный выше подход, базирующийся на ур-ниях Максвелла, позволяет описывать особенности О. с. на феноменологич. уровне. Не вскрывая механизма взаимосвязи оптич. свойств вещества с его атомным строением, он устанавливает соотношение между макрохарактеристиками — оптич. постоянными среды n, $\varkappa$ и её электрич. параметрами — диэлектрич. проницаемостью ε и электропроводностью σ:

$$n^2 - \varkappa^2 = \varepsilon; \quad n\varkappa = 2\pi\sigma/\omega.$$

Взаимосвязь макро- и микропараметров среды была обоснована микроскопич. электронной теорией Х. А. Лоренца (1880), рассматривающей электрон (атом) как осциллятор, а среду как набор частиц-осцилляторов. Падающая световая волна вызывает колебания в частицах, в результате чего они излучают волны, когерентные с падающей. Вторичная волна одного атома действует на др. атомы и вызывает их дополнит. излучение; интерференция всех этих волн с падающей объясняет все явления отражения и преломления. Если расстояние между частицами $\ll \lambda$ (что справедливо для оптич. диапазона) и если плотность частиц одинакова во всём объёме среды, то расчёт по молекулярной теории приводит к тем же выводам, что и феноменологич. теория. Именно в «среде» вторичные волны «гасят» падающую и создают преломлённую; вне «среды» интерференция вторичных волн приводит к образованию отражённой волны с амплитудой, описываемой ф-лами Френеля. Если расстояние между частицами сравнимо с λ (в рентг. области), то феноменологич. теория неправомерна, необходим другой подход (см. *Дифракция рентгеновских лучей*). Тепловое движение частиц нарушает постоянство их плотности и приводит к новому явлению — молекулярному *рассеянию света*.

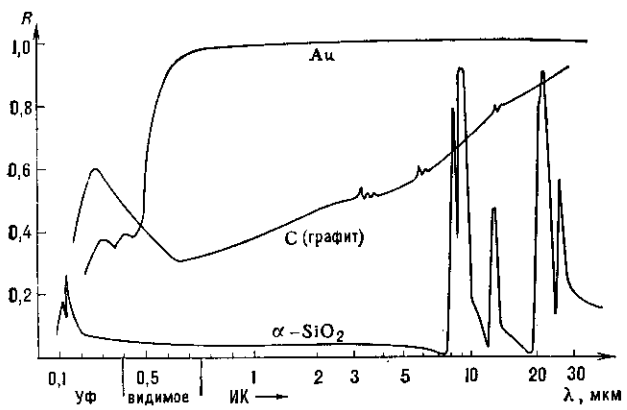


Рис. 3. Спектры коэффициентов отражения диэлектрика (α-кварц), металла (Au) и монокристаллического графита.

В поглощающих средах (хорошо проводящих металлах) падающая волна поглощается практически полностью в тонком (~10 нм) слое; энергия её превращается в энергию движения электронной плазмы. Движущиеся электроны излучают, в результате чего формируется отражённая волна, уносящая до 99% энергии (подробнее см. *Металлооптика*).

Спектры отражения в УФ-, видимой и ИК-областях типичного представителя металлов (Au) и диэлектриков (α-кварц) представлены на рис. 3. Хорошо виден общий резонансный характер О. с. в УФ-области у α-кварца и золота, тогда как в ИК-области обнаруживаются качеств. различия: у α-кварца по-прежнему ярко выражена резонансная структура полос в спектре О. с., а у золота — неселективное отражение, характерное для свободных носителей электрич. заряда. В промежуточной — видимой области в спектре О. с. золота с ростом λ происходит быстрое нарастание коэф. отражения. Спектр О. с. полуметалла (графит) в УФ-области имеет те же общие черты, а в ИК-области носит промежуточный характер, приближаясь с ростом λ к спектру металлов. Резонансные колебания кристаллич. решётки графита выражены в спектре О. с. в виде весьма слабых полос на фоне интенсивного неселективного отражения, обусловленного свободными носителями.

При рассмотренном выше О. с. предполагалось наличие идеально гладкой плоской отражающей границы. Реальная поверхность имеет микронеровности конечной высоты, трещины, адсорбиров. воду и т. п. Для точного измерения параметров отражённого света, на к-рые влияют тончайшие поверхностные слои, необходимы исключительно тщательная хим. очистка поверхности и устранение дефектов и нарушений структуры, вызванных обработкой. Наличие микрорельефа приводит к нерегулярному рассеянию света по разным направлениям, причём для высококачеств. полировки потери на рассеяние могут составлять $\sim 2\cdot10^{-5}$ от мощности падающего света. Если высота микронеровностей $h \geqslant \geqslant 0{,}2\lambda$, то отражение диффузное; при $h \leqslant 0{,}003\lambda$ отражение зеркальное. Коэф. зеркального О. с. от поверхности при нормальном падении в хорошем приближении описывается ф-лой $R = R_0\exp(-4\pi h/\lambda)^2$, где R_0 — отражение идеально гладкой поверхности. Металлич. зеркало, у к-рого потери на диффузное отражение составляют не более 0,1%, должно иметь $h \leqslant 0{,}003\lambda$ в видимом диапазоне. При наклонном падении и при переходе в ИК-область требования к качеству полировки снижаются.

Диффузное О. с. представляет собой рассеивание света во всевозможных направлениях телом, к-рое имеет шероховатую поверхность либо обладает внутр. неоднородной структурой, ведущей к рассеянию света в его объёме. О. с. от шероховатой поверхности, представляющей собой совокупность различным образом ориентированных площадок с размерами $\geqslant \lambda$, сводится к отражению света этими площадками в соответствии с ф-лами Френеля; угл. распределение яркости и поляризации диффузно отражённого света целиком определяется характером стохастич. распределения площадок по ориентациям.

Если О. с. обусловлено рассеянием на неоднородностях внутр. структуры самого тела (порошки, эмульсии, облака и т. п.), то явление носит объёмный характер и его закономерности определяются эффектами многократного рассеяния света, проникшего в тело. В этом случае даже слабое поглощение внутри тела приводит к резкому ослаблению многократно рассеянного света и уменьшению отражат. способности. Для очень тонких или сильно поглощающих сред существенно только однократное рассеяние, вследствие чего отражат. способность пропорц. β/γ (β и γ — объёмные коэф. рассеяния и поглощения). Т. к. β и γ зависят от степени дисперсности рассеивающего вещества, то и отражат. способность зависит от дисперсности: увеличивается по мере измельчения рассеивающих частиц. Поляризация отражённого света также зависит от величины β/γ. Угл. распределение отражённого света определяется видом матрицы рассеяния и меняется с изменением β/γ и оптич. толщины слоя.

Для поверхностей, равномерно рассеивающих свет, часто пользуются (напр., при светотехн. расчётах) *Ламберта законом*, согласно к-рому яркость диффузно отражающего тела пропорц. его освещённости и не зависит от направления, в к-ром она рассматривается. Однако закон этот выполняется очень приближённо, лишь для тел с высокой отражат. способностью и под углами наблюдения $< 60°$.

О. с. от нелинейных сред. При больших мощностях световых (лазерных) полей (10^8 — 10^{10} Вт/см^2) обнаруживается нелинейность среды, к-рая может сказаться на О. с. Так, напр., при отражении от нелинейной среды (монокристалл GaAs) может возникать 2-я гармоника, если среда прозрачна для осн. частоты, но поглощает гармонику. При падении на нелинейную среду двух волн с частотами ω_1 и ω_2 возникает отражённая волна на суммарной частоте $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ (кроме обычных отражённых волн ω_1 и ω_2). Интенсивность гармоники в отражённом свете имеет заметную величину при соблюдении *фазового синхронизма*. Необходимые условия синхронизма могут осуществляться разными способами. Напр., при отражении от кристалла подбирают условия (выбором ориентации осей), когда осн. волна — обыкновенная, а 2-я гармоника — необыкновенная; тогда в нек-ром направлении скорость гармоники необыкновенной волны равна скорости основной обыкновенной. Благоприятные условия для синхронизма получаются при полном внутр. отражении, когда направление согласования фаз в кристалле лежит в отражающей плоскости, а угол падения соответствует $\varphi_{кр}$ для 2-й гармоники. При отражении мощной падающей волны наблюдается ряд параметрич. эффектов, связанных с оптич. *Керра эффектом*, с *электрострикцией*, с локальными нагревами и т. п. и приводящих к отступлению от ф-л Френеля (см. *Нелинейная оптика*).

Все несветящиеся предметы видны благодаря диффузному О. с. Если поверхность отражает зеркально, то видна не сама граница раздела, а изображения предметов, полученные при отражении от этой поверхности. О. с. может оказывать и вредное воздействие, приводя, напр., к появлению «бликов», уменьшению яркости и контрастности изображения. В этих случаях стараются уменьшить О. с., нанося на поверхность оптич. деталей спец. тонкие слои (см. *Просветление оптики*).

О. с. широко используется для определения оптич. характеристик вещества, выяснения его структуры, свойств, особенно в тех случаях, когда исследования на пропускание трудны или невозможны; в спектральном анализе, напр. в методе нарушенного полного внутр. отражения, к-рый даёт информацию о структуре поверхностных слоёв, что важно для теории адсорбции, поверхностных и граничных явлений, катализа и т. п.

Лит.: Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Кизель В. А., Отражение света, М., 1973; Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В., Оптические постоянные природных и технических сред. Справочник, Л., 1984.
В. М. Золотарёв.

ОТРАЖЕ́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ — отношение *потока излучения*, отражённого телом, к упавшему на него потоку излучения. Иногда (напр., для радиоволн) пользуются понятием амплитудного О. к.— отношения амплитуд отражённой и падающей волн. В общем случае О. к. есть сумма коэф. зеркального и диффузного отражений (см. *Отражение света*).

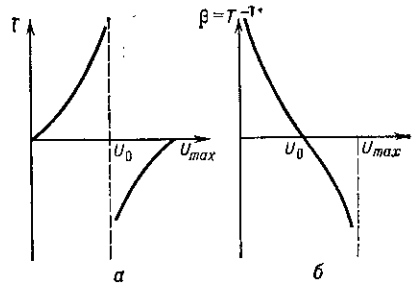
ОТРИЦА́ТЕЛЬНАЯ ДИСПЕ́РСИЯ — см. в ст. *Дисперсия света*.

ОТРИЦА́ТЕЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — недостаток в излучении вещества (по сравнению с равновесным *тепловым излучением*), возникающий в том случае, когда *населённость уровня* энергии, с к-рого происходит соответствующий квантовый переход, меньше, чем при равновесных условиях. Неравновесная населённость уровня энергии создаётся внеш. воздействием на излучающую среду. Напр., в полупроводниках можно с помощью импульсного электрич. поля переместить электроны и дырки на противоположные стороны образца, что ослабляет рекомбинац. часть теплового излучения. Длительность такой О. л. после снятия воздействия определяется скоростью тепловой генерации свободных носителей заряда в полупроводнике и временем их дрейфа от его границ. О. л. характеризуется теми же параметрами, что и обычная *люминесценция*, но её выход (энергетич. и квантовый; см. *Выход люминесценции*) считается отрицательным. Интенсивность О. л. всегда меньше интенсивности теплового излучения, поэтому её можно наблюдать только в ИК-области. Понятие О. л. введено в 1955 В. В. Антоновым-Романовским и др.

Лит.: Антонов-Романовский В. В. и др., Выход люминесценции системы с тремя уровнями энергии, «ДАН СССР», 1955, т. 105, № 1, с. 50; Степанов Б. И., Основы спектроскопии отрицательных световых потоков, Минск, 1961; Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И., «Отрицательная» люминесценция в полупроводниках, «Письма в ЖТФ», 1979, т. 5, в. 23, с. 1444.
М. В. Фок.

ОТРИЦА́ТЕЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА — величина, удобная для термодинамич. описания неравновесных состояний квантовых систем с ограниченным спектром энергии. Это возможно при высокой степени изоляции системы от окружения, напр. для совокупности ядерных спинов в магн. поле, слабо взаимодействующих с решёткой. Время установления теплового равновесия в такой системе при низких темп-рах может достигать ~ 10 мин, поэтому ядерную спиновую систему можно считать хорошо изолированной. Для любой подсистемы, обладающей конечным числом уровней энергии и достаточно хорошо изолированной от другой системы («термостата», уровни к-рого могут и не иметь верхней границы), удобно понятие О. т.

В термодинамике обратная абс. темп-ра T^{-1} равна производной энтропии S по средней энергии U при постоянстве прочих параметров x: $T^{-1} = (\partial S/\partial U)_x$. Возможность О. т. означает, что эта производная может быть отрицательной (убывание энтропии с ростом средней энергии). Поскольку энтропия пропорц. логарифму числа допустимых состояний, при О. т. систему с большей вероятностью можно обнаружить на высоких уровнях, чем на низких. При этом ср. энергия может быть конечной лишь при ограниченном спектре энергии, тогда предположение об О. т. не приводит к противоречию (расходимости статистич. суммы) в случае статистич. равновесия. В действительности все случаи О. т. относятся к неравновесным метастабильным состояниям и применение к ним равновесной термодинамики имеет условный характер. Зависимость T и $\beta = 1/T$ от U для систем с ограниченным спектром представлена на рис., где $U_0 = \lim\limits_{T \to \pm\infty} U(T)$, $U_{\max} = \lim\limits_{T \to -0} U(T)$.



Зависимость температуры T и величины $\beta = T^{-1}$ от средней энергии U для систем с ограниченным спектром.

Состояние с О. т. можно достигнуть в системе ядерных спинов, для к-рых время релаксации t_2 вследствие магн. взаимодействия между спинами значительно меньше времени релаксации t_1 вследствие взаимодействия спинов с решёткой. Это было осуществлено в экспериментах Э. Пёрселла (E. Purcell) и Р. Паунда (R. Pound) в 1951. Кристалл намагничивался в сильном магн. поле, направление к-рого затем быстро изменялось на обратное, так что ядерные спины не успевали за ним следовать. После этого за время t_2 в системе ядерных спинов устанавливалось квазиравновесие, т. е. она оказывалась в состоянии с О. т. Система приходила в равновесие с решёткой лишь за время $t_1 \gg t_2$.

В более узком смысле О. т. — условная величина, характеризующая степень инверсии населённости двух выбранных уровней энергии квантовой системы. В случае статистич. равновесия населённости N_1 и N_2 уровней 1 и 2 (т. е. среднее число частиц в этих состояниях) связаны ф-лой Больцмана

$$N_2/N_1 = \exp[-(\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/kT],$$

где $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ — уровни энергии системы. Отсюда следует, что $N_2 < N_1$ при $\mathscr{E}_2 > \mathscr{E}_1$, т. е. верхние уровни менее населены, чем нижние. Если воздействовать на систему монохроматич. излучением, частота к-рого близка к частоте перехода между уровнями $\omega_{21} = (\mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1)/\hbar$ и отличается от частот др. переходов, то можно получить *инверсию населённостей*, т. е. состояние, при к-ром населённость верхнего уровня больше населённости нижнего: $N_2 > N_1$. Применяя ф-лу Больцмана для оценки неравновесного состояния, можно ввести О. т. по отношению к паре уровней энергии $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$:

$$T = \hbar\omega_{21}/k\ln(N_1/N_2) < 0.$$

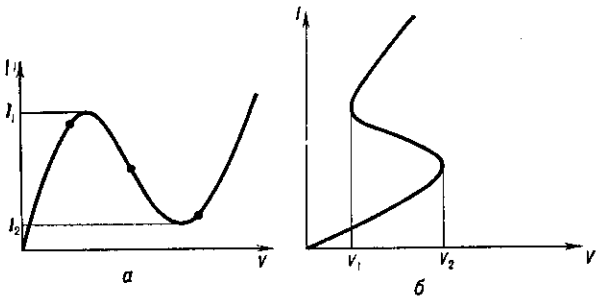
Несмотря на формальный характер этого определения, оно оказывается удобным, т. к. позволяет описывать флуктуации в равновесных и неравновесных системах одинаковым образом.

При воздействии эл.-магн. поля на подсистему, находящуюся при О. т., вместо резонансного поглощения получается *резонансное излучение*, связанное с процессом индуцированного испускания. С этими процессами связана, напр., работа лазеров.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 73; Киттель Ч., Элементарная статистическая физика, пер. с англ., М., 1960, § 24; Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977, § 67.

Д. Н. Зубарев.

ОТРИЦА́ТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИА́ЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — свойство отд. элементов или узлов электрич. цепей, проявляющееся в возникновении на вольт-амперной характеристике участка, где напряжение V уменьшается при увеличении протекающего тока I ($dV/dI = R < 0$). О. д. с.— свойство нелинейных элементов и цепей; с точки зрения радиотехники такие элементы являются активными, позволяющими трансформировать энергию источника питания в незатухающие колебания. Такие элементы можно также использовать в схемах переключения. Зависимость V от I в нелинейном элементе с О. д. с. может быть N-типа (когда выбранному значению I в области значений от I_1 до I_2 соответствует неск. значений V; рис., *а*) и S-типа (когда в области значений от V_1 до V_2 каждому значению V соответствует неск. значений I; рис., *б*). В общем случае О. д. с.



является ф-цией напряжения (тока) и частоты ω, т. е. понятие О. д. с. сохраняет смысл для соответствующих компонент Фурье:

$$R(\omega) = dV(\omega)/dI(\omega).$$

Понятие О. д. с. используют при рассмотрении устойчивости разл. радиотехн. цепей. О. д. с. может компенсировать нек-рую часть потерь в электрич. цепи, если его абс. величина меньше активного сопротивления; в противоположном случае состояние становится неустойчивым, возможен переход в др. состояние устойчивого равновесия (переключение) или возникновение колебаний (генерация). В однородном образце полупроводника в области существования О. д. с. неустойчивость может приводить к разбиению образца на участки сильного и слабого поля (доменная неустойчивость) для характеристики N-типа или шнурованию тока по сечению образца для характеристики S-типа.

Примеры элементов с О. д. с. 1) Электронно-дырочный переход в вырожденных полупроводниках (*туннельный диод*) имеет вольт-амперную характеристику N-типа. Включение его в цепь приводит к возникновению в цепи неустойчивости и генерации колебаний. Амплитуда и частотный спектр колебаний определяются параметрами внеш. цепи и нелинейностью вольт-амперной характеристики с О. д. с. Наличие участка с О. д. с. позволяет использовать туннельный диод в качестве быстродействующего переключателя.

2) Полупроводники типа GaAs или InP в сильных электрич. полях позволяют реализовать характеристику N-типа в объёме материала за счёт зависимости подвижности электронов от напряжённости электрич. поля (*Ганна эффект*). В сильном электрич. поле образец становится неустойчивым, переходит в резко неоднородное состояние — разбивается на области (домены) слабого и сильного поля. Рождение (на катоде), движение по образцу и исчезновение домена (на аноде) сопровождаются колебаниями тока во внеш. цепи, частота к-рых в простейшем случае определяется длиной образца L и скоростью v дрейфа электронов в поле ($\omega \sim v/L$) и может достигать $\sim$ 100 ГГц.

3) В транзисторных и ламповых *генераторах электромагнитных колебаний* транзистор (лампа) вместе с цепью положительной обратной связи (и источником питания) играет роль О. д. с., соединённого последовательно с сопротивлением контура, что эквивалентно поступлению энергии в контур. Если абс. величина действующего О. д. с. превышает активные потери, происходит самовозбуждение генератора, стационарные колебания соответствуют состоянию, когда активные потери полностью компенсируются за счёт О. д. с.

Лит.: Бонч-Бруевич А. М., Радиоэлектроника в экспериментальной физике, М., 1966; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.

С. Н. Иванов.

ОТРИЦА́ТЕЛЬНЫЕ ИО́НЫ в газах — атомы или молекулы газа, захватившие добавочный электрон.

Атомный О. и. представляет собой связанное состояние атома и электрона; по своей структуре как система, состоящая из положительно заряженного ядра и электронов, О. и. подобен атому. Однако, в отличие от атома, в О. и. взаимодействие валентного электрона с атомом короткодействующее; поэтому число связанных состояний О. и. чаще всего одно, в то время как атом обладает бесконечным числом связанных состояний. Взаимодействие валентного электрона О. и. с атомным остатком носит обменный характер (см. *Обменное взаимодействие*). Поэтому способностью присоединять к электронной оболочке добавочный электрон обладают атомы, у к-рых внеш. часть этой оболочки не заполнена. Для атома с заполненной электронной оболочкой взаимодействие имеет характер отталкивания; вследствие этого щёлочноземельные металлы, имеющие заполненную внеш. s-оболочку из двух электронов, и инертные газы, имеющие замкнутую оболочку из шести p-электронов, не имеют О. и.

Осн. характеристикой О. и. является энергия связи электрона и захватившего его атома, наз. энергией *сродства к электрону* и обозначаемая EA (electron affinity). EA значительно меньше потенциалов ионизации атомов (табл. 1).

Методов измерения EA существует много. Наиб. информация получена методом фотоэлектронной спектроскопии — измерение порога фотораспада О. и. или энергии электронов, оторванных от О. и. при облучении лазерным излучением. EA для атомов галогенов определяются по спектру излучения плазмы, к-рый даёт порог фотоприлипания электрона к атому галогена. Др. методы: метод поверхностной ионизации, анализ диссоциативного прилипания электрона к молекуле — обеспечивают точность, на два порядка худшую, чем метод фотоэлектронной спектроскопии.

Таб л. 1. — **Энергия связи различных атомов и электрона**

	Атом	*EA*, эВ		Атом	*EA*, эВ
1	H	0,75416	37	Rb	0,4859
3	Li	0,609	39	Y	0,307
5	B	0,277	40	Zr	0,426
6	C	1,269	41	Nb	0,893
7	N	нет	42	Mo	0,746
8	O	1,46112	43	Tc	0,5
9	F	3,399	44	Ru	1,05
11	Na	0,5479	45	Rh	1,137
13	Al	0,441	46	Pd	0,557
14	Si	1,385	47	Ag	1,302
15	P	0,7465	49	In	0,3
16	S	2,07712	50	Sn	1,2
17	Cl	3,617	51	Sb	1,07
19	K	0,501	52	Te	1,9708
21	Sc	0,188	53	I	3,0591
22	Ti	0,079	55	Cs	0,47163
23	V	0,525	57	La	0,5
24	Cr	0,666	73	Ta	0,322
25	Mn	нет	74	W	0,815
26	Fe	0,163	75	Re	0,15
27	Co	0,661	76	Os	1,14
28	Ni	1,156	77	Ir	1,56
29	Cu	1,228	78	Pt	2,128
31	Ga	0,30	79	Au	2,3086
32	Ge	1,20	81	Tl	0,2
33	As	0,81	82	Pb	0,364
34	Se	2,0207	83	Bi	0,946
35	Br	3,365	84	Po	1,9

Примечание. Несуществующие отрицательные ионы инертных газов и щёлочноземельных металлов не включены в таблицу.

Двухзарядные О. и. не существуют. В редких случаях О. и. могут иметь метастабильные возбуждённые состояния. В табл. 2 приводятся *EA* для основного и возбуждённого состояний тех О. и., у к-рых имеются возбуждённые состояния.

Таб л. 2. — **Энергия связи в основном и возбуждённом состояниях**

Отрицательный ион, состояние	*EA*, эВ	Отрицательный ион, состояние	*EA*, эВ
$C^-(^4S)$	1,269	$Ge^-(^4S)$	1,2
$C^-(^2D)$	0,033	$Ge^-(^2D)$	0,4
$Al^-(^3P)$	0,441	$Y^-(^1D)$	0,307
$Al^-(^1D)$	0,109	$Y^-(^3D)$	0,164
$Si^-(^4S)$	1,385	$Pd^-(^2S)$	0,557
$Si^-(^2D)$	0,523	$Pd^-(^2D)$	0,421
$Si^-(^2P)$	0,029	$Sn^-(^4S)$	1,2
$Sc^-(^1D)$	0,188	$Sn^-(^2D)$	0,4
$Sc^-(^3D)$	0,041		

Если О. и. содержит два возбуждённых электрона, то такое состояние является автораспадным. Короткоживущие ($\sim 10^{-4}$с) автораспадные состояния О. и. проявляются в процессах столкновения электронов с атомами. Напр., существование автораспадного состояния О. и. азота повышает эффективность излучения низкотемпературной азотной плазмы.

Молекулярные О. и. представляют собой связанное состояние молекулы и электрона. Энергии сродства нек-рых молекул к электрону приведены в табл. 3.

Таб л. 3. — **Энергия связи электрона с молекулой**

Молекула	*EA*, эВ	Молекула	*EA*, эВ
Br_2	2,6	NO_2	3,1
Cl_2	2,4	O_3	2,1
F_2	3,0	SH_2	1,1
I_2	2,5	SO_2	1,0
O_2	0,44	CO_2	2,8
OH	1,83	NO_2	3,7
S_2	1,66	CO_4	1,2

Методы определения *EA* для молекулярных О. и. основаны на исследовании поверхностной ионизации, процессов фоторапада, диссоциативного прилипания и др. ионно-молекулярных и ионно-ионных процессов. Точность определения *EA* для молекул существенно ниже, чем для атомов. Молекулярные О. и. могут образовывать *кластерные ионы*; особенно эффективно они образуются в электроотрицат. газах при низких темп-рах. Наличие автораспадных состояний молекулярных О. и. увеличивает эффективность колебательного возбуждения молекул в разряде на неск. порядков.

Таб л. 4. — **Разрушение и образование отрицательных ионов**

Процесс	Пример
1. Диссоциативное прилипание электрона к молекуле	$e + H_2 \rightarrow H^- + H$
2. Прилипание электрона к молекуле при тройных столкновениях	$e + 2O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$
3. Радиац. прилипание электрона к атому и молекуле	$e + H \rightarrow H^- + \hbar\omega$
4. Хемиионизация	$Cs + MoF_6 \rightarrow Cs^+ + MoF_6^-$
5. Резонансная перезарядка	$H^- + H \rightarrow H + H^-$
6. Нерезонансная перезарядка	$O_2^- + O_3 \rightarrow O_2 + O_3^-$
7. Ионно-молекулярные реакции	$UF_6^- + BF_3 \rightarrow UF_5 + BF_4^-$
8. Образование кластерных ионов	$OH^- + H_2O + O_2 \rightarrow OH^- \cdot H_2O + O_2$
9. Фотодиссоциация	$CO_3^- \cdot H_2O + \hbar\omega \rightarrow CO_3^- + H_2O$
10. Фотораспад	$H^- + \hbar\omega \rightarrow H + e$
11. Взаимная нейтрализация ионов	$H^+ + H^- \rightarrow 2H$
12. Рекомбинация ионов при тройных столкновениях	$NO^+ + NO_2^- + N_2 \rightarrow NO + NO_2 + N_2$
13. Ассоциативный распад	$O^- + CO \rightarrow CO_2 + e$
14. Разрушение О. и. при столкновениях	$H^- + He \rightarrow H + He + e$

Процессы разрушения и образования О. и. очень разнообразны (табл. 4). Эффективностью этих процессов определяется роль О. и. в разл. газово-плазменных системах. Образование О. и. в газовом разряде резко снижает проводимость плазмы, а это приводит к возникновению неустойчивостей и структур в газовом разряде. Введение в газовый промежуток электроотрицат. газов повышает его пробойное напряжение. Существенны процессы с О. и. в атмосфере Земли, планет, звёзд. Отрицат. заряд у поверхности Земли связан с процессом 2 (табл. 4). Излучение Солнца в оптич. области спектра в большей степени создаётся процессом 3 (табл. 4), протекающим в фотосфере Солнца.

Лит.: Смирнов Б. М., Отрицательные ионы, М., 1978; Месси Г., Отрицательные ионы, пер. с англ., М., 1979.

Б. М. Смирнов.

ОТРИЦА́ТЕЛЬНЫЕ КРИСТА́ЛЛЫ — *одноосные кристаллы*, в к-рых скорость распространения обыкновенного луча света меньше, чем скорость распространения необыкновенного луча (см. *Двойное лучепреломление*, *Кристаллооптика*). В кристаллографии О. к. наз. также жидкие включения в кристаллах, имеющие ту же форму, что и сам кристалл.

ОТРЫВНО́Е ТЕЧЕ́НИЕ — течение вязкой жидкости (газа), при к-ром следующий вдоль твёрдой поверхности поток жидкости отрывается от неё. Различают неск. типов О. т.: для гладкой поверхности отрыв с последующим присоединением оторвавшегося потока к поверхности и отрыв, в к-ром это присоединение не происходит. Кроме того, следует выделить отрыв перед и после уступа на поверхности тела, О. т. над выемкой и в донной области за телом.

Необходимое условие возникновения О. т. вязкой жидкости — повышение давления в направлении течения, т. е. убывание скорости. Типичным примером такого течения при дозвуковых скоростях потока является течение у поверхности с образующими криволинейной формы (напр., у профиля крыла при больших углах атаки, сферы), в диффузоре, канале с уступом и др. При обтекании тела криволинейной формы (рис. 1) в пределах толщины δ пограничного слоя по нормали к поверхности скорость течения убывает от значения v_0 на

внеш. границе слоя до $v = 0$ на поверхности тела, а давление остаётся постоянным и равным давлению во внеш. потоке. В непосредств. близости от поверхности, где скорость течения мала, кинетич. энергия потока оказывается недостаточной для преодоления давления,

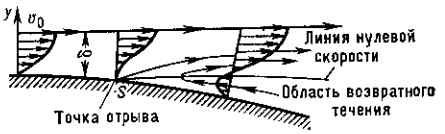


Рис. 1. Схема образования отрывного течения при обтекании дозвуковым потоком тела с криволинейной образующей.

повышающегося в направлении течения. В результате скорость течения становится равной нулю, а затем меняет направление на обратное. Возникновение обратного течения приводит к значит. утолщению пограничного слоя и отрыву потока от стенки. Течение в области между границей О. т. и поверхностью твёрдого тела становится вихревым. Точку S на поверхности, в к-рой $(\partial v/\partial y)_{y\to 0} = 0$, обычно принимают за точку отрыва потока.

Рассмотренная схема возникновения О. т. при достаточно больших *Рейнольдса числах* Re справедлива как для сжимаемой, так и для несжимаемой среды при

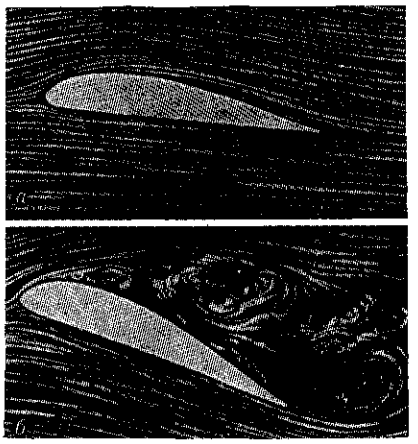


Рис. 2. Обтекание крыла: *а* — плавное; *б* — с образованием отрывного течения.

ламинарном или турбулентном режиме течения в пограничном слое. Так, отрыв турбулентного пограничного слоя возникает в случае, когда параметр $\varepsilon = (\delta^*/\rho v_0^2)(dp/dx)$ превышает значения $\varepsilon = 0{,}015$ для дозвуковых течений и $\varepsilon = 0{,}01$ для течений, у к-рых *Маха число* $M = 3$ (здесь δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя, ρ — плотность газа и dp/dx — градиент давления в направлении течения x).

Образование области О. т. существенно влияет на аэродинамич. (гидродинамич.) характеристики тел. Напр., *аэродинамическое сопротивление* шара, движущегося с дозвуковой скоростью, в основном определяется О. т. на поверхности задней полусферы. Турбулизация ламинарного пограничного слоя изменяет профиль скорости в пограничном слое, уменьшает зону О. т. и в неск. раз уменьшает силу аэродинамич. сопротивления шара. На верхней поверхности крыла самолёта при нек-ром угле атаки также возникает О. т. (рис. 2), область к-рого с увеличением угла атаки возрастает. При этом подъёмная сила крыла сначала проходит через макс. значение при $\alpha_{кр}$, а затем быстро уменьшается. Для предотвращения отрыва потока в авиац. технике на крыле устанавливают «предкрылки» и «закрылки», увеличивающие кинетич. энергию потока в пограничном слое крыла, что позволяет увеличивать $\alpha_{кр}$ и макс. подъёмную силу крыла.

В сверхзвуковых течениях при наличии *ударных волн* пересечение ударной волной поверхности с вязким пограничным слоем приводит к образованию О. т., существенно влияющего на аэродинамич. характеристики тела и его тепловой режим. Для турбулентного пограничного слоя возникновение О. т. при взаимодействии с ударной волной определяется нек-рым «критич.» отношением давлений в ударной волне: p_2/p_1, где p_1 — давление во внеш. потоке перед ударной волной, а p_2 — давление за ней. Установлена эмпирич. зависимость

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + 0{,}2\frac{kM_0^2}{\left(M_0^2 - 1\right)^{1/4}}$$

от числа Маха M_0 перед ударной волной и отношения $k = c_p/c_V$ теплоёмкостей при постоянном давлении (c_p) и объёме (c_V). Для ламинарного пограничного слоя величина p_2/p_1 зависит, кроме того, от числа Re.

При сверхзвуковом обтекании затуплённого тела перед ним образуется отошедшая ударная волна. Если же на оси симметрии течения (рис. 3) установить тонкую иглу *2*, то при пересечении отошедшей ударной волной пограничного слоя на поверхности иглы образуется область О. т. Потери энергии в ударной волне *4*, образующейся при обтекании копич. области О. т. *3*, меньше,

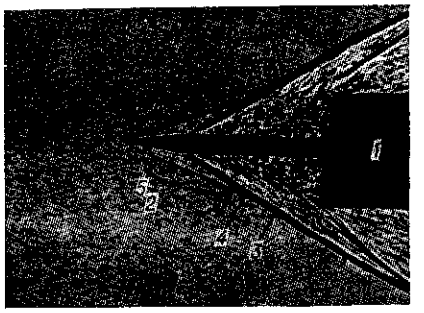


Рис. 3. Образование отрывного течения при сверхзвуковом обтекании затуплённого тела *1* с остриём *2*; *3* — зона отрывного течения; *4* и *5* — ударные волны, возникающие при обтекании отрывной зоны и острия иглы.

чем в отошедшей ударной волне перед торцевой поверхностью цилиндра, соответственно меньше аэродинамич. сопротивление. Подробные исследования показали, что течение в отрывной зоне нестационарно: возникают пульсации давления большой интенсивности, причём тепловые потоки к элементам лобовой поверхности тела увеличиваются в неск. раз.

Более сложными являются пространственные О. т., к-рые возникают при обтекании сверхзвуковым потоком тел сложной формы, напр. летат. аппарата с выступом на поверхности (рис. 4). Над поверхностью перед

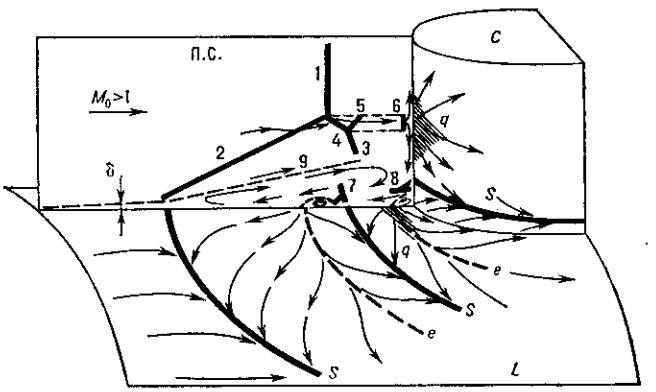


Рис. 4. Схема трёхмерного отрывного течения: *L* — поверхность летательного аппарата; *C* — цилиндрический выступ, П. С. — плоскость симметрии; *δ* — толщина пограничного слоя; *1* — *8* — ударные волны; *9* — граница области отрывного течения; *S* — линии отрыва течения от поверхности летательного аппарата; *e* — линии растекания; *q* — зоны повышенных тепловых потоков (заштрихованы).

выступом возникает отошедшая ударная волна *1*, пересечение к-рой с пограничным слоем вызывает образование зоны О. т. с границей *9* и ударной волны *2*. В области за ударными волнами *1* и *2* образуется сложная система ударных волн *3*, *4*, *5*, *6*, *7* и *8* и линий отрыва потока газа от твёрдых поверхностей *S* и линий растекания *e*. Местные области сверхзвуковых течений замыкаются ударными волнами *6* и *8*, за к-рыми на обтекаемой поверхности наблюдаются зоны повышенных тепловых потоков *q*. Образовавшееся течение нестационарно, амплитуды пульсаций давления достаточно велики, а тепловые потоки на участках поверхности *q* могут в десятки раз превышать тепловые потоки, соответствующие обтеканию этих поверхностей при безотрывном течении.

О. т. широко распространены в технике и наблюдаются при обтекании корпусов самолётов, кораблей, ракет, при течениях в каналах турбин, насосов, коленах трубопроводов и др. В большинстве случаев возникновение О. т. нежелательно, т. к. приводит к увеличению аэродинамич. сопротивления, увеличению потерь в каналах, появлению пульсаций давления и мощных акустич. возмущений. Для его предотвращения применяют отсос пограничного слоя, вдувание в пограничный слой газа с повышенной кинетич. энергией и уменьшение градиента давления в направлении течения путём подбора формы поверхности обтекаемого тела или канала, устройства направляющих лопаток.

Для анализа характерных областей О. т. можно использовать *Навье — Стокса уравнения*. Для ламинарного течения и ряда задач турбулентного течения получены численные решения. Однако сложность ур-ний и нерегулярное поведение параметров в зонах О. т. ограничивают возможность такого подхода для многих практич. задач. Для их решения обычно используют полуэмпирич. методики, постулирующие картину течения и использующие для турбулентных течений эмпирич. константы.

Лит.: Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., М., 1949; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Чжен П., Отрывные течения, пер. с англ., т. 1—3, М., 1972—73; Боровой В. Я., Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, М., 1983; Особенности трёхмерных отрывных течений в сверхзвуковых потоках, в кн.: Наука и человечество, М., 1986, с. 302—04.

М. Я. Юделович.

ОХЛАЖДЕНИЕ ПУЧКОВ заряженных частиц — уменьшение фазового объёма, занимаемого частицами пучка в *накопителе*, за счёт к.-л. механизма диссипации. (Согласно *Лиувилля теореме*, в механич. системе без диссипации фазовый объём сохраняется.) Охлаждение пучка позволяет значительно повысить плотность частиц в фазовом пространстве, т. е. существенно сжать пучок и уменьшить разброс скоростей частиц пучка. Охлаждение позволяет производить длит. накопление частиц путём инжекции всё новых частиц в освобождающиеся при охлаждении участки фазового пространства [1].

Скорость охлаждения частиц при наличии диссипации определяется декрементом λ, характеризующим скорость уменьшения элемента $\Delta\Gamma$ шестимерного фазового объёма:

$$\lambda = -\frac{1}{\Delta\Gamma}\frac{d\Delta\Gamma}{dt} = \lambda_z + \lambda_r + \lambda_\parallel = \begin{cases} 2\mathscr{P}/\mathscr{E} + \partial\mathscr{P}/\partial\mathscr{E} & \text{при } v \approx c, \\ \mathscr{P}/2\mathscr{E}_{\text{к}} + \partial\mathscr{P}/\partial\mathscr{E}_{\text{к}} & \text{при } v \ll c, \end{cases} \quad (1)$$

где λ_z, λ_r, $\lambda_\parallel$ — декременты охлаждения пучка по вертикальной, радиальной и продольной степеням свободы, $\mathscr{E}$ и $\mathscr{E}_{\text{к}}$ — полная и кинетическая энергии частицы, v — скорость частиц, $\mathscr{P}$ — мощность потерь энергии ($\mathscr{P} = -\boldsymbol{F}\boldsymbol{v}$, где $\boldsymbol{F}$ — диссипативная сила торможения).

Устанавливающееся в результате охлаждения значение фазового объёма определяется балансом скорости охлаждения и скорости нагрева из-за разл. сопутствующих процессов, как связанных с самим механизмом охлаждения, так и «посторонних» (рассеяние на атомах остаточного газа в камере, флуктуации полей накопителя и т. д.). Известно несколько методов охлаждения, отличающихся способом получения силы торможения.

Радиационное охлаждение связано с потерями энергии частицами на *синхротронное излучение* при движении в магн. поле. Мощность синхротронного излучения в релятивистском случае равна [2]

$$\mathscr{P}_s = \frac{2}{3}\frac{e^4}{M^2c^3}\gamma^2B^2, \quad (2)$$

где e, M — заряд и масса частицы, $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$, B — магн. индукция. Как видно из выражения (1), в этом случае $\lambda = 4\mathscr{P}_s/\mathscr{E}$. Распределение полного затухания λ между степенями свободы, т. е. значения λ_z, λ_r, $\lambda_\parallel$, зависит от конкретной структуры магн. поля накопителя и др. факторов, определяющих взаимную связь колебаний по разл. координатам. Так, для накопителя с азимутально-симметричным магн. полем, характеризуемым показателем спада n, декременты охлаждения равны

$$\lambda_z = \frac{\mathscr{P}_s}{\mathscr{E}},\ \lambda_r = \frac{\mathscr{P}_s}{\mathscr{E}}\frac{n}{1-n},\ \lambda_\parallel = \frac{\mathscr{P}_s}{\mathscr{E}}\frac{3-4n}{1-n}. \quad (3)$$

В таком накопителе поперечные колебания затухают во всём диапазоне устойчивости *бетатронных колебаний* $0 < n < 1$, а продольные — только при $n < {}^3/_4$. Для накопителей с жёсткой фокусировкой ($|n| \gg 1$) и постоянным вдоль орбиты магн. полем радиальные колебания раскачиваются, т. е. $\lambda_r < 0$. Простейшей структурой, совмещающей высокую жёсткость фокусировки и охлаждение по всем степеням свободы, является т. н. система с разделёнными ф-циями: на поворотных участках поле однородно, а фокусировка и дефокусировка осуществляются квадрупольными линзами. В этом случае оба поперечных направления почти эквивалентны $\lambda_z \approx \lambda_r \approx \langle\mathscr{P}_s\rangle/\mathscr{E}$, а $\lambda_\parallel = 2\langle\mathscr{P}_s\rangle/\mathscr{E}$ ($\langle\mathscr{P}_s\rangle$ — средняя по орбите мощность потерь).

Установившееся значение темп-ры пучка определяется раскачкой продольных и радиальных колебаний из-за квантового характера излучения. Характерная энергия излучаемых фотонов равна $\mathscr{E}_\gamma = \hbar\omega\gamma^3$ (ω — частота обращения частицы). За время затухания $\tau \sim 1/\lambda$ излучается $N = \mathscr{P}_s\tau/\mathscr{E}_\gamma$ статистически независимых фотонов, поэтому разброс энергий в пучке будет составлять $\Delta\mathscr{E} \approx \pm\,\mathscr{E}_\gamma\sqrt{N} \approx \pm\sqrt{\hbar eBc\gamma^3}$. При излучении фотонов возбуждаются также радиальные бетатронные колебания (т. к. при этом меняется импульс частицы, а следовательно, и положение равновесной орбиты). Вертикальные колебания раскачиваются слабее, т. к. фотоны испускаются под малым углом $\sim 1/\gamma$ к направлению движения (они определяются в основном связью радиального и вертикального движения).

Механизм радиац. охлаждения эффективно действует в накопителях электронов и позитронов (где он успешно используется). Для тяжёлых частиц мощность синхротронного излучения слишком мала при технически достижимых энергиях и магн. полях, и приходится прибегать к др. механизмам охлаждения.

Электронное охлаждение пучков тяжёлых частиц, предложенное Г. И. Будкером в 1966 и реализованное в 1974—75 [3], основано на взаимодействии охлаждаемого пучка с электронным пучком. Для этого в одном из прямолинейных промежутков накопителя сквозь циркулирующий пучок тяжёлых частиц пропускается электронный пучок с той же ср. скоростью и малым разбросом скоростей. Благодаря кулоновскому взаимодействию между «холодными» электронами и «горячими» тяжёлыми частицами происходит интенсивный теплообмен, в результате к-рого пучок тяжёлых частиц охлаж-

дается. Декременты охлаждения в поперечном направлении равны:

$$\lambda_{z,r} \approx 20\frac{e^4 L_c \langle n_e\rangle}{M m v^3 \gamma^5}\begin{cases}\times 1/\vartheta_e^3 \text{ при } \vartheta_i \ll \vartheta_e,\\ \times 1/\vartheta_i^3 \text{ при } \vartheta_e \ll \vartheta_i.\end{cases} \quad (4)$$

Здесь $\langle n_e\rangle$ — средняя по орбите плотность электронов, ϑ_i, ϑ_e — угл. разбросы тяжёлых частиц и электронов, M, m — их массы, $L_c = \ln(\rho_{max}/\rho_{min})$ — т. н. кулоновский логарифм (ρ_{max} и ρ_{min} — макс. и мин. прицельные параметры столкновений). Установившееся значение $\vartheta_{i,уст}$ определяется равенством темп-р электронов и тяжёлых частиц:

$$\vartheta_{i,уст} = \vartheta_e\sqrt{m/M}. \quad (5)$$

Из-за большой разности масс m и M угл. разброс в пучке тяжёлых частиц оказывается значительно меньше, чем в охлаждающем электронном пучке.

Применяемое для обеспечения транспортировки пучка продольное магн. поле ещё более усиливает охлаждающее действие электронного пучка: поперечное тепловое движение электронов как бы «вымораживается» (тяжёлые частицы, пролетающие достаточно далеко от электрона, не ощущают его быстрого обращения в магн. поле по ларморовской окружности), а темп-ра продольного движения электронов часто бывает много меньше поперечной.

Эксперименты с электронным охлаждением [3] позволили охладить протонный пучок с энергией 65 МэВ до $T \sim 1$ К за времена $\tau \sim 50$ мс.

Ионизационное охлаждение основано на использовании диссипативного характера сил торможения при ионизации вещества. Помещая на пути пучка ряд тонких мишеней и обеспечив надлежащую связь между разл. степенями свободы, можно обеспечить затухание по всем степеням свободы. Установившиеся значения разброса скоростей обусловлены рассеянием на ядрах вещества и флуктуациями ионизац. потерь. Для протонов и антипротонов применение метода существенно ограничивается из-за их сильного взаимодействия с ядрами вещества. Практич. реализации метод пока не получил. Можно ожидать, что он окажется эффективным для мюонных пучков.

Стохастическое охлаждение, предложенное ван дер Мером (1972), основано на введении затухания с помощью систем обратной связи. Измерит. электроды определяют отклонение частицы по к.-л. направлению, сигнал, пропорц. этому отклонению, усиливается и через систему обратной связи воздействует на частицу, вызывая затухание колебаний по соответствующему направлению. Напр., для уменьшения разброса по импульсам $\Delta p_\parallel$ измеряется радиальное отклонение частиц, к-рое пропорц. $\Delta p_\parallel$. Сигнал измерит. электрода после усиления подаётся на ускоряющий зазор в момент прихода частицы, ускоряя или затормаживая её. Колебания отд. частицы (если бы она была одна) можно было бы подавить за время порядка одного оборота. Влияние соседних частиц, воздействующих на тот же электрод, увеличивает время затухания. В пределе бесконечно большого числа частиц затухания вообще нет. Для конечного, хотя и большого, числа частиц затухание имеет место, но оно невелико: его декремент ограничен неравенством

$$\lambda < \frac{\Delta\omega\cdot 2\pi f}{\omega^2}\frac{f}{N}, \quad (6)$$

где ω и $\Delta\omega$ — частота обращения частиц и её разброс, f — ширина полосы пропускания системы обратной связи, N — число частиц в циркулирующем пучке. Мин. достижимая темп-ра пучка ограничена тепловыми шумами усилителя, к-рые «нагревают» пучок. Для преодоления этого ограничения можно применить большое число независимо работающих систем обратной связи. Экспериментально достигнутое время охлаждения зависело от параметров пучка и системы обратной связи и составляло от неск. секунд до неск. часов. Метод стохастич. охлаждения особенно эффективен при малом числе частиц и больших разбросах их скоростей. Он успешно применён в ЦЕРНе в накопителе антипротонов.

Лит.: 1) Будкер Г. И., Скринский А. Н., Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц, «УФН», 1978, т. 124, с. 561; 2) Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; 3) Скринский А. Н., Пархомчук В. В., Методы охлаждения пучков заряженных частиц, «ЭЧАЯ», 1981, т. 12, № 3, с. 557.

В. В. Пархомчук.

ОЧАРОВА́НИЕ (чарм, шарм, от англ. charm — очарование) — аддитивное квантовое число C, характеризующее адроны или кварки. Частицы с ненулевым значением О. наз. *очарованными частицами*. В кварковой модели адронов О. равно разности между числами очарованных кварков (c) и антикварков ($\bar{c}$). О. сохраняется в сильном и эл.-магн. взаимодействиях; в распадах очарованных адронов, происходящих за счёт слабого взаимодействия, О. меняется на единицу.

В.И.Захаров.

ОЧАРО́ВАННЫЕ ЧАСТИ́ЦЫ — семейство адронов, обладающих квантовым числом *очарование*. О. ч. имеют в своём составе относительно тяжёлые c-кварки с электрич. зарядом $+^2/_3$. Масса составляющего (конституентного) c-кварка примерно 1,5 ГэВ, так что характерная масса О. ч. ~ 2 ГэВ. Как и обычные частицы, О. ч. обладают определёнными значениями *странности* и *изотопического спина*, зависящими от их кваркового состава. К кон. 80-х гг. лучше были изучены свойства очарованных мезонов, чем барионов. Самые лёгкие очарованные мезоны распадаются только в результате слабого взаимодействия и живут относительно долго, порядка 10^{-13} с. Кварковая структура известных очарованных мезонов следующая: $D^0 = (c\bar{u})$, $D^+ = (c\bar{d})$, $D_s^+ = (c\bar{s})$, $\bar{D}^0 = (\bar{c}u)$, $D_s^- = (\bar{c}s)$, где u, d, s ($\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$) — соответственно нуклонные и странный кварки (антикварки). Символы D, D_s относятся к псевдоскалярным частицам. Для векторных мезонов приняты символы D^*, D_s^*. Значения масс известных очарованных мезонов таковы:

$$m(D^0) = (1864{,}6 \pm 0{,}6)\ \text{МэВ},$$
$$m(D^+) = (1869{,}3 \pm 0{,}6)\ \text{МэВ},$$
$$m(D^{*0}) = (2007{,}2 \pm 2{,}1)\ \text{МэВ},$$
$$m(D^{*+}) = (2010{,}1 \pm 0{,}7)\ \text{МэВ},$$
$$m\left(D_s^+\right) = (1970{,}5 \pm 2{,}5)\ \text{МэВ}.$$

Для очарованных барионов установлено существование только $\Lambda_c^+ = (udc)$ и $\Xi_c^+ = (usc)$, $m(\Lambda_c^+) = (2281{,}2 + 3{,}0)$ МэВ, $m(\Xi_c^+) = (2460 \pm 4)$ МэВ.

В результате слабого распада c-кварка образуются преим. s-кварки. Вероятность образования нуклонных кварков подавлена как $\sin^2\vartheta_c$, где ϑ_c — *Кабиббо угол*. Т. о., в распадах D-мезонов и Λ_c-барионов образуются, как правило, *странные частицы*, а в распадах D_s-мезонов — частицы, в волновой ф-ции к-рых велика примесь состояния $(s\bar{s})$ (прежде всего φ- и η-мезоны). Векторные D^*-мезоны распадаются на D- и π-мезоны за счёт сильного взаимодействия.

Наиб. интересный факт, касающийся слабых распадов О. ч.,— существ. различие полных времён жизни D^0- и D^+-мезонов:

$$\tau(D^0) = \left(4{,}3^{+\,0{,}5}_{-\,0{,}4}\right)\cdot 10^{-13}\ \text{с},$$
$$\tau(D^+) = \left(9{,}2^{+\,1{,}3}_{-\,1{,}0}\right)\cdot 10^{-13}\ \text{с}.$$

Это эксперим. наблюдение означает, что неверна т. н. спектаторная модель, согласно к-рой вероятности распадов О. ч. определяются исключительно амплитудами распада c-кварка, а присутствие нуклонного кварка в мезоне несущественно — последний играет роль

«наблюдателя», «спектратора». До появления эксперим. данных практически не было сомнения в справедливости спектаторной модели.

Времена жизни D_s-мезона и Λ_c-, Ξ_c^+-барионов известны с худшей точностью:

$$\tau(D_s) = \left(2{,}8^{+\,1{,}6}_{-\,0{,}7}\right)\cdot 10^{-13}\ \text{с},$$

$$\tau(\Lambda_c) = \left(2{,}3^{+\,0{,}8}_{-\,0{,}5}\right)\cdot 10^{-13}\ \text{с},$$

$$\tau\left(\Xi_c^+\right) = \left(4^{+\,2}_{-\,1{,}5}\right)\cdot 10^{-13}\ \text{с}.$$

Наиб. полная информация о массах и парциальных ширинах распадов очарованных мезонов была получена в экспериментах по аннигиляции пары e^+e^- в адроны, проведённых на встречных электронно-позитронных пучках. В этих экспериментах был, в частности, открыт мезон ψ (3770) (см. *Кварконий*), к-рый распадается практически всегда на пару $D\bar{D}$. Поскольку сечение рождения ψ (3770) при резонансной энергии велико, то встречные e^+e^--пучки являются как бы фабрикой D-мезонов.

Однако первое, правда косвенное, указание на существование О. ч. было получено при изучении взаимодействий мюонных нейтрино с нуклонами; в 1974 на ускорителе в Батейвии (США) были зарегистрированы т. н. димюонные события:

$$\nu_\mu + N \to \mu + \mu + X,$$

когда в конечном состоянии наблюдаются два мюона, а остальные частицы (X) не идентифицируются. Димюонные события естественно было интерпретировать как рождение О. ч., напр.

$$\nu_\mu + N \to \mu + D + X,$$

с последующим слабым лептонным распадом D-мезона. Прямое свидетельство в пользу существования О. ч. было получено в 1976—77 в опытах по аннигиляции e^+e^-.

Особые трудности представляет измерение времени жизни О. ч. Для решения этой задачи была развита спец. методика. Время жизни определялось по длине пробега в фотоэмульсии. Однако для выделения редких событий рождения О. ч. поиск таких реакций проводился только в том случае, когда регистрировались продукты распада О. ч. (напр., с помощью внеш. мюонного идентификатора).

Открытие О. ч. явилось триумфом теории, в особенности кварковой модели адронов, к-рая предсказала существование новых частиц задолго до их эксперим. обнаружения. Несколько условно развитие теоретич. представлений об О. ч. можно разбить на три этапа. В 60-х гг. существование О. ч. обсуждалось как возможное, но не обязательное расширение семейства известных тогда кварков: u, d, s, c (?). В 1970 в работе Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), Дж. Илиопулоса (J. Iliopulos), Л. Майани (L. Maiani) было показано, что должны существовать относительно лёгкие — не тяжелее неск. ГэВ — О. ч. Существование нового кварка было необходимым условием самосогласованности теории слабого взаимодействия. Поэтому предсказывались и амплитуды слабого взаимодействия c-кварка, в частности преимуществ. связь c-кварков с s-кварками.

Нет никаких сомнений в том, что исходные теоретич. представления, приведшие к предсказанию О. ч., верны. После открытия О. ч. возникла задача более детального динамич. описания свойств c-кварков и адронов, состоящих из этих кварков. Оказалось, что относительно бо́льшая величина массы очарованного кварка, как правило, позволяет значительно упростить теоретич. описание и тем самым выявить его осн. закономерности. В частности, мезоны, составленные из пары кварков ($\bar{c}c$), наиб. просто описываются в рамках совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики*. Энергия связи этих мезонов оказывается чувствительной к величине т. н. вакуумного глюонного конденсата. В рамках потенциальных моделей изучение мезонов, состоящих из очарованных кварков, позволило установить вид потенциала взаимодействия между кварками (сумма членов пропорциональных r и r^{-1}, где r — расстояние между кварками).

В то же время сравнение теоретич. предсказаний с опытом выявило несостоятельность нек-рых динамич. представлений. Выше отмечалось, что для описания слабых распадов О. ч. оказалась непригодной спектаторная модель. Поскольку эта модель заведомо должна быть верна для достаточно тяжёлых кварков, то ясно, что масса кварка, равная 1,5 ГэВ, ещё недостаточно велика, чтобы пользоваться асимптотическими по массе кварка ф-лами. Сечение рождения О. ч. в столкновениях нуклонов оказалось значительно больше, чем предсказывалось теоретически. Для объяснения этих данных возникли модели, согласно к-рым волновые ф-ции обычных нуклонов содержат значит. примесь состояний с очарованными кварками ($c\bar{c}$). Подобные модели означают модификацию обычных представлений о нуклонах. Альтернативным объяснением является неприменимость теории возмущений к процессам рождения О. ч.

В целом после открытия О. ч. практически не осталось сомнения в реальности существования кварков.

Лит.: Вайсенберг А. О., Определение времени жизни очарованных частиц, «Природа», 1981, № 4, с. 74; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990, гл. 14. *В. И. Захаров.*

ОШИБОК ТЕОРИЯ — раздел матем. статистики, посвящённый получению численных значений (оценок) измеряемых величин по результатам измерения со случайными ошибками. Осн. задачами О. т. являются изучение распределений случайных ошибок измерений, выявление систематич. и грубых ошибок измерений (см. *Анализ данных*), разработка методов получения оценок для измеряемых величин по измерениям (см. *Наименьших квадратов метод*, *Максимального правдоподобия метод*), изучение точности самих оценок из-за погрешностей измерения.

Лит.: Линник Ю. В., Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений, 2 изд., М., 1962; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; Тьюки Дж., Анализ результатов наблюдений, пер. с англ., М., 1981; Боровков А. А., Математическая статистика, М., 1984.

В. П. Жигунов, С. В. Клименко.



ПАДЕ́ АППРОКСИМА́ЦИЯ — метод суммирования расходящихся рядов с помощью рациональных ф-ций. Понятие П. а. сформировалось в кон. 19 в. в рамках классич. теории непрерывных дробей в работах Г. Фробениуса (G. Frobenius) и А. Паде (H. Padé).

Для *аналитической функции* $f(z)$, определённой разложением в ряд Тейлора

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n z^n,$$

П. а. $f^{[N,M]}(z)$ (или просто $[N, M]$) наз. рациональная ф-ция

$$f^{[N,M]}(z) = P_N(z)/Q_M(z) = f(z) + O(z^{N+M+1}), \qquad (1)$$

где $P_N(z)$ и $Q_M(z)$ — полиномы степеней N и M соответственно. Если $N = M$, то $f^{[N,N]}$ наз. диагональной П. а. Фундам. результаты о диагональных П. а. были

получены П. Л. Чебышевым, А. А. Марковым и Т. Стилтьесом (Th. Stieltjes) в терминах непрерывных дробей. Вычисление П. а. $f^{[N,M]}$ сводится к решению системы линейных ур-ний, коэф. которых выражаются через коэф. f_n.

П. а. (1) обладает след. свойствами. 1) При фиксированных N и M $f^{[N,M]}$ единственна. 2) Класс ф-ций, к-рый можно аппроксимировать методом П. а., включает в себя ф-ции, имеющие особенности в виде полюсов; это отличает П. а. от аппроксимации с помощью полиномов, несправедливой в окрестности полюса. 3) Поскольку П. а. осуществляет гладкое *аналитическое продолжение* неизвестных членов ряда Тейлора, начиная с $N+M+1$, она имеет смысл, если члены ряда медленно меняются с ростом n. Это всегда справедливо, если ряд имеет ненулевой радиус сходимости. 4) Для любой мероморфной ф-ции $f(z)$ и для любых $R>0$, $\varepsilon>0$ и $\delta>0$ существует номер N, такой, что при $n \geqslant N$ диагональные П. а. $[n, n]$ удовлетворяют условию

$$|f(z) - f^{[n,n]}(z)| < \varepsilon$$

при $|z| \leqslant R$ за исключением области D_n меры менее δ. Это свойство обычно называют сходимостью по мере. Тот же результат справедлив и для $[n+k, n]$ П. а. 5) Недостатком П. а. является то, что в нек-рых случаях ф-ция $f^{[N,M]}$ при фиксированных N и M может иметь особенности, отличные от особенностей ф-ции $f(z)$. В этом смысле наилучшее описание обычно дают диагональные П. а.

Метод П. а. применяют в разл. физ. задачах для улучшения свойств решений, полученных приближёнными методами. Метод позволяет ускорить сходимость ряда теории возмущений по малому параметру, аналитически продолжить полученное решение за пределы круга сходимости исходного ряда, осуществить численное решение ур-ний, в этом случае П. а. имеет преимущество по сравнению с методом Ньютона.

Метод П. а. можно также применить для суммирования асимптотич. разложений, имеющих нулевой радиус сходимости. В этом случае П. а. следует использовать в комбинации с др. методами, улучшающими сходимость исходного ряда, напр. с методом преобразования Бореля. Разработано много алгоритмов для машинного вычисления П. а., что существенно для разл. приложений. Метод П. а. применяют к задачам статистич. механики, физики твёрдого тела, физики элементарных частиц, теории критич. явлений, квантовой механики — ко всем задачам, где имеется разложение по малому параметру.

Лит.: Бейкер Дж. (мл.), Грейвс-Моррис П., Аппроксимации Паде, пер. с англ., М., 1986. *Д. И. Казаков.*

ПАДЕ́НИЕ ТЕЛ — движение тел при отсутствии у них нач. скорости, обусловленное притяжением Земли. Если П. т. осуществляется с небольшой по сравнению с радиусом Земли высоты, то действующую на тело силу тяжести $P = mg$, представляющую собой сумму силы притяжения и центробежной силы инерции (учитывающей в первом приближении влияние вращения Земли), можно на данной географич. широте считать постоянной. При этих предположениях движение тела будет происходить под действием пост. силы тяжести и переменной силы сопротивления среды (воздуха или воды). В нек-рых случаях сопротивлением среды можно пренебречь; при этом предположении движение тела наз. свободным падением и представляет собой прямолинейное равномерно ускоренное поступат. движение. Ф-лы свободного П. т. характерны тем, что они не содержат к.-л. коэффициентов, зависящих от масс тела и его формы.

В практике пренебрегать действием сопротивления среды нельзя. Если принять, что гл. вектор сил сопротивления $R = kSv^2$, где v — скорость центра масс тела, S — площадь наиб. поперечного сечения тела плоскостью, перпендикулярной к направлению скорости v, а k — численный коэф., зависящий от формы тела и плотности среды, то для скорости центра масс тела в зависимости от пройденного им расстояния h получается ф-ла

$$v = a\sqrt{1 - \exp(-2gh/a^2)}, \qquad (*)$$

где $a = \sqrt{P/kS}$. Из ф-лы (*) следует, что с возрастанием h скорость падения стремится к постоянной a, наз. предельной скоростью падения. Если k и S достаточно велики, то скорость падения приближается к предельной скорости на сравнительно коротких расстояниях от точки начала падения.

При П. т. с больших высот необходимо принимать во внимание влияние вращения Земли (см. *Кориолиса сила* инерции), вызывающее отклонение падающего тела от вертикали, а также изменение силы притяжения с расстоянием тела от поверхности Земли. В первом приближении отклонение тела направлено к востоку; величина этого отклонения при свободном падении равна $y = {}^1/_3\,\omega g t^3 \cos\varphi$, где ω — угл. скорость Земли, φ — широта, t — время падения; во втором приближении получается дополнит. отклонение к югу: $x = {}^1/_6\omega^2 g t^4 \sin\varphi\cos\varphi$.

При учёте изменения силы притяжения, к-рая обратно пропорц. квадрату расстояния от центра Земли, для скорости свободного падения имеет место ф-ла

$$v = \sqrt{\frac{2gh}{(1 + h_0/R)[1 + (h_0 - h)/R]}},$$

где h_0 — высота падения (считая от поверхности Земли), R — радиус Земли. *С. М. Таре.*

ПАЙЕРЛСА ПЕРЕХО́Д — структурный фазовый переход металл — диэлектрик в *квазиодномерных соединениях*, при к-ром формируются периодич. в пространстве смещения ионов из их положения равновесия в металлич. фазе. Смещения сопровождаются перераспределением электронной плотности (см. *Волны зарядовой плотности* [1, 3]). В квазиодномерных кристаллах с цепочечной структурой атомов (или молекул) электроны проводимости свободно двигаются вдоль цепочек из-за хорошего перекрытия волновых электронных ф-ций соседних атомов в цепочке, но движение электронов между цепочками затруднено [4].

Для одной цепочки «поверхность» Ферми электронов проводимости состоит из двух точек в пространстве одномерных волновых векторов $\mathbf{k} = \pm\mathbf{k}_F$ ($\mathbf{k}_F$ — фермиевский импульс). Эти точки совмещаются друг с другом при переносе на величину $2\mathbf{k}_F$. Поэтому смещения ионов с одномерным волновым вектором $2k_F$ (пайерлсовские смещения) создают диэлектрич. щель на поверхности Ферми (в точках $\pm\mathbf{k}_F$), к-рая приводит к понижению энергий электронов вблизи щели и к понижению полной энергии электронной системы (рис. 1). Это понижение и является причиной П. п.

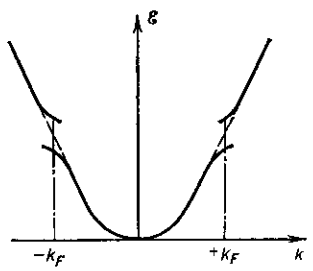


Рис. 1. Энергетический спектр электронов в пайерлсовском диэлектрике (сплошные линии) и в металлической фазе (пунктир).

П. п. проявляется в подавлении проводимости и парамагн. восприимчивости электронов при охлаждении кристаллов ниже точки перехода.

Из-за движения электронов между цепочками, а также из-за электростатич. взаимодействия волн зарядовой плотности на разных цепочках пайерлсовские смещения ниже точки фазового перехода упорядочиваются трёхмерным образом. Поверхность Ферми в этом случае состоит из двух участков вблизи точек $\pm\mathbf{k}_F$. Эти участки совмещаются при параллельном переносе на трёхмерный вектор Q, компонента к-рого вдоль цепочек равна $2k_F$ (рис. 2). Наиб. часто волны зарядовой плотности

соседних цепочек находятся в противофазе. Однако компонента вектора Q вдоль цепочек всегда близка к $2\mathbf{k}_F$, причём величина $2\mathbf{k}_F$ пропорц. плотности электронов проводимости на цепочке. Связь вектора Q с плотностью электронов проводимости на цепочках выявляет электронную природу П. п.

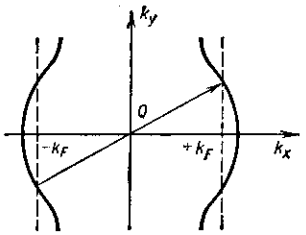


Рис. 2. Поверхность Ферми в квазиодномерном металле; пунктир показывает поверхность Ферми без учёта движения электронов между цепочками; переход на вектор Q смещает правую и левую части поверхности Ферми. Ось x направлена вдоль цепочек.

Для пайерлсовского диэлектрика характерны нелинейные эффекты в зависимости электрич. тока I от приложенного электрич. поля. Для трихалькогенидов переходных металлов эти эффекты проявляются в полях $E \gtrsim E_c$, где E_c — пороговое поле, мин. значение к-рого $\sim 0{,}01$—1 В/см. Вблизи E_c с ростом E величина dE/dI падает и появляется периодически осциллирующая во времени компонента электрич. тока. Интерпретация этого эффекта основана на концепции фрелиховской коллективной моды, специфической для состояния с волной зарядовой плотности.

Лит.: 1) Пайерлс Р., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956, гл. 5, § 3; 2) Булаевский Л. Н., Структурный (пайерлсовский) переход в квазиодномерных кристаллах, «УФН», 1975, т. 115, с. 263; 3) Jerome D., Schulz H. J., Organic conductors and superconductors, «Adv. Phys.», 1982, v. 31, p. 299; 4) Schegolev I. F., Electrical and magnetic properties of linear conducting chains, «Phys. Stat. Solidi», 1972, v. 12, p. 9. *Л. Н. Булаевский.*

ПАЛЕОМАГНИТОЛОГИЯ — учение о палеомагнетизме, т. е. о магн. поле Земли в прошлые геологич. эпохи. Вместе с петромагнитологией, изучающей магнетизм горных пород, П. возникла и развивается на стыке геологии, геофизики, физики, химии.

П. рассматривает две задачи: прямую — изучение поведения в пространстве и времени древнего геомагн. поля (ГП) $H_{др}$ на основе информации о естеств. остаточной намагниченности M_n горных пород, а также исследование закономерностей закрепления и сохранения данных о древнем ГП в M_n, и обратную — определение на основе палеомагн. данных условий образования пород, уточнение геохронологии и стратиграфии (строения и эволюции Земли), решение ряда проблем структурной геологии, палеогеографии и т. д.

В основе П. лежат следующие три положения: 1) вектор M_n горных пород пропорц. вектору ГП $H_{др}$ времени и места образования породы, т. е.

$$M_n = kH_{др}. \qquad (1)$$

Выполнение равенства (1) позволяет по измеренным величине и направлению M_n вычислить величину и направление древнего ГП; 2) первичная остаточная намагниченность M_n^0 сохраняется (хотя бы частично) в породе к моменту измерения и может быть выделена из суммарной (многокомпонентной) M_n, при этом любая надёжно датированная компонента M_n приобретает смысл первичной; 3) осреднённое за интервал времени более 10^6 лет древнее ГП является дипольным (см. *Земной магнетизм*).

Образование стабильной остаточной намагниченности M_n, способной сохраниться в горных породах до наших дней, определяется условиями (темп-рой, давлением, хим. реакциями и др.), при к-рых происходили кристаллизация минералов и формирование горных пород. Наиб. информативна для П. термоостаточная намагниченность M_{rt}, к-рая образуется при охлаждении ферромагн. материала от темп-р T выше точки Кюри T_C до нек-рой темп-ры $T < T_C$ в пост. магн. поле. M_{rt} приобретают, напр., изверженные горные породы при остывании продуктов извержения на поверхности Земли в ГП места и времени извержения. В области малых полей, каковым является и ГП, M_{rt} удовлетворяет соотношению (1) и зависит от интервала темп-р, в к-ром она возникла. В практике палео- и петромагн. исследований этот интервал обычно соответствует интервалу от T_C до комнатной темп-ры.

Др. вид M_n, имеющий также большое значение в П., — ориентационная остаточная намагниченность M_{ro}, образующаяся при осаждении в пост. магн. поле взвешенных в жидкости или газе свободно ориентирующихся ферромагн. частиц. Магн. моменты этих частиц преим. ориентируются по направлению внеш. магн. поля. M_{ro} приобретают осадочные горные породы, образованные в эпохи осадконакопления. В малых полях M_{ro} также удовлетворяет зависимости (1), однако палеомагн. исследованиями установлено, что M_{ro} часто даёт неверную информацию о направлении древнего ГП. Поэтому при палеомагн. исследованиях осадочных горных пород необходимо учитывать влияние на M_{ro} процессов уплотнения частиц и переноса их течениями.

Нередко как изверженные, так и осадочные породы могут частично или полностью терять первичную информацию о ГП, существовавшем во время их образования, в результате хим. и др. преобразований ферромагн. минералов при нек-рой темп-ре ниже T_C в более позднем ГП. При этом образуется химическая остаточная намагниченность M_{rc}, свойства к-рой сложны и ещё до конца не изучены. В палеомагн. исследованиях M_{rc} зачастую выступает в роли вторичной, паразитной намагниченности, однако в нек-рых случаях она приобретает смысл первичной и сама несёт информацию о ГП и физ.-хим. условиях в эпоху её образования.

В качестве вторичной намагниченности в горных породах почти всегда присутствует вязкая остаточная намагниченность M_{rv}, возникающая при длительном изотермич. воздействии пост. ГП в эпохи после образования породы. Наиб. эффективным способом разрушения M_{rv} и устранения её влияния на первичную палеомагн. информацию является т. н. температурная чистка (нагрев и охлаждение в нулевом магн. поле до $T \ll T_C$). Эксперименты показали, что M_{rv} пропорциональна логарифму времени действия поля. Знание временно́й зависимости M_{rv} позволяет использовать M_{rv} для оценки абсолютного возраста горных пород.

Палеомагн. исследования включают три этапа: 1) выбор объекта исследований — геологич. тела или неск. тел, оптимально удовлетворяющих условиям поставленной задачи, определение их ориентации в древности и в наше время, отбор образцов слагающих эти тела пород; 2) выделение M_n^0 из суммарной намагниченности M_n образца и определение её природы и степени сохранности (для ряда задач используются и др. компоненты M_n); 3) измерение величины и направления M_n^0.

Конечная цель палеомагн. исследований — абсолютно достоверное определение модуля и направления ГП в точке отбора, привязанное ко времени нек-рого геологич. события (прямая задача П.) — не всегда достижима, поскольку ещё нет надёжных способов однозначного определения элементов древнего ГП и датировки геологич. событий. Поэтому результаты палеомагн. исследований характеризуются той или иной степенью надёжности (достоверности). Наиб. надёжный вывод П. заключается в том, что магн. поле Земли в прошлом не оставалось постоянным ни по величине, ни по направлению, причём за геологич. время неоднократно происходила смена полярности ГП (инверсии). Обнаружение и датировка геомагн. инверсий — одно из важнейших достижений П. Установлено, что инверсии, как правило, происходят на фоне пониженной напря-

жённости ГП, при этом само поле, вероятно, имеет не дипольный, а мультипольный характер. Продолжительность инверсий $\sim 10^4 - 10^5$ лет. От рифея до кайнозоя обнаружено неск. сотен инверсий (рис. 1). Будучи явлением глобального масштаба, геомагн. инверсии используются для глобальной возрастной корреляции геологич. событий в истории Земли. Явление геомагн. инверсий лежит в основе магнитостратиграфии, построения временно́й шкалы изменений полярности ГП. Возникновение инверсий находит своё объяснение в теории генерации ГП (см. *Гидромагнитное динамо*). Необходимым условием установления факта инверсии является обнаружение в разных регионах Земли различных по генезису и составу, но одновозрастных пород с M_n^0, направленной противоположно ГП близлежащих эпох. Однако в нек-рых случаях возможно самообращение M_n^0 — самопроизвольное намагничивание горных пород противоположно направлению намагничивающего поля, что мешает выявлению инверсий. Самообращение M_n^0 связано со сложными физико-химическими процессами в ферромагнитных зёрнах горных пород.

Наряду с инверсиями в истории ГП установлены также кратковременные (менее 10^4 лет) отклонения геомагн. полюса от своего прямого или обратного положения на угол менее 180° (обычно 60°—120°). Такие отклонения (э к с к у р с ы) изучены гораздо хуже инверсий, поскольку выделение экскурсов чрезвычайно осложняется из-за их кратковременности.

П. установила также, что в древние эпохи ср. положения геомагн. полюсов на длит. отрезках времени значительно отличались от современных. Положения палеомагн. полюсов вычисляют, исходя из предположения о дипольном характере ГП. Древний магн. меридиан находят по направлению горизонтальной составляющей M_n^0, положение древнего магн. полюса на этом меридиане определяют по ф-ле

$$2\mathrm{tg}\varphi = \mathrm{tg}I, \qquad (2)$$

где φ — древняя геомагн. широта места отбора образцов, I — наклонение M_n^0 (угол между M_n^0 и горизонтальной плоскостью). Согласно теории гидромагн. динамо, положение геомагн. полюса прибл. совпадает с положением географич. полюса. Поэтому изменение положения древнего геомагн. полюса связывают с перемещением континентов. Собств. движения палеомагн. полюса, по имеющимся немногочисл. данным, не превышают 7°. По найденным для разных континентов кажущимся траекториям движения палеомагн. полюсов осуществляют палеотектонич. реконструкции, т. е. определение относит. и абс. перемещений континентов и литосферных блоков, а также оценивают возраст горных пород.

К важным достижениям П. относится открытие периодич. изменений древнего ГП — п а л е о в е к о в ы х в а р и а ц и й, обладающих дискретным и устойчивым во времени спектром. Выделены след. периоды вековых вариаций: $1{,}5\cdot10^5$; $9\cdot10^3$; $3\cdot10^3$; $2\cdot10^3$; $1{,}2\cdot10^3$; 900, 600, 350, 180, 120, 60, 20 лет (значения примерные). Знание спектра палеовековых вариаций позволяет осуществлять возрастную корреляцию геологич. образований в пределах зон одинаковой геомагн. полярности. Амплитуда вековых вариаций в древние эпохи не отличалась от амплитуды совр. вариаций и резко увеличивалась в эпохи, близкие к инверсиям. В разные эпохи наблюдался как западный, так и восточный дрейф ГП.

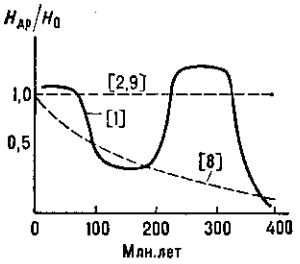


Рис. 2. Изменения напряжённости древнего геомагнитного поля за последние 400 млн. лет (по данным разных авторов).

Величину напряжённости $H_{др}$ древнего ГП определить гораздо сложнее, чем направление, поскольку значение намагниченности сохраняется хуже, чем её направление. При определении $H_{др}$ на основании (1) сравнивается величина M_n горной породы (или одной из её компонент) с искусственно созданными на том же материале величинами остаточных намагниченностей (M_{rt}, M_{ro} и др.) в известном магн. поле. При этом считается, что величина и стабильность намагниченности не зависят от длительности её образования. В П. существует более 10 методов оценки $H_{др}$, многие из к-рых ещё далеко не совершенны. Поэтому часто наблюдается несоответствие палеомагн. данных о величине $H_{др}$, полученных разными методами, особенно для древних эпох (рис. 2). Наиб. достоверно установлены вариации палеонапряжённости с периодом ок. 10^4 лет.

Для извлечения палеомагн. информации в П. стали оперировать не просто вектором M_n, а совокупностью магн. свойств образца горной породы, наз. м а г н и т н ы м с о с т о я н и е м, в к-рую вектор M_n входит как гл. составная часть. В П. магн. состояние является источником информации не только о древнем ГП, но и об условиях образования и последующего преобразования ферромагн. минералов и горных пород. Формирование устойчивого магн. состояния горных пород происходит под воздействием не только ГП, но и др.

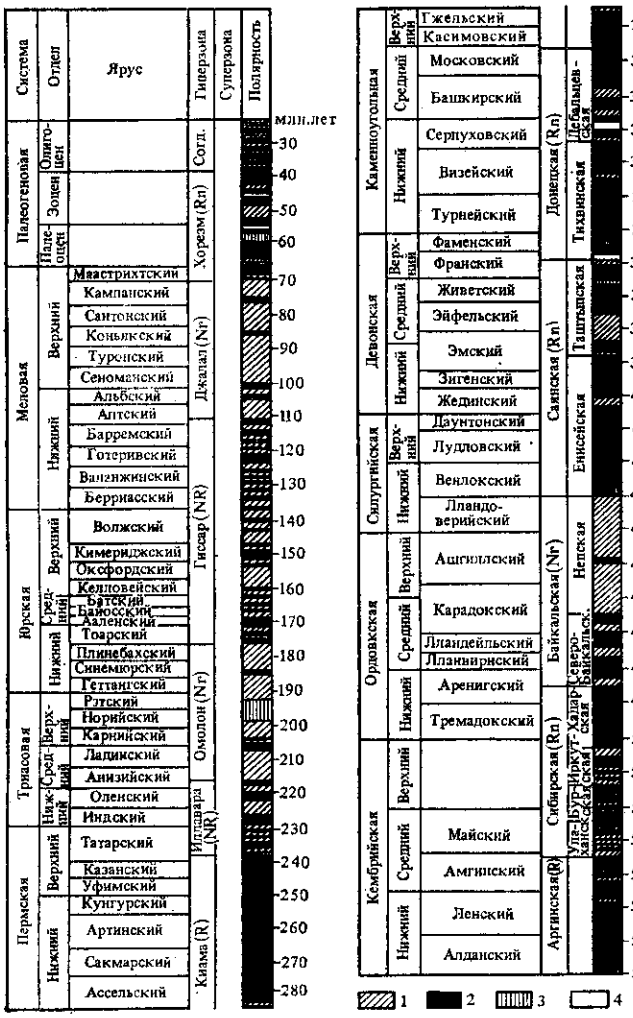


Рис. 1. Магнитостратиграфическая шкала донеогеновой части фанерозоя СССР. Интервалы полярности: 1 — прямой, 2 — обратный, 3 — частого чередования, 4 — неисследованные.

воздействий, напр. давления и темп-ры. Используя «память» магн. состояния об условиях своего образования и последующих внеш. воздействий, удалось существенно расширить информативность методов П. В П. уже существуют простые и быстрые способы оценки темп-ры кристаллизации, перекристаллизации, намагничивания, вторичного прогрева минералов по их естеств. магн. состоянию (м а г н и т н ы е г е о т е р м о м е т р ы). Что касается магн. геобарометров, определяющих воздействие давления на магн. состояние, то они пока не нашли должного развития в П.

Магн. «память» — это лишь часть физ. памяти минералов, и изучение её целесообразно проводить в комплексе с др. видами «памяти» (электрич., механич., хим. и др.). Использование в П. других (немагнитных) видов «памяти» позволило бы существенно повысить достоверность палеомагн. данных.

Лит.: 1) Б о л ь ш а к о в А. С., С о л о д о в н и к о в Г. М., Напряженность геомагнитного поля в последние 400 млн. лет, «ДАН СССР», 1981, т. 260, № 6, с. 1340; 2) Б о р и с о в а Г. П., Ш о л п о Л. Е., О возможности статистических оценок палеонапряженности геомагнитного поля, «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1985, № 7, с. 71; 3) Б р а г и н с к и й С. И., Геомагнитное динамо, там же, 1978, № 9, с. 74; 4) П е т р о в а Г. Н., Лабораторные методы при палеомагнитных исследованиях, «Геомагнитные исследования», 1977, № 19, с. 40; 5) П е ч е р с к и й Д. М., Петромагнетизм и палеомагнетизм, М., 1985; 6) Палеомагнитология, Л., 1982; 7) Я н о в с к и й Б. М., Земной магнетизм, Л., 1978; 8) S m i t h P. J., Ancient geomagnetic field intensities..., «Geophys. J. Roy. Astron. Soc.», 1968, v. 16, p. 457; 9) K o n o M., Intensities of the Earth's magnetic field about 60 m. y. ago determined from the Deccan trap basalts, India, «J. Geophys. Res.», 1974, v. 79, № 8, p. 1135. *Г. П. Маркова.*

ПАЛЛАДИЙ (Palladium), Pd, — хим. элемент VIII группы периодич. системы Менделеева, ат. номер 46, ат. масса 106,42, входит в платиновую группу *благородных металлов*. Природный П. состоит из смеси 6 стабильных изотопов: ^{102}Pd, ^{104}Pd — ^{106}Pd, ^{108}Pd и ^{110}Pd; преобладают ^{106}Pd (27,33%) и ^{108}Pd (26,46%), наименее распространён ^{102}Pd (1,020%). Металлич. радиус 0,137 нм, радиус иона Pd^{4+} 0,064 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^24p^64d^{10}$. Энергии последоват. ионизации 8,33, 19,4 и 33,4 эВ. Значение электроотрицательности 1,8.

В свободном виде серебристо-белый металл, решётка кубич. гранецентрированная, постоянная решётки a = 0,38824 нм. Плотность 12,02 кг/дм^3 (по др. данным, 12,16 кг/дм^3), $t_{пл}$ = 1554 °С, $t_{кип}$ ок. 2900 °С. Теплота плавления 16,71 кДж/моль, теплота испарения 353 кДж/моль, уд. теплоёмкость c_p = 25,8 Дж/(моль·К). Темп-ра Дебая 275 К. Работа выхода электрона 4,8 эВ. Термич. коэф. линейного расширения $12{,}5\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 300 К). Уд. электрич. сопротивление 0,102 мкОм·м (при 273 К), термич. коэф. электрич. сопротивления $3{,}79\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 273—373 К). Теплоёмкость 76,2 Вт/м·К (при 293 К).Твёрдость по Бринеллю 300—400 МПа. Модуль упругости 113 ГПа, модуль сдвига 49 ГПа (при 20 °С).

В соединениях проявляет степень окисления +2, реже +4. На воздухе устойчив. При 20 °С один объём П. способен обратимо поглощать до 900 объёмов водорода, поэтому П. катализирует мн. реакции гидрирования, он служит также (в чистом виде и в виде сплавов) катализатором различных др. хим. процессов. П. применяют для изготовления электрич. контактов. Тонкие (толщиной до 0,1 мм) слои П. используют для получения сверхчистого водорода. П. входит в состав сплавов для изготовления резисторов и термопар. Искусств. ^{103}Pd (электронный захват, $T_{1/2}$ = 17,0 сут) служит в качестве радиоактивного индикатора. *С. С. Бердоносов.*

ПАМЯТИ УСТРОЙСТВА (запоминающие устройства) — в вычислит. технике (см. *Электронная вычислительная машина*) устройства для записи, хранения и воспроизведения информации. В качестве носителя информации может выступать физ. сигнал, распространяющийся в среде, или сама среда; при этом информация задаётся в виде параметров сигнала или параметров состояния среды соответственно. Напр., в случае магн. П. у. носителем является магн. среда, а параметром состояния — намагниченность.

Процесс записи информации осуществляется при воздействии сигнала на носитель, изменяющем состояние этого носителя. Обратный процесс — считывание информации — состоит в изменении параметров считывающего сигнала или в его генерации под действием носителя. Физические способы записи, хранения и считывания информации могут быть различными: электрическими, магнитными, оптическими, акустическими и др.

Наим. участок среды — носителя информации, позволяющий хранить единицу информации, наз. элементом памяти (ЭП). Если он может принимать и сохранять два стабильных состояния, элемент является бистабильным, если q стабильных состояний — q-стабильным. Число бит информации n, к-рое может хранить q-стабильный элемент, определяется как $n=\ln_2 q$. Напр., регистр, содержащий 4 бистабильных ЭП, имеет 16 стабильных состояний и позволяет хранить 4 бита информации. В вычислит. технике информация хранится (записывается, считывается) блоками по n бит, наз. словами или ячейками памяти. Примером трёхстабильного ЭП может служить магн. ЭП на ферритовом кольце (см. ниже). Он имеет три состояния намагниченности: положительную, отрицательную и нулевую. П. у. состоит из набора последовательно пронумерованных слов. Запись (считывание) отд. слова осуществляется по его номеру, наз. адресом. В ряде П. у. можно обращаться также к отд. байтам внутри слова. Число n кратно 8, напр. при n = = 8 слово содержит 8 бит (1 байт), а при n = 16 оно содержит 16 бит (2 байта).

П. у. характеризуются временем записи (считывания) информации, характерными временем её сохранения, плотностью размещения информации на носителе, информац. ёмкостью, энергией, необходимой для переключения ЭП, и т. п. Время записи (считывания) информации определяется временем переключения ЭП из одного устойчивого состояния в другое при записи (считывании) информации, характерное время сохранения информации носителем — физ. принципами её хранения. Напр., время сохранения заряда на конденсаторе в полупроводниковом П. у. существенно зависит от величины заряда и скорости его рассасывания (тока утечки). Для увеличения времени сохранения информации она может периодически перезаписываться (регенерироваться). Период регенерации должен быть меньше характерного времени сохранения информации в носителе. Плотность размещения информации определяется характерными размерами ЭП и измеряется отношением числа бит, сохраняемых носителем, к его площади (или объёму для объёмных носителей). Информац. ёмкость П. у. определяется произведением полного числа ЭП в П. у. на число бит в ЭП.

Элементы памяти на макроскопических структурных изменениях (нарушениях формы) носителя. Хранение информации осуществляется в таких структурных изменениях (нарушениях) поверхности носителя, как изменение рельефа поверхности, степень её разупорядоченности (кристаллич. или аморфная структура), механич. перфорация носителя, прожигание микроотверстий в непрозрачной подложке (абляция), различного рода микровздутия из-за термического локального нагрева и др. Примерами носителей для таких ЭП являются перфокарта, перфолента, грампластинка, оптический диск.

Запись информации производится при помощи механич. нарушения носителя (пробивка отверстий в перфокарте или перфоленте), абляционным способом, термооптически или термоэлектрически (используются для записи информации на оптич. диск; см. ниже) и др., считывание информации — механич., эл.-механич. или оптич. методами.

Примером совр. П. у., использующим ЭП описанного типа, является оптич. дисковое П. у. (рис. 1). Запись информации (рис., 1, *а*) осуществляется лазерным пучком, вызывающим абляцию носителя *4*, путём создания

на нём вздутий при локальном нагреве (т. е. при локальном изменении коэф. отражения) или переводом носителя *4* из кристаллич. фазы в аморфную и наоборот [1]. Считывание информации производится тем же лазерным пучком (но меньшей интенсивности), что и запись, а разделение падающего и отражённого пучков осуществляется по поляризации благодаря фазовой пла-

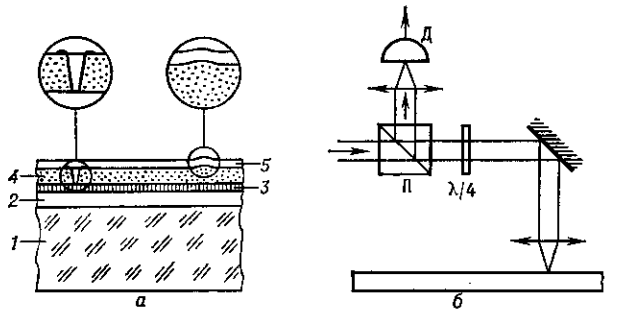


Рис. 1. Схема оптического диска (*а*) и устройства записи (считывания) информации (*б*): *1* — стеклянная подложка; *2* — отражающий зеркальный слой; *3* — прозрачный диэлектрик с низкой теплопроводностью; *4* — информационный носитель; *5* — прозрачный защитный слой; *П* — поляризационный оптический светоделитель; *Д* — детектор.

стинке λ/4 и поляризац. светоделителю П. Из-за различия коэф. отражения ЭП, подвергнутых и не подвергнутых действию лазерного излучения, каждый ЭП имеет 2 стабильных состояния и позволяет хранить 1 бит информации.

Мин. размер ЭП определяется диаметром области фокусировки записывающего лазерного пучка и составляет 0,4—1 мкм, что позволяет хранить на стандартном оптич. диске (диам. 30,5 см) 12÷32 Гбит. Время записи (считывания) информации для оптич. диска составляет от 100 до 500 мс [1].

Магнитные элементы памяти [2]. Принцип действия основан на эффекте сохранения намагниченности носителя (остаточная намагниченность) после выключения внеш. магн. поля (рис. 2, *а*). Различают магн. ЭП, использующие намагниченность всего объёма элемента (ферритовые кольца, рис. 2, *б*) и намагниченность макроскопич. участков носителя. На рис. 2, *в* приве-

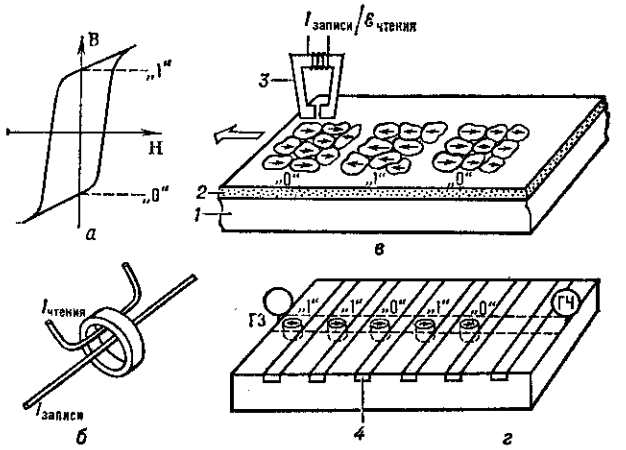


Рис. 2. Кривая намагничивания (*а*) и элементы магнитной памяти на ферритовом кольце (*б*), движущемся магнитном носителе (*в*), цилиндрическом магнитном домене (*г*): *1* — подложка; *2* — магнитный носитель; *3* — головка записи/чтения информации; *4* — система проводников; ГЗ и ГЧ — головки записи и считывания.

дена схема ЭП, размещённых на подвижном магн. носителе (магн. лента, диск). Запись (считывание) информации осуществляется при взаимном перемещении носителя и головки записи (считывания). Запись происходит при подаче на головку тока записи $I_{записи}$, создающего поле записи в зазоре головки и на магн. носителе, а считывание информации — путём съёма ЭДС, индуцированной в головке при перемещении намагниченного участка мимо зазора.

Др. типом магн. ЭП является устройство на *цилиндрических магнитных доменах* (ЦМД) [2] (рис. 2, *г*). В нем осуществляется перемещение ЦМД по направлению от головки записи к головке чтения при приложении внешнего продольного поля, создаваемого путём коммутации тока системой проводников *4* в подложке.

Мин. размер магн. ЭП составляет от ≈5 мкм для магн. ленты (диска) до ≈1 мкм для ЦМД. Плотность записи информации с учётом технол. особенностей изготовления магн. П. у. составляет для магн. ленты ≈600 бит/мм, для магн. диска ~ 10^4 бит/мм², для П. у. на ЦМД может достигать ~10^5 бит/мм² [2]. Характерное время сохранения информации в магн. П. у. определяется естеств. размагничиванием носителя (практически от неск. лет до неск. десятков лет). Время записи (считывания) в таких П. у. ограничено не временем перемагничивания, а, как правило, скоростью движения носителя, электронными схемами управления П. у. и т. п. Достигнутые скорости считывания информации лежат в диапазоне от 1÷100 кбит/с для магн. ленты до 1 Мбит/с для П. у. на ЦМД и ≈10 Мбит/с для магн. дисков.

Достоинствами магн. П. у. являются их энергонезависимость (способность сохранять информацию при отключении питания) при хранении информации и высокая радиац. стойкость.

Электрические элементы памяти [3—5]. В основе работы лежат разл. эффекты перераспределения в ЭП тока, заряда или напряжения. Физ. принципы работы ЭП и технология изготовления П. у. определяют минимально достижимую энергию переключения ЭП, что в конечном счёте определяет плотность размещения информации на носителе. Наиб. разработанными и широко распространёнными П. у., использующими электрич. ЭП, являются полупроводниковые П. у. К числу осн. разновидностей полупроводниковых П. у. относятся постоянные запоминающие устройства (ПЗУ — аббревиатура, используемая преим. для устройства микроэлектроники), программируемые ПЗУ (ППЗУ), стираемые ППЗУ (СППЗУ), ППЗУ с электрич. стиранием (ЭСППЗУ), статич. и динамич. П. у. с произвольной выборкой (СЗУПВ и ДЗУПВ). Принципиальные схемы ЭП П. у. перечисленных типов приведены на рис. 3. Физ. механизмы работы полупроводниковых П. у. даны в табл.

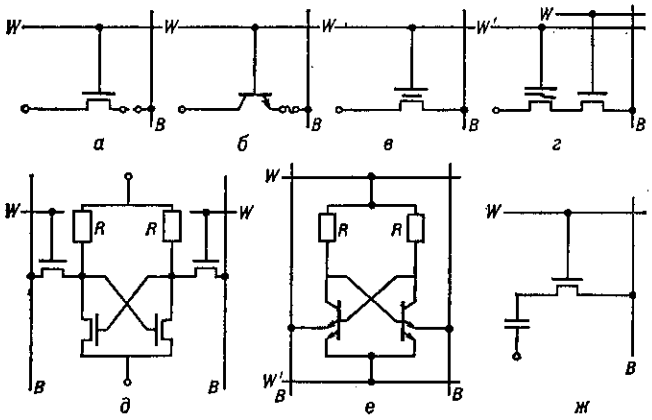


Рис. 3. Схемы различных полупроводниковых элементов памяти: *а* — МДП ПЗУ; *б* — биполярное ППЗУ; *в* — МДП СППЗУ; *г* — МДП ЭСППЗУ; *д* — МДП СЗУПВ с нагрузкой *R*; *е* — биполярное СЗУПВ с нагрузкой *R*; *ж* — МДП ДЗУПВ.

Физические механизмы работы полупроводниковых устройств памяти

Тип устройства памяти	Запоминание заряда	Метод записи	Метод считывания	Примечание
ПЗУ	Не производится	Формирование (разрушение) перемычек при изготовлении	Неразрушающий «опрос» перемычек	—
СППЗУ	На плавающем затворе транзистора ЭП	Инжекция на плавающий затвор триггера	Считывание (без изменения) напряжения на триггере	Стирание информации при освещении УФ-излучением
ЭСППЗУ	На поверхностном состоянии плавающего затвора транзистора ЭП	Туннельная инжекция	—»—	Стирание информации при инжекции заряда другого знака
СЗУПВ	В статическом триггере ЭП	Передача сигнального заряда на информац. вход	Считывание сигнального заряда (без его изменения)	—
ДЗУПВ	На ёмкости затвора транзистора ЭП	Передача сигнального заряда на информац. вход	Считывание сигнального заряда (с его изменением)	Необходима периодич. регенерация

В ЭП ПЗУ информация записывается на этапе изготовления П. у. (наличие или отсутствие ряда проводников схемы, или перемычек). В ЭП на рис. 3, *а* перемычкой является цепь истока *полевого транзистора*. ЭП ПЗУ может также строиться на основе наличия или отсутствия диффузионных областей стока или истока (см. *Прибор с зарядовой связью*). Современные ПЗУ ёмкостью 1 Мбит состоят из ЭП площадью ≈ 30 мкм^2 и с временем переключения $\approx 80 \div 150$ нс.

ППЗУ представляют собой программируемые (уже после изготовления П. у.) ПЗУ, лишённые возможности стирания информации. В них используются ЭП с перемычкой (рис. 3, *б*), пережигаемой электрич. импульсом, или *p-n*-диод, к-рый замыкается накоротко при подаче импульса, вызывающего лавинный пробой. ППЗУ выполняются по биполярной (быстродействующие ППЗУ) и др. технологиям (см. *МДП-структура*, *Микропроцессор*, *Логические схемы*). Совр. биполярные ППЗУ ёмкостью 64 кбит состоят из ЭП площадью ≈ 160 мкм^2 и с временем переключения ≈ 50 нс [3]. ЭП ПЗУ и ППЗУ относятся по сути к ЭП на изменениях (нарушениях) структуры носителя (создание или разрушение перемычек, замыкание диодов) со считыванием информации электрич. методами.

Работа ЭП СППЗУ и ЭСППЗУ основана на практически пост. удержании заряда. Заряд накапливается в проводящей области, находящейся внутри подзатворного окисла МДП-структуры, поэтому их работа определяется принципами работы МДП-приборов. Т. к. носители остаются в плавающем затворе и после отключения питания, СППЗУ и ЭСППЗУ являются энергонезависимыми П. у. [3, 4]. В ЭП СППЗУ (рис. 3, *в*) состояние ЭП определяется наличием или отсутствием заряда на плавающем затворе полевого транзистора (МДП - транзистора) с двойным затвором. СППЗУ ёмкостью 1 Мбит состоят из ЭП площадью 20÷30 мкм^2 и имеют время переключения 80—150 нс [4]. ЭП ЭСППЗУ (рис. 3, *г*) содержит транзистор с плавающим затвором, отделённым от кремния слоем окисла. Запись (стирание) информации осуществляется при пропускании туннельного тока между затвором и подложкой.

ЭП СЗУПВ строятся на базе *триггеров*. При этом могут использоваться как полевые транзисторы (рис. 3, *д*), так и *транзисторы биполярные* (рис. 3, *е*). По быстродействию биполярные СЗУПВ превосходят все остальные типы полупроводниковых П. у. Типичное время переключения биполярных СЗУПВ ёмкостью 16 кбит составляет менее 4 нс, а СЗУПВ ёмкостью 256 кбит — менее 30 нс, при размере ЭП 5 мкм и 2 мкм соответственно [3, 4].

Альтернативой статическому триггеру являются динамический ЭП, в к-рых заряд хранится лишь в течение небольшого времени. Наиболее распространённый ЭП ДЗУПВ состоит из конденсатора и транзистора (рис. 3, *ж*). Транзистор используется лишь для доступа к заряду, хранящемуся в конденсаторе. Поскольку заряд постепенно уменьшается (из-за процессов генерации и рекомбинации), необходимо с периодом $\sim 10^{-3}$ с регенерировать информацию в ЭП. Совр. ДЗУПВ имеют ёмкость в неск. Мбит. Динамика увеличения плотности размещения ЭП на носителе полупроводниковых П. у. представлена на рис. 4.

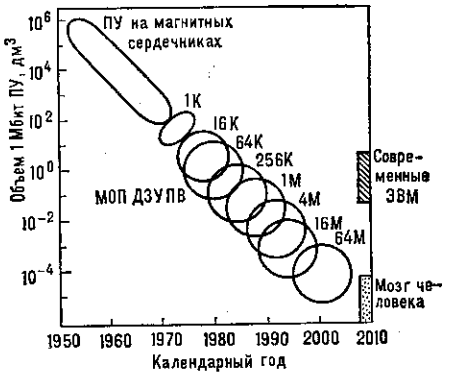


Рис. 4. Динамика увеличения плотности хранения информации для полупроводниковых устройств памяти.

Сравнение предельных характеристик П. у. разл. типа приведено на рис. 5.



Рис. 5. Сравнение предельных характеристик устройств памяти различных типов.

Оптические элементы памяти [6]. В основе оптич. ЭП лежит явление *оптической бистабильности* или мультистабильности (см. также *Оптические компьютеры*). Реализация таких ЭП должна удовлетворять следующим требованиям: схема ЭП должна быть нелинейной и иметь *обратную связь*. Тогда при циклич. изменении, напр., входной интенсивности светового пучка на входе оптич. бистабильного ЭП он может функционировать обратимо. Простейшим примером бистабильного оптич. ЭП является интерферометр Фабри—Перо, заполненный средой с насыщающимся поглощением (рис. 6, *а*). Поскольку пропускание интерферометра зависит от

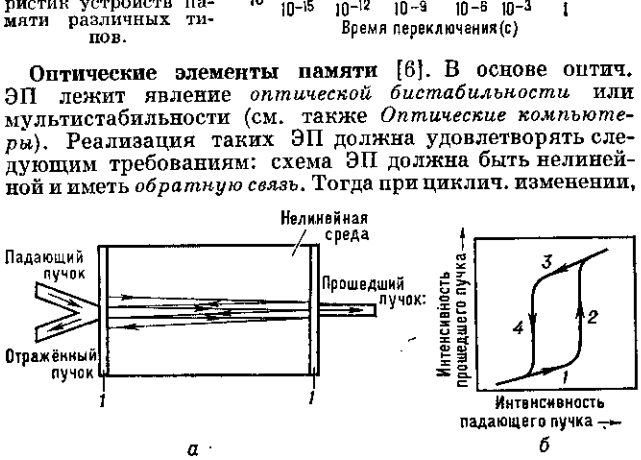


Рис. 6. Интерферометр Фабри — Перо как оптический бистабильный элемент (*а*) и петля гистерезиса зависимости интенсивности прошедшего пучка от интенсивности падающего пучка (*б*): *1* — полупрозрачные зеркала.

длины резонатора, свойств заполняющего его вещества и длины световой волны, управляя параметрами вещества и интенсивностью падающего света, можно регулировать пропускание интерферометра. Зависимость интенсивности прошедшего пучка от интенсивности падающего имеет вид петли гистерезиса (рис. 6, *б*), где области *1* и *3* являются областями стабильности ЭП [6].

Мин. размер оптич. ЭП определяется минимально необходимым числом атомов ансамбля, для к-рого устойчиво наблюдается оптич. бистабильность. Это число составляет $\sim 10^3$ двухуровневых атомов (полная энергия системы $\approx$0,25 фДж для фотонов с энергией 1,5 эВ). Такая ситуация имеет место в оптич. ЭП на базе GaAs при темп-ре 10 К, переключаемых энергией 15 фДж, распределённой на площади диаметра 0,25 мкм. Времена переключения ограничиваются временем установления поля в резонаторе, временем отклика среды и динамич. эффектами резонатора и могут достигать долей пс (рис. 5). Важными особенностями оптич. ЭП являются их высокая помехозащищённость от эл.-магн. шумов и высокая надёжность (кол-во переключений неограниченно).

Перспективные элементы памяти. Среди перспективных П. у. можно выделить голографические, использующие для записи, хранения и восстановления изображений ЭП, основанные на принципах *голографии*. В этом случае мы имеем дело с аналоговыми ЭП, поскольку оптич. плотность носителя информации (напр., эмульсионного слоя фотопластинки) изменяется непрерывно. Интенсивно развивающийся цифровой синтез *голограмм* позволяет сопрягать между собой голографич. ЭП и цифровые системы [7].

Среди перспективных полупроводниковых П. у. можно выделить устройства на одноквантовых джозефсоновских ЭП (см. *Джозефсона эффект*) и на одноэлектронных ЭП (туннелирование одиночных электронов в туннельных переходах сверхмалых размеров) [5]. Мин. размер одноквантовых джозефсоновских ЭП ограничен снизу величиной порядка глубины проникновения $\lambda \approx 0{,}1$ мкм, обеспечивающей плотность записи информации $10^4 \div 10^5$ бит/мм^2. Времена переключения таких ЭП при темп-ре жидкого азота составляют $\sim 10^{-11}$ с. В одноэлектронных ЭП их мин. размер ограничен толщиной туннельной прослойки ($\geqslant$3—4 нм). В перспективе такие ЭП позволят создать П. у. с плотностью записи информации 10^8 бит/мм^2 и временем переключения $\sim$1 нс[5].

Наряду с разработкой новых полупродниковых ЭП интенсивно ведутся работы по созданию ЭП на молекулярном уровне (молекулярные ЭП) [8]. Для их реализации необходимы наличие в молекулярной системе не менее двух различимых стабильных состояний системы, достаточно большое время их жизни и возможность избирательно переводить систему в каждое из этих состояний. Оценка плотности записи информации в молекулярном П. у. составляет $\sim 10^6$ бит/мм^2. При использовании частотно-селективной записи (т. н. спектральная память) её можно увеличить до значения $\sim 10^9$ бит/мм^2 [8]. Путь уменьшения размера ЭП приводит вслед за разработкой молекулярных ЭП к атомным ЭП, в к-рых в качестве носителя информации может выступать одиночный атом. Действительно, двухуровневый атом представляет собой бистабильный логич. элемент, переключение к-рого осуществляется при переходе атома из одного энергетич. состояния в другое под действием внеш. поля.

Иерархия П. у. Наряду с делением П. у. по физ. принципам работы ЭП исторически сложилось деление П. у., используемых в ЭВМ, на в н е ш н и е П. у., характеризующиеся большой ёмкостью информации (до 100 Гбайт) и относительно большим временем доступа к информации ($\geqslant 10^{-3}$ мс); о п е р а т и в н ы е П. у., характеризующиеся ср. параметрами по быстродействию ($\approx$ 100 нс) и ёмкости (1$\div$10 Мбайт); к е ш - П. у. (от англ. cache — тайник) с ёмкостью от 100 байт до десятков кбайт и быстродействием $\approx$10 нс; р е г и с т р о в ы е П. у. ёмкостью в неск. десятков байт и быстродействием $\approx$0,5 $\div$1 нс.

Назначение П. у. определяет тип ЭП, используемых в П. у. Напр., для кеш-П. у. применяются, как правило, биполярные схемы, для оперативного П. у.— ДЗУПВ или СЗУПВ.

Архитектура П. у. Под архитектурой П. у. понимается логич. организация совокупности аппаратных средств объединения ЭП. П. у. можно разделить по способам доступа к содержащейся в них информации и разрядности (числу одновременно считываемых бит информации). Существуют произвольный и последоват. метод доступа (чтения или записи) к информации в П. у. При произвольном методе доступа обращение происходит либо по заданному номеру ЭП, либо по ассоциативному признаку информации (заданному коду), определяющему номер ЭП. Простейшим примером ассоциативного доступа является поиск файла на магн. ленте по его имени (признаком является имя файла).

Кол-во одновременно записываемых (считываемых) бит определяет разрядность П. у. Увеличение разрядности П. у. приводит к снижению времени доступа к необходимой информации. Развитие архитектуры П. у. идёт по пути распараллеливания операций записи (считывания) информации (создание т. н. многопортовых П. у.), использования объёма носителя (объёмные П. у.) [4] и др.

Лит.: 1) В у л ь В. А., Оптические дисковые запоминающие устройства, «Зарубежная радиоэлектроника», 1986, № 9; 2) Перспективы развития вычислительной техники, под ред. Ю. М. Смирнова, кн. 9: Внешние запоминающие устройства на магнитном носителе, М., 1989; 3) Полупроводниковые запоминающие устройства, под ред. Ю. И. Смирнова, М., 1989; 4) Техника и технология интегральных схем будущего, «ТИИЭР», 1986, т. 74, в. 12; 5) Л и х а р е в К. К., С е м е н о в В. К., З о р и н А. Б., Новые возможности для сверхпроводниковой электроники, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Сверхпроводимость, т. 1, М., 1988; 6) Г и б б с Х. М., Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1988; 7) Новые принципы оптической обработки информации, под ред. С. А. Ахманова, М. В. Воронцова, М., 1990; 8) Р а м б и д и Н. Г., З а м а л и н В. М., Молекулярная микроэлектроника: физические предпосылки и возможные пути развития, «Поверхность», 1986, № 8.

В. Н. Задков, С. А. Филлипычев.

ПАМЯТЬ ФОРМЫ — свойство нек-рых твёрдых тел восстанавливать исходную форму после пластич. деформации при нагреве или в процессе разгружения. Восстановление формы, как правило, связано с *мартенситным превращением* или с обратимым *двойникованием*. В зависимости от величины деформации и вида материала восстановление формы может быть полным или частичным. Полное восстановление формы может происходить в сплавах с термоупругим мартенситом, таких, как Cu — Al — (Fe, Ni, Co, Mn), Ni — Al,Au — Cd, Ag — Cd, Ti — Ni, In — Tl, Cu — Zn — Al, Cu — Zn — Sn), и в ряде др. двойных, тройных и многокомпонентных систем. П. ф. в этих сплавах имеет место и в тех случаях, когда восстановлению формы противодействует внеш. нагрузка. Макс. величина обратимой пластич. деформации зависит от кристаллич. структуры исходной и мартенситной фаз и ограничена величиной деформации решётки при фазовом переходе или сдвигом при двойниковании. Так, при мартенситном превращении в сплавах Ti — Ni она составляет $\sim$9%. Когда возможности деформации по мартенситному механизму или за счёт обратимого передвойникования исчерпаны, дальнейшее формоизменение необратимо, т. к. оно происходит путём скольжения полных дислокаций.

Накопление обратимой пластич. деформации в разл. температурных интервалах для одного и того же сплава может осуществляться по разным механизмам. Под воздействием внеш. напряжений в интервале темп-р ($M_н$ — $M_к$) прямого мартенситного превращения (где индекс «Н» означает начало мартенситного превращения, а «К» — конец) деформация осуществляется за счёт макроскопич. сдвига, связанного с образованием из исходной фазы преим. ориентированных кристаллов мартенсита. Из всех возможных вариантов взаим-

ной кристаллографич. ориентировки исходной и мартенситной фаз образуются лишь те, для к-рых работа внеш. сил имеет наиб. значение. Когда деформации подвергается образец в мартенситном состоянии (в интервале темп-р ниже $M_к$), под действием приложенных напряжений происходит передвойникование мартенситных кристаллов или их переориентация, что приводит к макроскопич. формоизменению. При нагреве в интервале темп-р обратного превращения восстанавливается структура и ориентировка кристаллов исходной фазы, что сопровождается восстановлением макроскопич. формы и размеров. Для данной системы интервал темп-р обратного мартенситного превращения, а следовательно, и интервал темп-р восстановления формы, зависит от состава сплава и может в широких пределах изменяться при изменении содержания осн. и легирующих элементов. На рис. 1 приведён график изменения линейных размеров образца из сплава Cu — Al — Ni под действием небольшой пост. нагрузки при охлаждении и нагреве. Мартенситное превращение в интервале темп-р $M_н$ — $M_к$ сопровождается постепенным удлинением образца до полного перехода исходной фазы в мартенситную. Обратное превращение, происходящее с небольшим температурным гистерезисом в интервале темп-р $A_н$ — $A_к$, сопровождается полным восстановлением исходной формы образца.

Деформация при темп-ре, превышающей $A_к$, также может приводить к образованию кристаллов мартенсита. Последующее уменьшение и снятие напряжений вызывает (с нек-рым гистерезисом по напряжению) уменьшение и исчезновение этих кристаллов, восстанавливается стабильная при этих темп-рах в отсутствие напряжений высокотемпературная фаза, а следовательно, и исходная форма образца. П. ф., к-рая наблюдается при пост. темп-ре, получила назв. сверхупругости, аномальной упругости, сверхэластичности. На рис. 2 приведена типичная кривая σ—ε при нагружении и разгружении монокристалла сплава Cu — Al — Ni при темп-ре выше $A_к$. Нач. линейный участок кривой

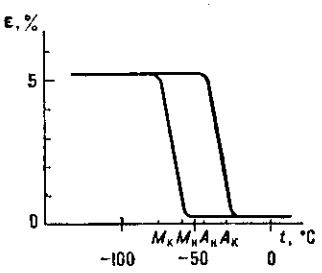


Рис. 1. Изменение длины образца из сплава Cu—Al—Ni при охлаждении и нагреве под действием постоянной нагрузки σ = 20 МПа.

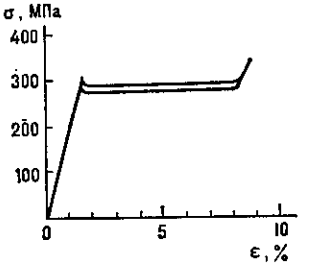


Рис. 2. Диаграмма растяжения монокристалла из сплава Cu—Al—Ni при комнатной температуре. Ориентировка оси растяжения ⟨100⟩$β_1$, $M_н$ = = 100 °С.

соответствует упругой деформации. Дальнейшее формоизменение обусловлено фазовым переходом. С повышением темп-ры деформации напряжение, при к-ром начинается мартенситное превращение, линейно возрастает в соответствии с ур-нием типа Клапейрона — Клаузиуса:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\Delta H}{T\varepsilon},$$

где ΔH — теплота фазового превращения, ε — деформация, связанная с полным превращением в мартенсит.

Под действием внеш. напряжений кроме мартенситной фазы, идентичной образующейся при охлаждении, как выше, так и ниже $A_к$ могут возникать фазы, нестабильные в отсутствие внеш. сил. Так, в монокристаллах сплава Cu — Al — Ni наблюдалась сверхупругость, обусловленная образованием ряда метастабильных фаз. За счёт образования и последующего исчезновения этих фаз в процессе нагружения и разгружения, при соответствующей ориентировке монокристалла, обратимая деформация при пост. темп-ре достигает 25%.

Нек-рые способы термич. и механич. обработки позволяют инициировать т. н. обратимую П. ф. Так, деформация высокотемпературной фазы и многократный обратимый фазовый переход при охлаждении и нагреве под нагрузкой, а также нек-рые др. варианты комбинирования деформации и термич. обработки приводят к последующему самопроизвольному (без внеш. нагрузки) изменению формы при охлаждении и её восстановлению при нагреве. Этот эффект обусловлен тем, что в исходной фазе образуются определённым образом закономерно ориентированные дефекты, к-рые являются эффективными центрами зарождения мартенситных кристаллов с преимуществ. ориентировкой. Величина деформации в этом случае существенно меньше и не превышает неск. %.

В сплавах с большим температурным гистерезисом мартенситного превращения наблюдается лишь частичное восстановление формы. К таким сплавам можно отнести Nb — Ni, Fe — Mn, нержавеющую сталь и др. В них уже небольшие противодействующие напряжения исключают восстановление формы. Это связано с тем, что, во-первых, мартенситные фазы в этих сплавах обладают высокой симметрией, что допускает протекание обратного превращения по путям, отличным от прямого превращения. Во-вторых, образование мартенсита даже в отсутствие напряжения в этих сплавах сопровождается необратимым процессом возникновения и перемещения полных дислокаций.

Сплавы с П. ф. получают всё более широкое распространение в технике для изготовления термочувствит. силовых элементов, трубчатых и др. разъёмных и неразъёмных соединений, исключающих необходимость применения сварки и пайки, а также в медицине в качестве разл. фиксаторов при переломах и для др. целей.

Лит.: Корнилов И. И., Белоусов О. К., Качур Е. В., Никелид титана и другие сплавы с эффектом «памяти», М., 1977; Эффект памяти формы в сплавах, пер. с англ., М., 1979; Тихонов А. С., Герасимов А. П., Прохорова И. И., Применение эффекта памяти формы в современном машиностроении, М., 1981; Лихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменцева З. П., Эффект памяти формы, Л., 1987.

В. В. Мартынов, Л. Г. Хандрос.

ПАР — газообразное состояние, в к-рое переходит вещество в результате *испарения*, *сублимации* или *кипения*. Процесс перехода конденсиров. вещества в П. наз. *парообразованием*. Обычно П. находится в контакте с конденсиров. фазой. Понятия газа и пара почти полностью эквивалентны; к газам относят вещества при темп-ре выше критической (см. *Критическая точка*), поэтому при повышении давления газ не переходит в конденсиров. состояние. Процесс конденсации возможен лишь из парообразного состояния, т. е. при темп-ре ниже критической.

П. индивидуальных хим. веществ и их смесей, растворов, расплавов и т. п. состоит из смеси отд. молекул (атомов) и ассоцииров. комплексов (*кластеров*), макс. число частиц в к-рых растёт с ростом давления П. Состав П. определяется только экспериментально, гл. обр. методами масс-спектрометрии, он не всегда совпадает с составом конденсиров. фазы, а для сложных веществ эти составы всегда различны. Равновесные состояния паровой и конденсиров. фаз описываются *диаграммами состояния*, к-рые строят по эксперим. данным.

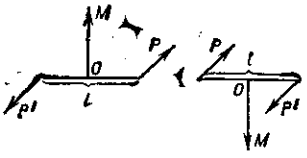
Между П. и конденсиров. фазой осуществляется пост. обмен молекулами (атомами). При динамич. равновесии испаряющийся поток молекул каждого сорта равен обратному потоку данных молекул в конденсиров. фазу. Условия, при к-рых достигается динамич. равновесие в системе П.— конденсиров. фаза,— замкнутость объёма, постоянство темп-ры и *парциальных давлений* всех компонент, т. е. система должна быть термодинамически «закрытой». П., находящийся в равновесном состоянии, наз. н а с ы щ е н н ы м.

В нестационарных условиях [при наличии градиентов *химических потенциалов* и (или) в незамкнутом объёме] П. оказывается неравновесным и может быть как п е р е с ы щ е н н ы м, так и н е д о с ы щ е н н ы м. Парциальные давления всех его компонент при этом оказываются соответственно бóльшими или меньшими равновесных. Температурная зависимость давления насыщенного П. даётся *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Давление П. над искривлёнными поверхностями описывается *Кельвина уравнением* и подчиняется *Лапласа закону* (для П. над менисками в капиллярах).

Лит.: К и р и л л и н В. А., С ы ч е в В. В., Ш е й н д л и н А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983.

Ю. Н. Любитов.

ПА́РА СИЛ — система двух равных по модулю, параллельных и направленных в противоположные стороны сил, действующих на твёрдое тело. На рис. изображена



П. с. (**P**, **P′**), где **P′** = — **P**. П. с. равнодействующей не имеет, т. о. её действие на тело не может быть механически эквивалентно действию к.-н. одной силы; соответственно П. с. нельзя уравновесить одной силой.

Расстояние l между линиями действия сил пары наз. п л е ч о м П. с. Действие, оказываемое П. с. на твёрдое тело, характеризуется её моментом, к-рый изображается вектором $\boldsymbol{M}$, равным по модулю Pl и направленным перпендикулярно к плоскости действия П. с. в ту сторону, откуда поворот, к-рый стремится совершить П. с., виден происходящим против хода часовой стрелки (в правой системе координат). Осн. свойство П. с. состоит в том, что действие, оказываемое П. с. на данное твёрдое тело, не изменяется, если П. с. переносить куда угодно в плоскости пары или в плоскости, ей параллельной, а также если произвольно изменять модули сил пары и длину её плеча, сохраняя неизменным момент П. с. Т. о., момент П. с.— свободный вектор: его можно считать приложенным в любой точке тела. Две П. с. с одинаковыми моментами $\boldsymbol{M}$, приложенные к одному и тому же твёрдому телу, механически эквивалентны одна другой. Любая система П. с., приложенных к данному твёрдому телу, механически эквивалентна одной П. с. с моментом, равным геом. сумме векторов-моментов этих П. с. Если геом. сумма векторов-моментов нек-рой системы П. с. равна нулю, то эта система П. с. является уравновешенной.

С. М. Тарг.

ПАРАБОЛИ́ЧЕСКАЯ СКО́РОСТЬ — см. *Космические скорости.*

ПАРАБОЛИ́ЧЕСКОГО УРАВНЕ́НИЯ ПРИБЛИЖЕ́НИЕ в с т а т и с т и ч е с к о й т е о р и и р а с п р о с т р а н е н и я в о л н — приближённый метод описания многократного рассеяния волн с учётом дифракц. эффектов в средах с крупномасштабными (по сравнению с длиной волны λ) неоднородностями показателя преломления. В П. у. п. не учитывают рассеянных назад волн, а дифракцию волн, рассеянных вперёд, описывают во френелевском приближении. С помощью П. у. п. в *марковского процесса приближении* удаётся получить замкнутые ур-ния для статистич. моментов комплексной амплитуды поля волны, распространяющейся в статистически неоднородных средах (напр., турбулентных средах: атмосфере, океане, космич. плазме). Суть П. у. п. состоит в том, что совершается приближённый переход от эллиптич. ур-ния (напр., волнового или ур-ния Гельмгольца) к *Леонтовича параболическому уравнению.*

Напр., для скалярного ур-ния Гельмгольца

$$\Delta u + k^2[1 + \tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r})]u = 0,$$

где $k^2 = \omega^2\bar{\varepsilon}/c^2$ — квадрат среднего волнового числа, а $\tilde{\varepsilon} = [\varepsilon(\boldsymbol{r}) - \bar{\varepsilon}]/\bar{\varepsilon}$ — относит. величина флуктуаций параметра $\varepsilon(\boldsymbol{r})$, описывающего преломляющие свойства среды, после замены $u(\boldsymbol{\rho},z) = v(\boldsymbol{\rho},z)\exp(ikz)$, $\boldsymbol{\rho} = (x,y)$, получают параболич. ур-ние для амплитуды v:

$$2ikdv/dz + \Delta_\perp v + k^2\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho},z)v = 0, \quad \Delta_\perp = (\partial^2/\partial x^2, \partial^2/\partial y^2).$$

Условия применимости П. у. п. таковы:

$$\lambda \ll l_\varepsilon,\ \lambda L/l_\varepsilon^2 \ll (l_\varepsilon/\lambda)^2,\ \pi k^2 L\int\limits_{k\sqrt{2}}^{2k}\Phi_\varepsilon(\varkappa)\varkappa d\varkappa \ll 1,$$

где l_ε — масштаб неоднородностей $\varepsilon(\boldsymbol{r})$, L — длина пути, проходимого волной в статистически неоднородной среде, $\Phi_\varepsilon(\varkappa)$ — спектральная плотность флуктуаций ε. Последнее неравенство соответствует требованию малости суммарной энергии волн, испытавших обратное рассеяние.

Для параболич. ур-ния достаточно одного граничного условия, поэтому его решение обладает свойствами динамич. причинности, т. е. поле $v(\boldsymbol{\rho},z)$ функционально зависит лишь от предшествующих по координате значений случайного параметра $\tilde{\varepsilon}$. Это свойство (вместе со свойством линейности) оказывается необходимым при получении замкнутых ур-ний для статистич. моментов поля v.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Р ы т о в С. М., К р а в ц о в Ю. А., Т а т а р с к и й В. И., Случайные поля, М., 1978; К л я ц к и н В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980; И с и м а р у А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 2, М., 1981.

В. У. Заворотный.

ПАРАБОЛИ́ЧЕСКОГО ЦИЛИ́НДРА ФУ́НКЦИИ → ф-ции, удовлетворяющие ур-нию

$$u'' + \left(-\tfrac{1}{4}z^2 + \nu + \tfrac{1}{2}\right)u = 0, \qquad (1)$$

к-рое после замены $u(z) = \exp(-z^2/4)y(\xi)$, $z = \xi\sqrt{2}$ переходит в у р а в н е н и е Э р м и т а

$$y'' - 2\xi y' + 2\nu y = 0, \qquad (2)$$

где ν — комплексный параметр.

Пусть $y = H_\nu(\xi)$ — решение ур-ния (2), к-рое при $\nu = n$ совпадает с полиномом Эрмита $H_n(\xi)$, $n = 0, 1,\ldots$ (см. *Ортогональные полиномы*). П. ц. ф. $D_\nu(z)$ равна

$$D_\nu(z) = 2^{-\nu/2}\exp(-z^2/4)H_\nu(z/\sqrt{2}).$$

Т. к. ур-ние (2) после замены $s = \xi^2$ переходит в ур-ние

$$sy'' + \left(\tfrac{1}{2} - s\right)y' + \tfrac{\nu}{2}y = 0,$$

решения к-рого можно выразить через *вырожденные гипергеометрические функции* $F(a,c,x)$, то получаем

$$H_\nu(\xi) = \frac{2^\nu\sqrt{\pi}}{\Gamma[(1-\nu)/2]}F\left(-\frac{\nu}{2},\frac{1}{2},\xi^2\right) - \frac{2^{\nu+1}\sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu/2)}\xi F\left(\frac{1-\nu}{2},\frac{3}{2},\xi^2\right),$$

где $\Gamma(t)$ — гамма-функция Эйлера. Отсюда легко получить разложения в степенные ряды и асимптотич. представления для ф-ций $D_\nu(z)$. Наряду с ф-цией $D_\nu(z)$ ур-нию (1) удовлетворяют также ф-ции $D_\nu(-z)$, $D_{-\nu-1}(\pm iz)$. Ф-ции $D_\nu(z)$ вещественны при вещественных ν, z. П. ц. ф. иногда наз. ф у н к ц и я м и В е б е р а.

Для ф у н к ц и и Э р м и т а $H_\nu(\xi)$ имеются интегральное представление

$$H_\nu(\xi) = \Gamma^{-1}(-\nu)\int\limits_0^\infty t^{-\nu-1}\exp(-t^2 - 2\xi t)dt, \mathrm{Re}\,\nu < 0, \qquad (3)$$

ф-ла дифференцирования

$$\frac{d}{d\xi}H_\nu(\xi) = 2\nu H_{\nu-1}(\xi)$$

и рекуррентное соотношение

$$H_\nu(\xi) = 2\xi H_{\nu-1}(\xi) - 2(\nu-1)H_{\nu-2}(\xi).$$

Можно получить аналитич. продолжение ф-ции $H_\nu(\xi)$, определяемой ф-лой (3), на область $\mathrm{Re}\,\nu \geqslant 0$. Ур-ние (1) возникает, напр., при разделении переменных

в волновом ур-нии, записанном в цилиндрич. координатах, при рассмотрении гармонич. осциллятора в квантовой механике и в др. задачах.

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; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979. *А. Ф. Никифоров.*

ПАРАДО́КС ВОЗВРА́ТА в статистической физике — кажущееся противоречие между существованием необратимых процессов в природе и теоремой А. Пуанкаре (H. Poincaré) о возвратах, согласно к-рой траектория консервативной динамич. системы в пространстве всех её обобщённых координат и импульсов (в фазовом пространстве N частиц) неограниченное число раз возвращается в окрестность своего нач. состояния. Предполагается, что нач. состояние выбирается случайным образом. П. в. сформулирован Э. Цермело (E. Zermelo) в 1896 как возражение против *Больцмана Н-теоремы*. Для доказательства теоремы Пуанкаре (1890) он воспользовался инвариантностью *фазового объёма* системы при движении её частиц согласно ур-ниям Гамильтона (*Лиувилля теорема*). Цермело заметил, что из теоремы Пуанкаре, если считать её неограниченно применимой к реальным системам статистич. физики и исключить сингулярные нач. состояния, следовала бы невозможность необратимых процессов. Никакая однозначная, непрерывная и дифференцируемая ф-ция состояния, подобная *энтропии*, не могла бы монотонно возрастать, т. к. каждому её возрастанию соответствовало бы её убывание при возвращении системы в нач. состояние. Разрешение П. в. связано с теорией *флуктуаций* (см. *Парадокс обратимости*). В действительности теорема о возвратах Пуанкаре не имеет большого значения для статистич. физики, т. к. время возврата системы в микроскопич. нач. состояние чрезвычайно велико и подобный возврат имеет нулевую вероятность, а рассмотрение процессов возврата в макроскопическое состояние, как показал М. Смолуховский (M. Smoluchowski), не приводит к парадоксам.

Лит. см. при ст. *Парадокс обратимости.* *Д. Н. Зубарев.*

ПАРАДО́КС ВРЕ́МЕНИ (парадокс близнецов, парадокс часов) — кажущееся противоречие, возникающее в частной (специальной) *относительности теории* при нахождении промежутков времени, показываемых двумя часами A и B, из к-рых часы A всё время покоились в инерциальной системе отсчёта, а часы B улетели от A, совершили путешествие и вновь вернулись к A.

Противоречие возникает при след. рассуждении. Согласно частной теории относительности, если по покоящимся часам A прошёл промежуток времени t, то по движущимся с пост. скоростью v часам B пройдёт промежуток времени

$$\tilde{t} = t\sqrt{1 - v^2/c^2}. \qquad (1)$$

Если скорость движения часов B меняется с течением времени, то

$$\tilde{t} = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - v^2(t)/c^2}\,dt, \qquad (2)$$

где t_1 и t_2 — моменты начала и конца измерения времени по часам A. После возвращения B к A промежуток времени t, измеренный часами B, всегда меньше промежутка t, измеренного часами A, т. е. часы B отстанут от A. Т. к. движение относительно, то, казалось бы, можно обратить рассуждение: считать часы B неподвижными, а часы A путешествовавшими и поэтому идущими медленнее, чем B. Тогда после возвращения должны отстать часы A. Полученное противоречие и наз. П. в. или парадоксом часов.

Вместо часов часто рассматривают двух близнецов, из к-рых один оставался на Земле, а другой совершал путешествие в космосе, а затем возвратился на Землю. Разницу в протекшем времени можно непосредственно определить по тому, кто из близнецов окажется старше. Поэтому упомянутое противоречие называют также парадоксом близнецов.

В действительности противоречие (парадокс) возникло из-за некорректности рассуждения. Правильное рассуждение состоит в следующем. Часы A всё время находились в инерциальной системе отсчёта, они не подвергались ускорениям. В этой системе отсчёта ф-ла (2) всё время справедлива, и вывод о том, что по возвращении отстанут часы B, правилен (путешествовавший близнец окажется моложе своего брата, оставшегося на Земле). Система отсчёта, связанная с часами B, не может быть всё время инерциальной, поскольку эти часы подвергались ускорению. В неинерциальных системах отсчёта ф-ла (2) неверна, и при рассмотрении хода движущихся часов надо учитывать ускорения, имеющиеся в системе отсчёта. Поэтому и вывод о том, что с точки зрения B часы A должны по возвращении отстать от B, неверен. В общем случае неинерциальных систем отсчёта ф-ла (2) должна быть заменена след. выражением:

$$\tilde{t} = \frac{1}{c}\int_{t_1}^{t_2} \sqrt{g_{00} + 2g_{0i}\dot{x}^i + g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\,dx^0. \qquad (3)$$

Здесь g_{00}, g_{0i}, g_{ik} — компоненты *метрического тензора*, характеризующего систему отсчёта (по дважды встречающимся индексам подразумевают суммирование, латинские буквы принимают значения 1, 2, 3), x^0 — временна́я, x^i — пространственные координаты, $\dot{x}^i$ — компоненты скорости движущихся часов. Ф-ла (3) справедлива также при наличии полей тяготения, когда вместо частной теории относительности следует пользоваться общей теорией относительности (см. *Тяготение*).

Выводы о замедлении времени на движущихся телах и о влиянии на течение времени полей тяготения непосредственно проверены экспериментально и подтверждают теорию.

Лит. см. при ст. *Относительности теория, Тяготение.* *И. Д. Новиков.*

ПАРАДО́КС ОБРАТИ́МОСТИ в статистической физике — кажущееся противоречие между обратимым характером движения молекул газа и очевидной необратимостью процессов переноса (теплопроводности, вязкости, диффузии). П. о. был сформулирован Й. Лошмидтом (J. Loschmidt) в 1876 как возражение против *Больцмана Н-теоремы* для кинетич. ур-ния газа, из к-рого следует, что H-функция Больцмана не может возрастать [1—2].

Парадоксы *кинетической теории газов* возникли в связи с попытками обоснования *второго начала термодинамики* исходя из ур-ний механики. Обратимость ур-ний механики по отношению к *обращению времени* (замене $t \to -t$) связана с тем, что (в отсутствие магн. поля) они содержат лишь вторые производные по времени, и поэтому нельзя отличить ур-ния механики, написанные для возрастающего времени, от ур-ний для убывающего времени. Если H-функцию Больцмана можно было бы получить лишь на основе механики, это привело бы к противоречию со вторым началом термодинамики о возрастании энтропии, т. к. для газов энтропия равна H-функции Больцмана (умноженной на k) с обратным знаком.

При формулировке П. о. предполагается, что кинетич. ур-ние можно вывести из ур-ний механики без привлечения к.-л. вероятностных гипотез. В действительности в выводе Больцмана неявно содержится предположение вероятностного характера о том, что число столкновений пропорц. произведению *функций распределения* сталкивающихся частиц, т. е. состояния между каждым столкновением не коррелируют (гипотеза «молекулярного хаоса»). Более строгий вывод кинетич. ур-ния, данный Н. Н. Боголюбовым в 1946 [3], явно использует граничное условие «ослабления корреляций», имеющее вероятностный смысл.

Кроме того, для разъяснения П. о. существенно, что при учёте *флуктуаций* (даже для газа) нет простой связи между энтропией S и одночастичной ф-цией распределения f_1, к-рая следует из ур-ния Больцмана ($S = -k\langle \ln f_1 \rangle$). На самом деле это лишь первый член разложения S по степеням плотности. Энтропия может зависеть от флуктуаций, к-рые описываются *корреляционными функциями*. Корреляц. часть энтропии установлена Г. Грином в 1953 [4].

П. о. существенно проясняется теорией флуктуаций, т. к. она показывает, что равновесное состояние соответствует максимуму вероятности, а отклонения от него, связанные с заметными флуктуациями, маловероятны. Относит. флуктуация наблюдаемых физ. величин (пропорциональных числу частиц N) имеет порядок $1/\sqrt{N}$ (вдали от точек фазового перехода).

Связь явлений необратимости с флуктуациями рассмотрел М. Смолуховский в 1906—16 [5] на примерах *броуновского движения* частиц под действием сил и диффузии в коллоидных растворах. Он исследовал непрерывный переход от необратимого поведения (движения около положения равновесия, замедленного внутр. трением) к неупорядоченному броуновскому движению. Для коллоидных растворов он исследовал непрерывный переход от обычной необратимой диффузии концентрации примеси к неупорядоченным, случайным флуктуациям концентрации. Кроме того, он дал оценку времени возврата (см. *Парадокс возврата*) для макроскопич. состояний, к-рое вполне наблюдаемо (для микроскопич. состояний время возврата чрезвычайно велико и находится далеко за пределами возможных наблюдений). Оценки Смолуховского получили эксперим. подтверждение.

Для конденсиров. сред кинетич. ур-ние, вообще говоря, несправедливо, и система описывается ф-цией распределения f_N всех её частиц по координатам и импульсам, удовлетворяющей *Лиувилля уравнению*, выражающему закон сохранения вероятности в фазовом пространстве. Однако П. о. имеет место и в этом случае. Он связан с кажущимся противоречием между существованием необратимых процессов и обратимым характером ур-ния Лиувилля: симметрией относительно замены времени $t \to -t$ и импульсов частиц $p_i \to -p_i$ при неизменных координатах.

Возможность возрастания энтропии может быть обоснована методами статистич. механики, к-рая приводит к выражению для положительного локального производства энтропии, связанного с внутр. неравновесностью системы, что соответствует *термодинамике неравновесных процессов*. При этом для *кинетических коэффициентов* получаются выражения, пропорц. пространственно-временны́м корреляц. ф-циям потоков энергии, импульса и вещества (*Грина — Кубо формулы*). Энтропия системы в неравновесном случае определяется через локально-равновесное распределение $f_{\text{лок}}$ ф-лой $S = -k\langle \ln f_{\text{лок}} \rangle$. Она соответствует максимуму информац. энтропии при условии, что средние локально-равновесные значения плотности энергии, импульса и числа частиц равны их средним значениям, причём эти средние вычислены с помощью ф-ции распределения, удовлетворяющей ур-нию Лиувилля (хотя $f_{\text{лок}}$ ему не удовлетворяет). Возрастание энтропии связано с отбором запаздывающих решений ур-ния Лиувилля. Опережающие решения должны быть отброшены, т. к. приводили бы к убыванию энтропии [6]. Отбор запаздывающего решения ур-ния Лиувилля осуществляется введением в него бесконечно малого члена, нарушающего его симметрию относительно обращения времени.

Лит.: 1) Больцман Л., Избранные труды, пер. с нем., франц., М., 1984; 2) Кац М., Несколько вероятностных задач физики и математики, пер. с польск., М., 1967; 3) Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.— Л., 1946; 4) Green H., The molecular theory of fluids, Amst., 1952; 5) Эйнштейн А., Смолуховский М., Броуновское движение. Сб. ст., Л., 1936; 6) Зубарев Д. Н., Современные методы статистической теории неравновесных процессов, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы математики, т. 15, М., 1980.

Д. Н. Зубарев.

ПАРАКСИАЛЬНЫЙ ПУЧО́К ЛУЧЕ́Й света (от греч. parά — возле и лат. axis — ось) — пучок лучей, распространяющихся вдоль оси центрированной оптич. системы и образующих очень малые углы с осью и нормалями к преломляющим и отражающим поверхностям системы. Осн. соотношения, описывающие образование *изображений оптических* в осесимметричных системах, строго справедливы только для П. п. л. Только в изображениях, создаваемых такими лучами, отсутствуют *аберрации оптических систем* (кроме хроматич. аберрации в линзовых системах). На практике, однако, под П. п. л. обычно понимают пучок лучей, проходящих под конечными (неск. градусов) углами, для к-рых отступления от строгих соотношений настолько малы, что ими можно пренебречь. Область вокруг оптич. оси системы, в к-рой лучи можно считать параксиальными, тоже наз. параксиальной.

ПАРАЛЛА́КС (от греч. parállaxis — уклонение) в астрономии — изменение направления наблюдатель — астр. объект при смещении точки наблюдения, равное углу, под к-рым из центра объекта видно расстояние между двумя положениями точки наблюдения. Обычно используются П., связанные с перемещением наблюдателя из-за вращения Земли вокруг своей оси (суточный П.), движения Земли вокруг Солнца (годичный П.), движения Солнечной системы в Галактике (вековой П.). П. (точнее, его синус) связан с расстоянием до объекта обратно пропорц. зависимостью.

Суточный П. сказывается на положениях Луны, Солнца, др. планет и тел Солнечной системы. Т. к. расстояния до этих тел не очень велики по сравнению с размерами Земли, направления на эти объекты из разл. точек Земли получаются различными. Для однородности наблюдений условились приводить их к центру Земли (т. н. геоцентрич. направления). Угол, под к-рым из центра астр. объекта виден экваториальный радиус Земли, наз. горизонтальным экваториальным П. Этот угол (π) связан с расстоянием между центрами Земли и объекта (D) соотношением: $\sin \pi = R/D$, где R — экваториальный радиус Земли. Наиб. экваториальный горизонтальный П. имеет Луна (его значение меняется от 53,9′ до 61,5′). Ср. значение П. Солнца принято равным 8,794″, что соответствует расстоянию 149 597 870 км. Это расстояние наз. астр. единицей (а. е.) и используется в пределах Солнечной системы как эталон длины.

Годичный П. применяется для оценки расстояний до звёзд. Осн. единицей измерения служит парсек — такое расстояние, при к-ром а. е. видна под углом в 1″. Парсек прибл. равен $30{,}857 \cdot 10^{12}$ км. Для объектов разл. удалённости разработан ряд методов измерения годичных П. Наиб. простой — метод тригонометрич. П., применяемый для измерения расстояний до ближайших звёзд. Вследствие движения Земли вокруг Солнца изменяются положения близких звёзд по отношению к более удалённым. Это изменение измеряют, сравнивая два снимка одного и того же участка неба, сделанных с интервалом в полгода (тригонометрич. П.). Тригонометрич. П. измерены для звёзд, расположенных в окрестностях Солнца в сфере с радиусом 70—100 пк. Одни тригонометрич. П. не дают возможности изучить строение как ближайшей части Вселенной, так и Галактики, но они являются основой для др. методов измерения расстояний.

Вековой П. даёт статистич. оценку ср. расстояний групп звёзд (в предположении хаотич. распределения собств. скоростей звёзд). Из-за движения Солнца к апексу со скоростью 4,2 а. е. в год у звёзд, находящихся на $\sim 90^\circ$ от апекса, появляется составляющая собств. движения (угл. смещения за год) в сторону

антиапекса (вековой П.). Вековые П. применяются для изучения структуры и динамики Галактики.

Для многих космич. объектов при определении расстояний используют не принцип перемещения наблюдателя в пространстве, а др. физ. закономерности. Большое распространение получили т. н. фотометрич. способы определения П. (ф о т о м е т р и ч. П.). Если M — абс. *звёздная величина* объекта, m — его видимая звёздная величина, то П.

$$\pi = 10^{0,2(M-m)-1}.$$

Разность $m - M$ наз. модулем расстояния и может быть определена для большого класса объектов различными косв. методами. Наиб. развитие получили такие разновидности фотометрич. П., как спектральные П. и цефеидные П.

С п е к т р а л ь н ы е П. основаны на том, что для некоторых звёзд определённых *спектральных классов* отношения интенсивностей ряда пар линий [напр., K/H_γ, K/H_δ (K — линия CaII 3934 Å), HeII 4200 Å/CaI 4227 Å и др.] находятся в чёткой статистич. зависимости от *светимости* звезды. Измерив отношение интенсивностей таких пар линий, можно определить модуль расстояния и П. звезды по калибровочной кривой, полученной для звёзд с известными тригонометрич. П. Таким методом измерены расстояния до >60 000 звёзд.

Ц е ф е и д н ы е П. определяются для нек-рых типов переменных звёзд, у к-рых обнаружена статистич. зависимость период — светимость. Зная тип переменности и период изменения *блеска*, можно найти модуль расстояния и тем самым П. или расстояние до области неба, где находится эта переменная звезда. Таким методом удалось расширить возможности определения расстояний до 3 Мпк.

Существует ряд способов определения П. для нек-рых сравнительно редких объектов Вселенной. По оценкам светимости *новых звёзд* в максимуме блеска удаётся определять расстояния до 10 Мпк, интегральные абс. звёздные величины шаровых скоплений позволяют измерять расстояния до 25 Мпк, абс. звёздные величины сверхновых в максимуме блеска — до 100 Мпк (подробнее см. *Расстояний шкала*). Для ещё больших расстояний используется статистически установленная связь *красного смещения* линий в спектрах удалённых галактик с их расстояниями:

$$r = c\Delta\lambda/\lambda H,$$

где $\Delta\lambda$ — смещение линии с длиной волны λ в красную часть спектра, а H — *Хаббла постоянная*, принятая равной (50—100) км·с$^{-1}$·Мпк$^{-1}$.

Лит. см. при ст. *Расстояний шкала.* *Ю. И. Продан.*

ПАРАЛЛЕЛОГРА́ММ СИЛ (греч. parallēlógrammon, от paállēlos — параллельный и grámma — линия) — геом. построение, выражающее закон сложения сил: вектор, изображающий силу, равную геом. сумме двух сил, является диагональю параллелограмма, построенного на этих силах как на его сторонах. Для двух сил, приложенных к телу в одной точке, сила, найденная построением П. с., является одновременно равнодействующей данных сил (закон П. с.).

ПАРАМАГНЕ́ТИЗМ — свойство веществ (*парамагнетиков*) намагничиваться в направлении внеш. магн. поля. Приставка «пара» (греч. «возле», «рядом») указывает на слабость эффекта по сравнению с *ферромагнетизмом*. Кроме того, в отличие от ферро-, ферри- и антиферромагнетизма, П. не связан с *магнитной атомной структурой*, и в отсутствие внеш. магн. поля *намагниченность* парамагнетика равна нулю.

П. обусловлен в основном ориентацией под действием внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ собств. магн. моментов μ частиц парамагн. вещества (атомов, ионов, молекул). Природа этих моментов может быть связана с орбитальным движением электронов, их спином, а также (в меньшей степени) со спином атомных ядер. При $\mu H \ll kT$, где T — абс. темп-ра, намагниченность парамагнетика $\boldsymbol{M}$ пропорциональна внеш. полю: $\boldsymbol{M} = \chi\boldsymbol{H}$, где χ — *магнитная восприимчивость*. В отличие от диамагнетизма, для к-рого $\chi < 0$, при П. восприимчивость положительна; её типичная величина при комнатной темп-ре ($T \approx 293$ К) составляет 10^{-7}—10^{-4}.

П. свободных атомов и ионов определяется в основном полным моментом импульса электронной оболочки, характеризующимся квантовым числом J. В магн. поле $\boldsymbol{H}$ осн. уровень энергии атома расщепляется на $2J + 1$ магн. подуровней, разделённых одинаковыми интервалами $\mu_B g_J H$, где μ_B — магнетон Бора и g_J — *Ланде множитель* (см. *Зеемана эффект*). Каждому подуровню соответствует квантованное значение проекции μ_H магн. момента атома на направление $\boldsymbol{H}$: $\mu_H = g_J\mu_B m_J$, где $m_J = J, J-1, \ldots, -J$. При термодинамич. равновесии, согласно *Больцмана распределению*, преим. заселяются ниж. подуровни с макс. значениями μ_H. В направлении $\boldsymbol{H}$ образуется результирующий магн. момент, равный

$$M = Ng_J\mu_B J B_J(a), \qquad (1)$$

где N — число магн. атомов, $a = g_J\mu_B J H/kT$, ф-ция

$$B_J(a) = \frac{2J+1}{2J}\mathrm{cth}\frac{2J+1}{2J}a - \frac{1}{2J}\mathrm{cth}\frac{a}{2J} \qquad (2)$$

является ф-цией Бриллюэна (см. *Ланжевена функция*). При $a \ll 1$ (слабые поля, высокие темп-ры) ф-ла (1) принимает вид

$$M = N\mu_э^2 H/3kT, \qquad (3)$$

где $\mu_э = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)}$ — эффективный магн. момент атома. Отсюда вытекает *Кюри закон* для парамагн. восприимчивости:

$$\chi = C/T, \qquad (4)$$

где $C = N\mu_э^2/3k$ — постоянная Кюри.

При $a \gg 1$ (сильные поля, низкие темп-ры) из (1), (2) следует: $M = NJg_J\mu_B$, т. е. достигается магн. насыщение (все микроскопич. моменты ориентированы в направлении $\boldsymbol{H}$). В классич. пределе ($J \to \infty$) ф-ция $B_J(a)$ переходит в ф-цию Ланжевена $L(a') = \mathrm{cth}a' - 1/a'$, где $a' = \mu_0 H/kT$, а μ_0 — классич. магн. момент частицы. Именно в этих терминах П. Ланжевеном (P. Langevin, 1906) была построена первая теория П. Типичная зависимость M от H/T для парамагн. соли, в к-рой П. обусловлен ионами Gd^{3+} ($J = {}^7/_2$, $g_J = 2$), показана на рис. 1.

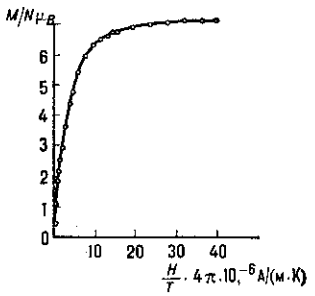


Рис. 1. Зависимость намагниченности M от H/T для сульфата гадолиния.

Ф-лы (1) — (4) справедливы для осн. состояния атома с заданным J. Влияние вышележащих уровней приводит к двум поправкам. Во-первых, если возбуждённые уровни достаточно заселены, т. е. соответствующие энергетич. интервалы $\Delta\mathscr{E} \lesssim kT$, то состояния с другими J дают непосредств. вклад в χ. Во-вторых, примесь вышележащего квантового состояния приводит к появлению наведённого полем магн. момента атома $\mu' = \alpha H$, вносящего в восприимчивость не зависящую от темп-ры добавку $N\alpha$. Она растёт с уменьшением $\Delta\mathscr{E}$ и в нек-рых случаях (напр., для Sm^{3+} и особенно для Eu^{3+}, у к-рого ниж. уровень не магнитный $J = 0$) даёт осн. вклад в П. (см. *Ванфлековский парамагнетизм*).

П. твёрдых диэлектриков. В твёрдых непроводящих парамагнетиках обычно носителями магн. моментов являются частицы с недостроенными электронными оболочками, прежде всего ионы переходных металлов групп

Fe, Pd и Pt, лантаниды и актиниды. Действующее на них электрич. внутрикристаллическое поле частично или полностью снимает вырождение осн. энергетич. уровня магн. иона (см. *Штарка эффект*), что делает простые ф-лы (1) — (4) недостаточными. При этом, согласно *Крамерса теореме*, для атомов (ионов) с полуцелым спином (нечётным числом электронов) всегда остаётся по крайней мере двукратное вырождение, снимаемое только в магн. поле.

У ионов лантанидов и актинидов недостроенные $4f$- и $5f$-оболочки в значит. мере экранированы внеш. электронами, влияние на них внутрикристаллич. поля минимально, J остаётся хорошим квантовым числом, а расщепление уровней $\sim 10^2$ см$^{-1}$. При высоких темп-рах ($kT \gg \Delta\mathscr{E}$) это расщепление не оказывает существенного влияния на П., и ф-лы (1) — (4) хорошо согласуются с опытом. Это видно из табл. 1, где приведены теоретически рассчитанные и определённые экспериментально (из закона Кюри) значения $\mu_э$ для ряда редкоземельных ионов в жидких растворах парамагн. солей.

При более низких темп-рах происходит перераспределение заселённостей штарковских уровней, приводящее к нарушению закона Кюри.

Таб л. 1. — **Множители Ланде и эффективные магнитные моменты ионов лантанидов**

Ион	Ce^{3+}	Pr^{3+}	Nd^{3+}	Sm^{3+}	Eu^{3+}	Gd^{3+}
J	5/2	4	9/2	5/2	0	7/2
g_J	6/7	4/5	8/11	2/7	0	2
$g_J\sqrt{J(J+1)}$	2,54	3,58	3,62	0,85	0	7,94
$\mu_э/\mu_B$ (эксперим.)	2,39	3,6	3,62	1,54	3,6	7,9

Ион	Tb^{3+}	Dy^{3+}	Ho^{3+}	Er^{3+}	Tm^{3+}	Yb^{3+}
J	6	15/2	8	15/2	6	7/2
g_J	3/2	4/3	5/4	6/5	7/6	8/7
$g_J\sqrt{J(J+1)}$	9,72	10,6	10,6	9,58	7,56	4,54
$\mu_э/\mu_B$ (эксперим.)	9,6	10,5	10,5	9,5	7,2	4,4

Для ионов группы Fe, магн. свойства к-рых связаны с недостроенной $3d$-оболочкой, влияние внутрикристаллич. поля более существенно: оно разрывает спин-орбитальную связь, и магн. ион характеризуется орбитальным (L) и спиновым (S) квантовыми числами. Расщепление орбитального мультиплета внутрикристаллич. полем достигает обычно 10^4 см$^{-1}$, причём ср. значение проекции орбитального момента в осн. состоянии часто равно нулю — происходит *«замораживание» орбитального момента* внутрикристаллич. полем. В последнем случае в ф-лах (1) — (4) достаточно заменить J на S, а g_J на $g_S = 2$. Сравнение вычисленных таким образом значений с экспериментом дано в табл. 2.

Таб л. 2. — **Спины и эффективные магнитные моменты ионов группы железа**

Ион	Ti^{3+}	V^{3+}	Cr^{3+}	Mn^{3+}	Fe^{3+} Mn^{2+}	Fe^{2+}	Co^{2+}	Ni^{2+}	Cu^{2+}
S	1/2	1	3/2	2	5/2	2	3/2	1	1/2
$2\sqrt{S(S+1)}$	1,73	2,83	3,87	4,90	5,92	4,90	3,87	2,83	1,73
$\mu_э/\mu_B$ (эксперим.)	1,8	2,8	3,8	4,9	5,9	5,4	4,8	3,2	1,9

Наблюдаемые для нек-рых ионов расхождения относятся к более сложному случаю, когда осн. состояние вырождено и вкладом орбитального магнетизма пренебречь нельзя. Ещё сильнее влияние поля лигандов (см. *Внутрикристаллическое поле*) в веществах, содержащих ионы групп Pd и Pt, а также в парамагн. комплексах, где П. определяется заполнением молекулярных орбит.

При низких темп-рах, когда заселён только ниж. орбитальный (штарковский) уровень, магн. свойства ионов переходных элементов в парамагнетиках описывают *спиновым гамильтонианом* — эфф. оператором энергии, содержащим явно лишь спиновые переменные. Влияние частично «замороженного» орбитального момента учитывается набором параметров. Оно проявляется в небольшом (~ 1 см$^{-1}$) расщеплении спинового мультиплета, ведущем к отклонению от закона Кюри, и в анизотропии g-тензора, заменяющего множитель Ланде. Наиб. анизотропия наблюдается для нек-рых лантанидов: так, гл. значения g-тензора для иона Tb^{3+} могут составлять $g_\parallel = 18$, $g_\perp < 0{,}01$. В таких случаях вектор намагниченности парамагнетика может значительно отклоняться от направления H.

П. металлов и полупроводников. Дополнит. вклад в П. металлов обусловлен электронами проводимости, обладающие спином $s = 1/2$ и магн. моментом μ_B. Квантование проекции μ_H приводит, с учётом *Ферми — Дирака распределения* $f(\mathscr{E})$, к появлению намагниченности

$$M = \tfrac{1}{2}\mu_B \int_{\mathscr{E}_F-\mu_B H}^{\mathscr{E}_F+\mu_B H} f(\mathscr{E})d\mathscr{E} \approx \mu_B^2 H f(\mathscr{E}_F),$$

где $\mathscr{E}_F$ — *ферми-уровень*. Соответствующая восприимчивость $\chi_п = \mu_B^2 f(\mathscr{E}_F)$ практически не зависит от темп-ры (см. *Паули парамагнетизм*). Для свободного электронного газа $f(\mathscr{E}_F) = 12m\hbar^{-2}(\pi/3)^{2/3}N^{1/3} = 3N/2\mathscr{E}_F$, где m — масса электрона и N = концентрация свободных электронов. В реальных металлах из-за взаимодействия электронов проводимости с решёткой и между собой ф-лы усложняются. В частности, вместо m вводится эфф. масса m^*, а μ_B заменяется на эффективный магн. момент. Экспериментальные значения $\chi_п$ для щелочных металлов, не содержащих ионов с недостроенными оболочками, сопоставлены с теорией в табл. 3.

На практике парамагнетизм Паули проявляется на фоне *Ландау диамагнетизма*, также обусловленного электронами проводимости. В сильных магн. полях и при низких темпрах эти два эффекта нельзя рассматривать независимо, и квантование в магн. поле ведёт к характерной осциллирующей зависимости M от H (см. *Де Хааза — ван Альфена эффект*).

Таб л. 3. — **Парамагнитная восприимчивость Паули для щелочных металлов**

Металлы		Li	Na
$\chi_п \cdot 10^6$	теория	24,4	20,0
	эксперимент	27,2	22,7

П. электронов проводимости и дырок в полупроводниках определяется их концентрацией и эфф. магн. моментом, зависящим от зонной структуры полупроводника. В простейшем случае $\chi = AT^{1/2}\exp(-\Delta\mathscr{E}/2kT)$, где $\Delta\mathscr{E}$ — ширина запрещённой зоны и A — параметр вещества. Обычно эта зависимость усложняется за счёт влияния примесей и пр.

Ядерный П. Магнитные моменты атомных ядер μ_N в 10^3—10^4 раз меньше μ_B, поэтому ядерная парамагнитная восприимчивость $\chi_я = N\mu_N^2/3kT$ составляет всего 10^{-6}—10^{-8} электронной. Наблюдать ядерный П. в чистом виде удаётся лишь при очень низких температурах в веществах, где нет неспаренных электронов и величина μ_N максимальна (например, в твёрдом водороде и жидком ^{3}He). В последнем случае квантовые свойства ферми-жидкости обусловливают независимость $\chi_я$ от температуры (ядерный аналог парамагнетизма Паули).

В парамагнетиках Ван Флека ($LiTmF_4$, $PrCu_6$ и др.) ядерный П. усиливается в 10^2—10^3 раз за счёт *сверхтонкого взаимодействия* ядра парамагн. иона с его

электронной оболочкой, обладающей наведённым магн. моментом. Искусств. усиление ядерного П. достигается методами динамич. поляризации ядер (см. *Ориентированные ядра*, *Оверхаузера эффект*).

Коллективные эффекты. Взаимодействия между парамагн. микрочастицами наиб. существенны в твёрдых телах. Они приводят к замене *Кюри закона* на *Кюри — Вейса закон* $\chi = C/(T - \theta)$, где параметр θ по порядку величины соответствует энергии взаимодействия. Знак θ положителен, если при охлаждении парамагнетика до *Кюри точки* возникает ферромагнетизм (Fe, Co, Ni и др.), и отрицателен, если при охлаждении до *Нееля точки* вещество становится антиферромагнитным (напр., Dy, MnO, $FeSO_4$). В концентриров. парамагнетиках, где магн. частицы образуют осн. решётку вещества, гл. роль играют *обменные взаимодействия*, стремящиеся ориентировать соседние магн. моменты параллельно либо антипараллельно друг другу. В разбавленных парамагнетиках — твёрдых растворах магн. ионов в диамагн. матрицах — преобладают магн. *дипольдипольные взаимодействия*, знак к-рых зависит от относит. расположения магн. частиц. В этом случае, а также при конкуренции ферро- и антиферромагн. обмена, охлаждение парамагнетика может породить состояние *спинового стекла*.

Близко расположенные примесные магн. центры, связанные сильным обменным взаимодействием, иногда образуют суперпарамагн. кластеры, обладающие увеличенным магн. моментом (обменно-усиленный П.). Макроскопич. аналог таких систем — суспензии мелких ферромагн. частиц в жидких или твёрдых растворителях (см. *Суперпарамагнетизм*, *Магнитные жидкости*). К резкому усилению П. ведут и обменные взаимодействия электронов проводимости в нек-рых металлах (напр., в Pd и его сплавах).

Релаксационные и динамические явления. Намагничивание парамагнетика в поле $\boldsymbol{H}$ происходит в результате процессов продольной и поперечной магн. релаксации. Первая устанавливает равновесное значение проекции $\boldsymbol{M}$ на направление $\boldsymbol{H}$, вторая ведёт к затуханию нестационарной ортогональной компоненты намагниченности. Продольная релаксация обусловлена взаимодействием микроскопич. магн. моментов с тепловым движением среды. Время продольной релаксации τ_1 обычно составляет 10^{-10}—10^{-4} с при 300 К и растёт с понижением темп-ры. Время поперечной релаксации τ_2 в парамагн. металлах и жидкостях мало отличается от τ_1, однако в твёрдых диэлектриках, как правило, $\tau_2 \ll \tau_1$. В последнем случае поперечная релаксация обусловлена взаимодействиями в системе микроскопич. магн. моментов и ведёт к установлению в ней внутр. квазиравновесия, характеризуемого, в общем, двумя *спиновыми температурами*. Одна из них служит мерой упорядоченности моментов μ во внеш. поле $\boldsymbol{H}$, а другая — мерой их взаимной упорядоченности (ближнего порядка).

Процессы магн. релаксации существенно влияют на динамич. восприимчивость парамагнетика $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$ — комплексную величину, характеризующую линейный отклик намагниченности на малое гармонич. изменение внеш. поля с частотой ω. Типичные частотные зависимости компонент продольной восприимчивости $\chi_\parallel(\omega)$, измеряемой в направлении $\boldsymbol{H}$, показаны на рис. 2. Дополнит. особенности на этих кривых могут возникать от вклада т. н. адиабатич. восприимчивости, к-рая связана с взаимодействиями между магн. моментами. Кривые $\chi(\omega)$ используются для измерения времён магн. релаксации (метод Гортера). Поперечная по отношению к $\boldsymbol{H}$ динамич. восприимчивость $\chi_\perp(\omega)$ обнаруживает резонансные пики на высоких частотах, соответствующих расщеплению уровней энергии в магн. поле (см. *Магнитный резонанс*). Воздействие на твёрдый парамагнетик поперечным ВЧ-полем вблизи резонанса может усиливать ближний порядок в парамагнитной системе, что в свою очередь ведёт к росту $\chi_\parallel(\omega)$ (эффект усиленной восприимчивости).

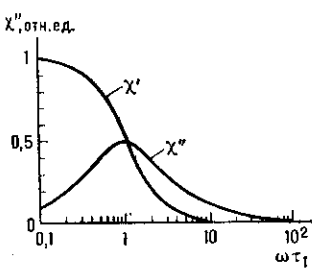


Рис. 2. Типичная частотная зависимость продольной динамической восприимчивости $\chi_\parallel$ парамагнетика.

Изучение П. статич. и динамич. методами даёт ценную информацию о магн. моментах частиц, их энергетич. спектрах и взаимодействиях, о тонких деталях внутр. структуры веществ. П. используется в методах *магнитного охлаждения* до сверхнизких темп-р, в квантовой электронике (см. *Мазер*) и др. См. также *Электронный парамагнитный резонанс*, *Ядерный магнитный резонанс*.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Кринчик Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985; Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Абрагам А., Гольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

В. А. Ацаркин.

ПАРАМАГНЕ́ТИК — магнетик с преобладанием *парамагнетизма* и отсутствием магнитного атомного порядка. П. намагничивается в направлении внеш. магн. поля, т. е. имеет положит. *магнитную восприимчивость*, к-рая в слабом поле при не очень низкой темп-ре (т. е. вдали от условий магн. насыщения или проявления *Де Хааза — ван Альфена эффекта*) не зависит от напряжённости поля. Поскольку свободная энергия П. понижается в магн. поле, при наличии градиента поля он втягивается в область с более высоким значением напряжённости магн. поля. Конкуренция диамагнетизма, появление дальнего магн. порядка или сверхпроводимости ограничивают область существования вещества в парамагн. состоянии.

П. содержит по крайней мере один из перечисленных ниже типов носителей парамагнетизма.

а) Атомы, молекулы или ионы с нескомпенсиров. *магнитными моментами* в основном или возбуждённом состояниях с энергией возбуждения $\mathscr{E}_i \ll kT$. П. этого типа обладают ориентац. ланжевеновским парамагнетизмом, зависящим от темп-ры T по *Кюри закону* или *Кюри — Вейса закону*, в них возможно магн. упорядочение. [Похожий по проявлениям магнетизм неоднородных систем малых ферро- или ферримагн. однодоменных частиц (кластеров) в жидкостях или твёрдых матрицах выделен в особый вид — *суперпарамагнетизм*.]

Этот тип носителей присутствует в парáх металлов нечётной валентности (Na, Tl); в газе молекул O_2 и NO; в нек-рых органич. молекулах со свободными радикалами; в солях, окислах и др. диэлектрич. соединениях $3d$-, $4f$- и $5f$-элементов; в большинстве редкоземельных металлов.

б) Те же частицы, имеющие орбитальный магн. момент в возбуждённом состоянии с энергией возбуждения $\mathscr{E}_i \gg kT$. Для таких П. характерен не зависящий от температуры поляризационный *ванфлековский парамагнетизм*.

Этот тип носителей парамагнетизма проявляется в нек-рых соединениях d- и f-элементов (соли Sm и Eu и др.).

в) Коллективизиров. электроны в частично заполненных энергетич. зонах. Им присущ сравнительно слабо зависящий от темп-ры спиновый *Паули парамагнетизм*, как правило, усиленный межэлектронными взаимодействиями. В d-зонах спиновый парамагнетизм сопровождается заметным ванфлековским парамагнетизмом.

Подобный тип носителей преобладает в щелочных и щёлочноземельных металлах, d-металлах и их интерметаллич. соединениях, актиноидах, а также в хорошо

Вещество	$\chi \cdot 10^6$	Вещество	$\chi \cdot 10^6$
O_2	3396	Li	24,6
NO	1461	Ca	44,0
$FeCl_3$	14750	Al	16,3
$EuCl_3$	26500	Pt	189,0
UF_6	43	U	414,0

проводящих ион-радикальных органич. солях.

Численные значения восприимчивости χ нек-рых П. при нормальных условиях даны в таблице (в ед. СГС на 1 моль вещества). *И. В. Свечкарёв.*

ПАРА́МЕТР ДЕФОРМА́ЦИИ ЯДРА́ — см. в ст. *Деформированные ядра.*

ПАРА́МЕТР ПОРЯ́ДКА — термодинамич. величина, характеризующая дальний порядок в среде, возникающий в результате *спонтанного нарушения симметрии* при *фазовом переходе*. Равновесный П. п. равен нулю в неупорядоченной фазе и отличен от нуля в упорядоченной. При фазовом переходе 2-го рода П. п. непрерывно возрастает от нулевого значения в точке перехода, а при переходе 1-го рода сразу принимает конечное значение. Если переход происходит из неупорядоч. состояния с группой симметрии G в упорядоченное состояние с пониженной группой симметрии $H \subset G$, то П. п. в равновесии инвариантен относительно преобразований из группы H, но преобразуется по представлению группы G, отличному от единичного. Вблизи точки фазового перехода 2-го рода T_c, где П. п. мал, он преобразуется по одному из неприводимых представлений группы G; вклад остальных представлений, согласно *Ландау теории*, мал по параметру $\tau = 1 - T/T_c$.

Примеры П. п.: 1). Отклонение зависящей от координат плотности атомов в кристалле от её ср. значения преобразуется под действием общей группы трансляций и пространственных вращений, входящих в группу симметрии G изотропной жидкости, но остаётся инвариантным относительно преобразований из *пространственной группы симметрии* кристалла. 2). Анизотропная часть тензора диэлектрич. проницаемости в *жидком кристалле* преобразуется под действием группы пространственных вращений как симметричный тензор с нулевым следом. 3). Намагниченность в *ферромагнетике* преобразуется как вектор при вращениях подсистемы спинов и меняет знак при обращении времени. 4). Волновая ф-ция Ψ бозе-конденсата в сверхтекучем ^{4}He (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*) преобразуется под действием калибровочного преобразования группы $U(1)$, входящей в группу G изотропной жидкости: $\Psi \to \Psi \exp(i\varphi)$. 5). Комплексная матрица $A_{\alpha i}$ в сверхтекучем ^{3}He преобразуется как вектор по второму индексу при пространственных вращениях, как вектор по первому индексу при спиновых вращениях, умножается на $\exp(i\varphi)$ при калибровочных преобразованиях, переходит в комплексно сопряжённую матрицу при обращении времени и меняет знак при пространственной инверсии. Согласно теории Ландау, равновесное значение П. п. вблизи фазового перехода 2-го рода находят, минимизируя ф у н к ц и о н а л Г и н з б у р г а — Л а н д а у, инвариантный относительно преобразований из группы G.

Вырождение в упорядоченных фазах. Под действием преобразований из группы G, не входящих в подгруппу H, П. п., а вместе с ним и состояние системы изменяется без изменения энергии. Т. о., в упорядоченной фазе имеется вырождение равновесных состояний. Совокупность R всех таких равновесных состояний образует фактор-пространство $R = G/H$. В случае ферромагнетика R является сферой радиуса M, на к-рой принимает свои значения равновесная намагниченность M. В сверхтекучем ^{4}He область R является окружностью, соответствующей значениям фазы φ волновой ф-ции Ψ. Жёсткость упорядоченного состояния приводит к появлению коллективных возбуждений — колебаний П. п. вблизи любого из его равновесных значений. Особенно выделяются т. н. *голдстоуновские моды*, частота к-рых обращается в нуль в пределе бесконечной длины волны. При этих колебаниях П. п. не выходит за рамки пространства R. Число голдстоуновских мод обычно совпадает с размерностью пространства R. Напр., *второй звук* в сверхтекучем ^{4}He — колебания фазы φ, *спиновые волны* в ферромагнетике — колебания направления намагниченности.

Неоднородные состояния П. п. Непрерывное вырождение равновесных состояний упорядоченных фаз приводит к появлению состояний, в к-рых П. п. зависит от координат. Такие неоднородные состояния можно создавать при помощи внеш. полей, они могут существовать и в виде метастабильных дефектов структуры, таких, как *квантованные вихри* в сверхтекучем ^{4}He, *дислокации* в кристаллах, доменные стенки в ферромагнетиках, *дисклинации* в жидких кристаллах, *солитоны* в сверхтекучем ^{3}He, вихри Абрикосова в *сверхпроводниках* и др. Их устойчивость связана с топологией пространства R и обеспечивается наличием сохраняющихся топологич. инвариантов, или топологич. зарядов (т. н. топологич. устойчивость). Напр., топологич. заряд квантованного вихря в ^{4}He равен числу обходов фазой φ окружности R при обходе вокруг вихря; это совпадает с числом квантов циркуляции сверхтекучей скорости вокруг вихря. Сложение топологич. зарядов подчиняется групповому закону. Напр., в сверхтекучем ^{4}He при слиянии двух одинаковых вихрей с топологич. зарядами 1 возникает вихрь с топологич. зарядом 2; в сверхтекучем ^{3}He при слиянии двух одинаковых вихрей может возникнуть состояние с топологич. зарядом 0.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; П а т а ш и н с к и й А. З., П о к р о в с к и й В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; В о л о в и к Г. Е., М и н е е в В. П., Физика и топология, М., 1980. *Г. Е. Воловик.*

ПАРА́МЕТР УДА́РА — см. *Прицельный параметр.*

ПАРАМЕТРИ́ЧЕСКАЯ ГЕНЕРА́ЦИЯ И УСИЛЕ́НИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНЫХ КОЛЕБА́НИЙ — генерация и усиление эл.-магн. колебаний за счёт работы, совершаемой внеш. источниками при периодич. изменении во времени реактивных параметров колебат. системы (ёмкости C и индуктивности L). П. г. и у. э. к. основаны на явлении *параметрического резонанса.*

Простейший параметрич. генератор представляет собой колебат. контур, в к-ром C или L меняются периодически около нек-рых ср. значений C_0 и L_0 с частотой $\omega_н \approx 2\omega_0$, где $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0}$ — частота собств. колебаний контура с пост. параметрами. Если, напр., ёмкость изменяется синусоидально:

$$C(t) = C_0(1 + m\cos\omega_н t), \qquad (*)$$

где $m = (C_{макс} - C_{мин})/(C_{макс} + C_{мин})$ — глубина модуляции ёмкости, то при $m > m_* \approx 2/Q$ ($Q \gg 1$ — добротность контура) энергетич. потери за период колебаний меньше энергии, поступающей от накачки, и в контуре в результате неустойчивости возникает самовозбуждение колебаний с последующим установлением стационарного режима генерации (м я г к и й режим возбуждения). При значит. отстройке $\omega_н$ от значения $2\omega_0$ (выход из зоны генерации) самовозбуждения не происходит, но при определённых условиях внеш. возбуждение контура достаточно сильным сигналом приводит к установлению незатухающих колебаний (ж ё с т к и й режим возбуждения).

«Недовозбуждённый» контур, в к-ром параметрич. накачка энергии несколько меньше её потерь ($m < m_*$), может быть использован как параметрич. усилитель. Действие накачки при этом в среднем эквивалентно уменьшению потерь, в результате чего амплитуда вынужденных колебаний от внеш. источника (сигнала) возрастает и мощность $P_{вых}$, выделяемая в нагрузке, может превышать входную мощность сигнала $P_{вх}$, поступающую в контур. Макс. значение коэф. усиления $K = P_{вых}/P_{вх}$ в одноконтурном параметрич. усилителе равно $1/(1 - m/m_*)^2$. При $m \to m_*$ усиление неограниченно растёт, усилитель превращается в генератор. Не-

достаток такого усилителя заключается в зависимости коэф. усиления от фазы усиливаемого сигнала по отношению к фазе накачки, изменяющей ёмкость.

От этого последнего недостатка свободны двухконтурные усилители (рис.), где по закону (*) изменяется, напр., ёмкость связи $C_{св}(t)$ между контурами, а частоты нормальных колебаний ω_1 и ω_2 удовлетворяют соотношению $\omega_н = \omega_1 \pm \omega_2$. Если связь между контурами слабая, то значения ω_1 и ω_2 близки к собств. частотам контуров. Один из них настраивается на частоту входного сигнала, а другой («холостой») — на разностную частоту $\omega_2 = \omega_н - \omega_1$. Выходное сопротивление (нагрузка) может быть включено как в первый контур (усиление на частоте сигнала), так и во второй (усиление с преобразованием частоты). Коэф. усиления в обоих случаях пропорц. $1/(1 - m/m_*)^2$, где теперь $m_* = \sqrt{C_1C_2/C^2_{св}Q_1Q_2}$ (C_1, C_2 — ёмкости контуров), и при $m \to m_*$, как и в одноконтурном усилителе, наступает самовозбуждение (регенеративный усилитель).

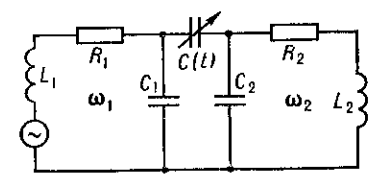


Схема двухконтурного параметрического усилителя.

В др. случае, когда «холостой» контур настраивается на суммарную частоту $\omega_2 = \omega_н + \omega_1$, самовозбуждение невозможно; энергия сигнала и накачки преобразуется в энергию колебаний на частоте ω_2, и в результате возможно усиление колебаний, снимаемых со второго контура, по сравнению с входным сигналом. Такой нерегенеративный усилитель-преобразователь имеет сравнительно небольшой коэф. усиления, однако его достоинствами являются устойчивость и широкополосность. В двухконтурных усилителях обоих типов фаза колебаний в «холостом» контуре автоматически устанавливается оптимальной для усиления, так что коэф. усиления не зависит от фазы входного сигнала.

Возможность создания параметрич. генераторов и усилителей эл.-магн. колебаний была выяснена в 1931 — 1933 Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси. Они разработали параметрич. машины (ёмкостные и индуктивные), преобразующие механич. энергию в электрическую за счёт изменений C или L механич. способом (при вращении вала), приводящих к параметрич. генерации. Однако практич. применение параметрич. устройства получили начиная с 50-х гг., когда появились полупроводниковые параметрич. диоды, ёмкость к-рых зависит от приложенного запирающего напряжения, и были изучены свойства сегнетоэлектриков (конденсатор с сегнетоэлектриком позволяет получить переменную ёмкость), а также ферритов и сверхпроводников (на основе к-рых может быть создана переменная индуктивность). Периодич. изменение параметров достигается подключением к системе источника накачки с частотой $\omega_н$.

Примером параметрич. генератора является п а р а м е т р о н, в к-ром используется то обстоятельство, что в зависимости от фазы нач. возмущения в одноконтурном параметрич. генераторе возможно возбуждение колебаний с одинаковыми амплитудами, но различающихся по фазе на π. Т. о., простейший параметрон «запоминает» фазу поступающего на него сигнала в двоичном коде и может быть использован в качестве элемента вычислит. устройств. Кроме того, параметрич. генераторы могут использоваться как делители частоты: в одноконтурном — возбуждаются колебания с частотой $\omega_н/2$, а в двухконтурном возможны режимы, когда частота одного из генерируемых колебаний равна $\omega_н/n$, где n — достаточно большое целое число.

В высокочувствит. приёмных устройствах СВЧ-диапазона, используемых в системах радиолокации, радиоастрономии, космич. связи и др., применяются двухконтурные параметрич. усилители, обладающие низким уровнем собств. шумов. Причина малости шумов в том, что в них для усиления используются реактивные, в принципе лишённые шумов, элементы, тогда как в резистивных (ламповых, транзисторных) усилителях активный элемент неизбежно создаёт тепловые шумы, согласно *Найквиста формуле*. Параметрич. системы применяются также для умножения частоты и гетеродинирования сигнала. В качестве колебат. систем в СВЧ-диапазоне используются объёмные резонаторы и элементы волноводной техники, а в качестве переменных ёмкостей — высокочастотные параметрич. диоды. Для дополнит. снижения собств. шумов используется охлаждение до темп-р жидкого гелия. Иногда применяются параметрич. усилители бегущей волны в виде цепочки резонаторов с параметрич. диодами, по к-рой распространяется сигнал. При надлежащей настройке резонаторов можно получить усиление в широкой полосе частот. Существуют также электронно-лучевые параметрич. усилители, в к-рых усиление сигнала достигается модуляцией электронного пучка.

В оптич. диапазоне частот для создания параметрич. генераторов и усилителей используются среды, параметры к-рых изменяются полем бегущей или стоячей волны накачки. В частности, если диэлектрич. проницаемость среды ε изменяется по закону

$$\varepsilon(r,t) = \varepsilon_0[1 + m\cos(\omega_н t - \mathbf{k}_н r)],$$

где r — радиус-вектор точки, то возможно усиление или генерация пары волн с частотами ω_1, ω_2 и волновыми векторами $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$, если выполняются условия фазового синхронизма $\omega_н = \omega_1 \pm \omega_2$, $\mathbf{k}_н = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2$. На этом основан принцип действия параметрич. генератора света.

Лит.: Л ю и с е л л У., Связанные и параметрические колебания в электронике, пер. с англ., М., 1963; Э т к и н В. С., Г е р ш е н з о н Е. М., Параметрические системы СВЧ на полупроводниковых диодах, М., 1964; К а п л а н А. Е., К р а в ц о в Ю. А., Р ы л о в В. А., Параметрические генераторы и делители частоты, М., 1966; Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988.
Л. А. Островский, Н. С. Степанов.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ И ПРИЁМНИКИ ЗВУКА — устройства, основанные на использовании эффекта генерации комбинац. тонов при взаимодействии звуковых волн, в к-рых роль излучающей (приёмной) антенны играет область среды, где происходит нелинейное взаимодействие волн.

В п а р а м е т р и ч. и з л у ч а т е л е в одном случае — две ВЧ-волны (т. н. компоненты волны накачки), взаимодействуя друг с другом, порождают волну разностной частоты, излучаемую из области взаимодействия; в другом — модулированная по амплитуде или частоте ВЧ-волна накачки в результате детектирования средой возбуждает НЧ-волну на частоте модуляции. Область нелинейного взаимодействия является своеобразной «бестелесной» антенной, размеры к-рой определяют характеристику направленности излучателя. Поэтому даже при малых размерах излучателей волны накачки удаётся получить остронаправленное НЧ-излучение. Наряду с высокой направленностью достоинство параметрич. излучателя — отсутствие боковых лепестков диаграммы направленности и широкополосность; для существенного относительного изменения частоты излучения достаточно весьма незначительного изменения частоты накачки (в пределах ширины полосы резонансного излучателя волны накачки). Осн. недостаток параметрич. излучателя — его невысокая эффективность: доля энергии накачки, идущая на НЧ-излучение, обычно невелика и зависит от соотношения частот получаемой волны ω_s и накачки $\omega_н$. Для оптимального режима отношение мощности НЧ-излучения W_s к мощности накачки $W_н$ определяется ф-лой

$$W_s/W_н \approx {}^1/_2(\omega_s/\omega_н)^2.$$

Процесс генерации волны разностной частоты происходит по-разному, в зависимости от геом. параметров зоны взаимодействия волн накачки. Для плоского

излучателя волны накачки можно выделить два предельных случая.

1) Нелинейное взаимодействие происходит в ближней зоне излучения волны накачки (см. *Звуковое поле*), где она является плоской. Протяжённость зоны взаимодействия в направлении распространения волн в этом случае определяется длиной пробега волны накачки $l = \alpha^{-1}$, где α — коэф. поглощения этой волны, а поперечное сечение этой зоны — площадью излучателя волны накачки (рис. 1). Амплитуда p_s НЧ-волны

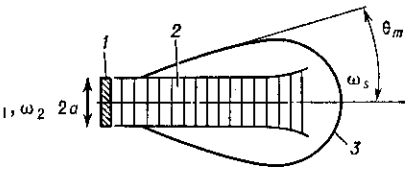


Рис. 1. Режим работы параметрического излучателя при взаимодействии волн накачки в ближней зоне. *1* — излучатель волн накачки; *2* — область взаимодействия; *3* — диаграмма направленности низкочастотного излучения.

в дальней зоне пропорц. длине l зоны взаимодействия. Для накачки в виде двух ВЧ-волн близкой частоты она выражается ф-лой

$$p_s = \frac{\varepsilon p_н^2 (k_s a)^2}{8\rho c^2 \alpha r} D^W(\theta). \qquad (1)$$

Здесь ε — нелинейный параметр среды, $p_н$ — амплитуда волн накачки, $k_s = \omega_s / c$, $\omega_s = \omega_1 - \omega_2$ — частота излучаемой НЧ-волны; ω_1 и ω_2 — частоты компонент волны накачки; a — радиус ВЧ-пучка, определяемый размером излучателя волны накачки, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней, r — расстояние от излучателя волны накачки до точки наблюдения, $D^W(\theta)$ — диаграмма направленности для НЧ-волны, описываемая выражением

$$D^W(\theta) = \left[1 + k_s^2 \alpha^{-2} \sin^4(\theta/2)\right]^{-1/2}. \qquad (2)$$

Угол θ отсчитывается от оси области взаимодействия; характерная ширина диаграммы направленности, согласно (2), $\theta_m \approx (k_s \alpha^{-1})^{-1/2}$. Ф-ла (1) описывает два эффекта: образование тона разностной частоты при взаимодействии плоских волн на длине $l = \alpha^{-1}$ (множитель $\varepsilon p_н^2 k_s / \rho c^2 \alpha$) и дифракц. эффект при излучении волны низкой разностной частоты из цилиндрич. области взаимодействия с малым поперечным сечением, характеризуемым параметром $k_s a^2 / r$.

2) Гл. вклад в генерацию НЧ-волны даёт нелинейное взаимодействие в дальней зоне излучения волны накачки, где она становится расходящейся и область взаимодействия имеет форму рупора (рис. 2). При этом НЧ-



Рис. 2. Режим работы параметрического излучателя при взаимодействии волн накачки в дальней зоне. *1* — излучатель волн накачки; *2* — область взаимодействия; *3* — диаграмма направленности низкочастотного излучения.

излучение как бы «вписывается» в диаграмму направленности волны накачки с характерной шириной $(ka)^{-1}$, где $k = \omega_1 / c$, к-рая и определяет направленность НЧ-излучения. Волна разностной частоты возникает как результат взаимодействия расходящихся волн. Влияние дифракц. эффектов в этом случае не проявляется, поэтому преобразование ВЧ-излучения в низкочастотное происходит более эффективно. Амплитуда НЧ-волны пропорц. первой степени волнового числа k_s, а не квадрату, как в первом предельном случае:

$$p_s = \frac{\varepsilon p_н^2 R^2 \mathbf{k}_s}{16\rho c^2 r} \ln(R\alpha)^{-1} D^2(\theta).$$

Здесь $R = ka^2/2$ — длина ближней зоны для волны накачки, а диаграмма направленности имеет вид

$$D(\theta) = J_1(ka\sin\theta)/ka\sin\theta$$

(J_1 — ф-ция Бесселя 1-го рода 1-го порядка). Амплитуда p_s излучаемой НЧ-волны как в первом, так и во втором случае растёт пропорц. квадрату амплитуды волны накачки.

При больших интенсивностях волны накачки она трансформируется в пилообразную волну, возрастает её поглощение и работа параметрич. излучателя переходит в нелинейный режим. Длина пробега волны накачки определяется теперь нелинейным поглощением звука и равна $l_н = (\varepsilon k p_н / \rho c^2)^{-1}$. Если взаимодействие пилообразных волн происходит в основном в ближней зоне (цилиндрич. антенна, рис. 1), то амплитуда излучаемой НЧ-волны в дальней зоне выражается ф-лой

$$p_s = \frac{p_н a^2 \mathbf{k}_s \omega_s}{2 r \omega_н},$$

а ширина диаграммы направленности определяется, как и в линейном режиме, длиной зоны взаимодействия: $\theta \approx (k_s l_н)^{-1/2}$. При взаимодействии в дальней зоне (рис. 2)

$$p_s = \frac{p_н \mathbf{k}_s a^2}{2r}, \quad \theta_m \approx (ka)^{-1}.$$

Т. о., в нелинейном режиме работы параметрич. излучателя амплитуда p_s НЧ-волны не зависит от нелинейного параметра среды ε и пропорц. $p_н$.

В параметрич. приёмнике гармонич. ВЧ-пучок (волна накачки) модулируется принимаемым НЧ-сигналом, в результате чего из-за нелинейных свойств среды возникают сигналы комбинац. частот, обладающие высокой направленностью, к-рые регистрируются ВЧ-

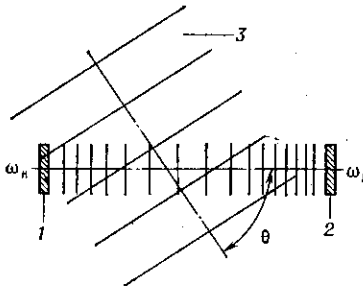


Рис. 3. Схема параметрического приёмника звука. *1* — излучатель волн накачки; *2* — приёмник звука; *3* — низкочастотный сигнал.

приёмником звука (рис. 3). Амплитуда $p_к$ комбинационного тона частоты $\omega_к$ равна:

$$p_к = p_н[\varepsilon - 2\sin^2(\theta/2)]\frac{p_s}{\rho c^2} kL \frac{\sin\delta}{\delta},$$

где $\delta = k_s L \sin^2(\theta/2)$ — частота $\omega_к = \omega_н \pm \omega_s$, $p_н$ и $\omega_н$ — амплитуда и частота волны накачки, p_s и ω_s — амплитуда и частота НЧ-сигнала, $k_s = \omega_s / c$, $k = k_н / c$. Ширина диаграммы направленности параметрич. приёмника $\theta_m \approx (k_s L)^{-1/2}$, где L — длина области взаимодействия, определяемая расстоянием между излучателем и приёмником ВЧ-волны накачки; угол θ отсчитывается от оси волнового пучка накачки. Осн. достоинством параметрич. приёмника является возможность реализации достаточно длинных областей взаимодействия, что позволяет получить острую направленность при приёме НЧ-звука.

Параметрич. излучатели применяются в калибровочных лаб. установках, в измерит. гидроакустич. бассейнах как широкополосные излучатели для калибровки приёмников звука. Частота накачки в таких устройствах ~1 МГц, частота излучения 1—100 кГц, амплитуда сигнала ~10 Па·м, радиус излучателя составляет неск. см, мощность накачки — десятки Вт. Более мощные и более низкочастотные параметрич. излучатели применяются в *гидроакустике* для прецизионного профилирования дна, зондирования придонных областей, излучения звукорассеивающих слоёв,

турбулентности, определения толщины слоя ила, поиска предметов в морском грунте, а также в *атмосферной акустике* для зондирования атмосферы, в частности для контроля степени турбулентности на взлётных трассах аэропортов. Частота накачки в таких излучателях составляет 25—50 кГц, частота излучения 0,5—15 кГц, ширина диаграммы направленности — неск. градусов, мощность накачки 10^2—10^3 кВт, амплитуда сигнала $\sim 10^2$ Па·м, размер излучателя $\sim 10^2$ см. Параметрич. излучатели применяются также в рыбопоисковой аппаратуре, эхолотах и др., где характеристики их излучения и размеры определяются исходя из поставленной задачи.

Лит.: Наугольных К. А., Островский Л. А., Сутин А. М., Параметрические излучатели звука, в кн.: Нелинейная акустика, Горький, 1980; Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И., Нелинейная гидроакустика, Л., 1981; Наугольных К. А., Островский Л. А., О нелинейных эффектах в акустике океана, в кн.: Акустика океана, М., 1982. *К. А. Наугольных.*

ПАРАМЕТРИ́ЧЕСКИЕ КОЛЕБА́ТЕЛЬНЫЕ СИСТЕ́МЫ — колебательные и волновые системы с меняющимися во времени «энергоёмкими» параметрами, изменение к-рых связано с совершением работы. Таковы длина маятника, натяжение струны, ёмкость или индуктивность электрич. контура и др. В П. к. с. меняются энергия колебаний (волн), а также собств. частота колебат. системы или скорость распространения волн.

Различают резонансные и нерезонансные П. к. с. В резонансных — параметры меняются периодически, с периодом, находящимся в определённом целочисленном соотношении с периодом собств. колебаний или волн в системе. Это может приводить к эффектам раскачки поля из-за накапливающейся передачи энергии системе в такт с её колебаниями (см. *Параметрический резонанс*). Это явление используется для усиления и генерации колебаний и волн (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*, *Параметрический генератор света*).

К нерезонансным П. к. с. относятся, напр., системы с медленно (по сравнению с характерным периодом колебаний или волн) меняющимися параметрами. При этом в недиссипативных (лагранжевых) системах сохраняются т. н. *адиабатические инварианты*; к ним относится, в частности, отношение энергии колебаний в осцилляторе или полной энергии волновой группы (пакета) к частоте, имеющее смысл числа квантов (квазичастиц).

К нерезонансным П. к. с. можно отнести также системы с резким, скачкообразным изменением параметров, напр. среды с движущимися границами, в к-рых при отражении и преломлении происходит изменение частоты (в соответствии с *Доплера эффектом*) и энергии волн. Однако, если скачки параметра периодически повторяются, в системе возможны эффекты параметрич. резонанса. *Л. А. Островский.*

ПАРАМЕТРИ́ЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ — неустойчивости колебат. систем и нелинейной волновой среды, возникающие в результате пространственно-временно́й модуляции параметров, характеризующих собств. колебания системы или среды. В случае нелинейной волновой среды модуляция совершается волнами конечной амплитуды — волнами накачки. П. н. обычно имеют пороги по амплитудам волн накачки ε. Если ε превышает определённое пороговое значение, то собств. мода начинает расти с теплового уровня, поглощая энергию волны накачки. При пространственно-временно́м резонансе возникает т. н. распадная П. н. даже при небольших амплитудах волны накачки, но больше пороговой. При больших амплитудах накачки может возникнуть нерезонансная мода в случае, когда одна из волн, образующихся при распаде, не существует в среде в отсутствие накачки. Примером типичной нерезонансной П. н. является модуляционная неустойчивость. Другим примером может служить ситуация, когда одна из волн, возникающих в результате распада, сильно затухает, а вторая волна не затухает. К П. н. относят и неустойчивость модифициров. распада — апериодич. неустойчивость, возникающую также при больших амплитудах ε и определённом соотношении волновых векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_0$, и *взрывную неустойчивость волн*, возникающую в средах, где имеются волны с отрицат. энергией. Важную роль в параметрич. процессах в низкотемпературной плазме играет т. н. тепловая П. н.

Распадная неустойчивость. В простейшем случае, когда можно пренебречь влиянием волны накачки на собств. частоты среды, условия резонанса имеют вид

$$n\omega_0 = \omega_1 + \omega_2;\ n\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2;\ n = 1,2,3, \qquad (1)$$

где ω_0, $\mathbf{k}_0$ — частота и волновой вектор волны накачки, а ω_1, $\mathbf{k}_1$; ω_2, $\mathbf{k}_2$ — соответствующие величины для волн, возбуждаемых при неустойчивости. В случае $n = 1$ имеет место резонанс с основной гармоникой волны накачки; при $n = 2, 3\ldots$— резонанс с кратными гармониками. Неустойчивости, определяемые (1), наз. распадными в связи с тем, что соотношения (1) при умножении на $\hbar$ совпадают с условиями сохранения энергии и импульса при распаде квазичастиц-волн (ω_0, $\mathbf{k}_0$ или гармоник) на две волны-квазичастицы (ω_1, $\mathbf{k}_1$; ω_2, $\mathbf{k}_2$). Первым теоретически предсказанным и детально исследованным в 1962 типом распадной П. н. явилась неустойчивость ленгмюровской волны (распадающейся на ленгмюровскую и ионно-звуковую: $l = l' + s$). Распадная П. н. лежит также в основе вынужденного комбинац. рассеяния (см. *Вынужденное рассеяние света*) и определяет его особенности. К ним относятся экспоненциальное (а не линейное!) нарастание амплитуд не только рассеянной, но и падающей волн. Это является прямым следствием положит. обратной связи рассеянной и падающей волн, распространяющихся на фоне волны накачки. Ур-ния, описывающие такую связь, можно интерпретировать как пространственно-временно́е обобщение *Хилла уравнений*, в простейшем случае — ур-ния Матьё для параметрич. резонанса осцилляторов. Для волновой среды, такой, как плазма, одномерный (по x) аналог ур-ния Матьё (см. *Матьё функции*) имеет вид

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - v_\phi^2[1 + \varepsilon\cos(\omega_0 t - k_0 x)]\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = 0, \qquad (2)$$

где φ — величина, описывающая волну (напр., потенциал электрич. поля), v_ϕ — фазовая скорость волны в среде при отсутствии волны накачки, ε — амплитуда волны накачки в относит. единицах. Подобно тому как в ур-нии Матьё описывается временна́я модуляция частоты осциллятора, здесь описывается пространственно-временна́я модуляция фазовой скорости волны. Чтобы найти условия параметрич. возбуждения пары элементарных волн, удобно перейти к Фурье-компонентам по пространств. переменным:

$$v_{\mathbf{k}} = \int\varphi(x)\exp(ikx)dx.$$

Тогда ур-ние (2) переходит в систему ур-ний для связанных гармонич. осцилляторов:

$$\frac{d^2v_{\mathbf{k}_1}}{dt^2} + \omega^2(k_1)v_{\mathbf{k}_1} = -\frac{\varepsilon}{2}(k_0 - k_1)^2v_\phi^2v_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}_1}^*\times$$

$$\times\exp(-i\omega_0 t) - \frac{\varepsilon}{2}(k_0 + k_1)^2v_\phi^2v_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_1}\exp(-i\omega_0 t), \qquad (3)$$

где осциллятор $v_{\mathbf{k}_1}$ связан с осцилляторами $v_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_1}$ и т. д.; при этом правую часть (3) можно рассматривать как зависящую от времени вынуждающую силу. Если амплитуда ε мала ($\varepsilon \ll 1$), то возникает слабая связь осцилляторов $v_{\mathbf{k}_1}$, $v_{\mathbf{k}_0\pm\mathbf{k}_1}$ и т. д., не меняющая существенно частоту осцилляторов, к-рые осциллируют с собств. частотами $\omega = \omega(k)$. Однако если вынуждающая сила попадает в резонанс с собств. частотой осциллятора, то он может возбуждаться. Так, напр.,

если резонансным является первое слагаемое правой части (3), для к-рого условие резонанса имеет вид $\omega_0 - \omega(k_0 - k_1) = \omega(k_1)$, то вместо бесконечной системы ур-ний для связанных осцилляторов в первом приближении по малой связи ($\varepsilon \ll 1$) получаем укороченную систему для двух осцилляторов $v_{\mathbf{k}_1}$ и $v_{\mathbf{k}_2}$, связанных условиями резонанса (1) при $n = 1$:

$$\begin{cases} \frac{d^2 v_{\mathbf{k}_1}}{dt^2} + \omega_1^2(k_1) v_{\mathbf{k}_1} = -\frac{\varepsilon}{2} k_2^2 v_\Phi^2 \exp(-i\omega_0 t) v^*_{\mathbf{k}_2}, \\ \frac{d^2 v^*_{\mathbf{k}_2}}{dt^2} + \omega_2^2(k_2) v^*_{\mathbf{k}_2} = -\frac{\varepsilon}{2} k_1^2 v_\Phi^2 \exp(i\omega_0 t) v_{\mathbf{k}_1} \end{cases} \quad (4)$$

(* означает комплексное сопряжение).

Решение (4) ищется в виде

$$v_{\mathbf{k}_i} = a_i(t) \exp[-i\omega_i(k_i)t],$$

где $a_i(t)$ — медленно меняющиеся амплитуды связанных волн ($i = 1, 2$), тогда:

$$\begin{aligned} -2i\omega_1 \frac{da_1}{dt} &= -\frac{\varepsilon}{2} k_2^2 v_\Phi^2 a_2^* \exp(-i\Delta\omega t), \\ -2i\omega_2 \frac{da_2}{dt} &= -\frac{\varepsilon}{2} k_1^2 v_\Phi^2 a_1 \exp(i\Delta\omega t), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1 - \omega_2$ — частотная расстройка резонанса при параметрич. связи осцилляторов $v_{\mathbf{k}_1}$ и $v_{\mathbf{k}_2}$. Решением (5) являются

$$a_1 \sim \exp[-i(\Delta\omega t/2) + \nu t],$$

$$a_2^* \sim \exp[i(\Delta\omega t/2) + \nu t],$$

где

$$\nu = \sqrt{\gamma_D^2 - (\Delta\omega)^2/4},$$

$$\gamma_D^2 \equiv \varepsilon^2 k_1^2 k_2^2 v_\Phi^4 / 16\omega_1\omega_2.$$

Это решение описывает распадную параметрич. неустойчивость первого порядка ($n = 1$). При отсутствии частотной расстройки ($\Delta\omega = 0$) амплитуды дублета волн a_1 и a_2 экспоненциально нарастают с *инкрементом* $\nu = \gamma_D$. При этом необходимо выполнение соотношения $\omega_1\omega_2 > 0$, что вместе с распадными условиями (1) даёт $\omega_0 > \omega_1, \omega_2$. Иными словами, при распадной неустойчивости возбуждаются волны с частотами, меньшими частоты накачки (красные сателлиты). Неустойчивость развивается при $\nu > 0$, т. е. при $\gamma_D > |\Delta\omega|/2$. При расстройке $|\Delta\omega|/2 > \gamma_D$ неустойчивость исчезает. Т. о., область частот $\Delta\omega$, где может существовать распадная П. н. (ширина зоны неустойчивости — зоны Матьё), определяется условием $|\Delta\omega| \leqslant 2\gamma_D$. Т. к. γ_D в свою очередь пропорционален амплитуде волны накачки ε, то и ширина зон неустойчивости пропорциональна ε. Инкремент неустойчивости n-го порядка пропорционален n-й степени амплитуды $\gamma_n \sim \varepsilon^n$, т. е. при малых амплитудах накачки ($\varepsilon \ll 1$) ширина зоны П. н. сужается с ростом n (рис. 1) пропорц. ε^n. Поэтому практически важно учитывать неустойчивости первого порядка, а если для взаимодействующих волн не выполняются условия (1), то — второго порядка.

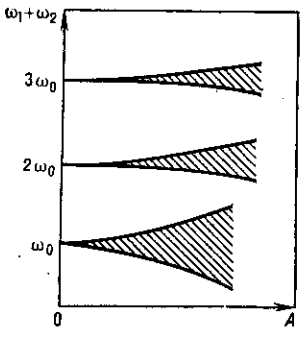


Рис. 1. Зоны распадной параметрической неустойчивости (Матьё зоны) для основной частоты ω_0 и гармоник ($n = 1, 2, 3$).

Если учесть затухание волн, введя в правые части (5) слагаемые $-\gamma_1 a_1$ и $-\gamma_2 a_2$ (γ_1 и γ_2 — линейные декременты затухания волн), при $\Delta\omega = 0$ получим для соответствующего инкремента распадной П. н. ν_D след. выражение:

$$\nu_D = -\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + \sqrt{\gamma_D^2 + \frac{(\gamma_1 - \gamma_2)^2}{4}}. \quad (6)$$

Из (6) можно получить выражение для порога распадной неустойчивости, определяемое в приближении однородной плазмы декрементами возбуждаемого дублета волн: $\gamma^2_{D\text{пор}} = \gamma_1\gamma_2$, а порог по амплитуде волны накачки $\varepsilon^2 = 16\omega_1\omega_2\gamma_1\gamma_2/k_1^2k_2^2v_\Phi^4$. Из него следует, что при стремлении к нулю хотя бы одного из декрементов затухания дублета связанных волн порог по амплитуде волны накачки исчезает.

В неоднородной плазме при определении порогов распадной П. н. существенную роль играет вынос волн из зоны резонансного взаимодействия, где выполняются условия (1). Это связано с тем, что П. н. относятся к классу конвективных, а не *абсолютных неустойчивостей*.

Модуляционная неустойчивость. Если одна из волн возбуждаемого дублета является низкочастотной, то при достаточных амплитудах волн накачки инкремент П. н. формально превышает НЧ, тогда возникает др. разновидность П. н.— модуляц. неустойчивость. Для неё лишь ВЧ близка к частоте собств. колебаний среды, а другая — к вынужденным колебаниям среды, к-рые распространяются с почти групповой скоростью волны накачки. При этом необходимо учитывать кроме собств. моды (ω_1, k_1) пару волн для волновых векторов $k_\pm = k_0 \pm k_1$. Условие возникновения модуляц. П. н. имеет вид $\alpha d^2\omega_0/dk_0^2 < 0$, где α — коэф., связывающий нелинейный сдвиг частоты волны накачки с квадратом её амплитуды, т. е. с её интенсивностью. Смысл критерия и самой неустойчивости заключается в следующем. Если промодулировали исходную волну накачки (напр., $\alpha > 0$), тогда в областях макс. амплитуд (точки A и A', рис. 2) фазовая скорость больше, чем в областях мин. амплитуд (точка B). Это означает рост числа узлов исходной волны при приближении к области мин. амплитуд (область a) и уменьшение числа узлов при удалении от неё (область b), так что если групповая скорость имеет отрицат. производную по k, то колебания в области a с убывающей амплитудой отстают, а в области с нарастающей амплитудой (область b) убегают вперёд, увеличивая тем самым рост амплитуды и углубляя её минимум.

Рассмотрим возникновение модуляц. неустойчивости ленгмюровских волн в плазме. Она появляется в том случае, когда инкремент П. н. волн $l \to l' + s$ превышает частоту ионно-звуковых колебаний. При больших амплитудах накачки медленные колебания плазмы,

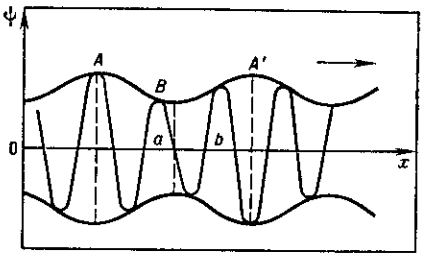


Рис. 2. Развитие модуляционной неустойчивости, ψ — фаза волны.

созданные пондеромоторной силой ВЧ-давления, уже не совпадают с ионно-звуковыми колебаниями. При движении на фоне медленно изменяющихся вариаций плотности плазмы δn частота (энергия) плазмонов —

квантов ленгмюровских волн — сохраняется. Из закона дисперсии этих волн

$$\omega_l(k) = \omega_p\left(1 + \frac{\delta n}{2n_0}\right) + \frac{3}{2}k^2r_D^2\omega_p$$

(r_D — *дебаевский радиус экранирования*, n_0 — невозмущённая плотность плазмы, ωp — *плазменная частота*) следует, что в «провалах» плотности плазмы ($\delta n < 0$) волновое число k и кинетич. энергия плазмонов возрастают (первое слагаемое можно рассматривать как потенциальную, а второе как кинетич. энергию плазмонов в ед. $\hbar$). Т. о., области пониженной плотности плазмы играют роль потенциальных ям для плазмонов. Это приводит к их локализации в «провалах» плотности, следовательно, к возрастанию силы ВЧ-давления плазмонов в «провалах». Под действием этого давления плазма вытесняется из области локализации плазмонов, углубляя «провал» плотности и тем самым создавая ещё более глубокую яму для плазмонов. Развивается неустойчивость автомодуляции пространственного распределения плазмонов — стягивание их в сгустки — каверны, из к-рых силой ВЧ-давления плазма вытеснена. Локализация электрич. поля в каверне и вытеснение из неё плазмы сопровождаются уменьшением характерного размера каверны и длины волны запертых в ней плазмонов:

$$l \sim 1/k \sim 1/\sqrt{|\delta n|}$$

и как следствие — ещё большей локализацией ленгмюровской энергии. Тогда рост амплитуды поля в каверне и углубление ямы плотности носят характер взрыва $|\delta n| \to \infty$, а $l \to 0$. Это означает, что схлопывание — к о л л а п с каверны — продолжается до тех пор, пока длины запертых в ней плазмонов не достигают малых значений, при к-рых становится существенной диссипация энергии (напр., *Ландау затухание*) ленгмюровских волн. При коллапсе ВЧ-давление в центре каверны возрастает обратно пропорц. её объёму: $|E|^2 \sim 1/l^m$ ($m = 1, 2, 3$ — размерность каверны). Для коллапса необходимо преодолеть давление плазмы δnT, вытесняемой из каверны. Газокинетич. давление при коллапсе изменяется $\sim 1/l^2$, поэтому в одномерном случае при нек-ром l установится баланс давлений и коллапс прекратится. В этих условиях модуляц. неустойчивость приводит к образованию солитонов — статич. ям плотности с ленгмюровским наполнением (см. *Солитон* в плазме).

Апериодические неустойчивости. При увеличении амплитуды волны накачки необходимо учитывать изменение частот самих собств. волн, в особенности если одна из частот мала в сравнении с частотой исходной волны. Инкременты таких неустойчивостей превышают низкие частоты колебаний, а сама неустойчивость имеет апериодич. характер. Условия резонанса меняются, однако неустойчивости относятся к тем же зонам Матьё, что и распадная П. н., поэтому эти неустойчивости часто наз. н е у с т о й ч и в о с т я м и м о д и ф и ц и р о в а н н о г о р а с п а д а.

Тепловая П. н. Если нелинейности в диссипативных слагаемых преобладают над стрикционными, то П. н. имеют весьма низкие пороги. Так, в *низкотемпературной плазме* нелинейность в слагаемом, описывающем увеличение темп-ры за счёт джоулева нагрева плазмы, может быть ответственна за возникновение распадной П. н. и неустойчивости модифицир. распада, наз. также тепловой П. н. Эта неустойчивость играет важную роль в параметрич. нагреве нижней ионосферы и связанном с ним расслоении плазмы.

Лит.: С и л и н В. П., Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М., 1973; Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984.

В. Н. Ораевский.

ПАРАМЕТРИ́ЧЕСКИЙ ГЕНЕРА́ТОР — генератор эл.-магн. колебаний, представляющий собой систему, в к-рой колебания возбуждаются и поддерживаются периодич. изменением её реактивного параметра (ёмкости C или индуктивности L). См. также *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний.*

ПАРАМЕТРИ́ЧЕСКИЙ ГЕНЕРА́ТОР СВЕ́ТА — источник когерентного оптич. излучения, в к-ром мощная световая волна одной частоты (частоты накачки), проходя через нелинейный кристалл, преобразуется в световые волны других, меньших частот. Частоты параметрически возбуждаемых волн определяются дисперсией света в кристалле и при её изменении могут плавно перестраиваться при фиксиров. частоте накачки.

П. г. с. предложен в 1962 С. А. Ахмановым и Р. В. Хохловым. Первые эксперим. П. г. с. были созданы в 1965 Дж. Джордмейном (J. Giordmaine) и Р. Миллером (R. Miller), С. А. Ахмановым и Р. В. Хохловым с сотрудниками.

Т. к. размеры нелинейного кристалла много больше длины световой волны, то процесс параметрич. возбуждения в оптике носит ярко выраженный волновой характер. Под действием электрич. поля E световой волны большой интенсивности меняется диэлектрич. проницаемость ε нелинейного кристалла: $\varepsilon = \varepsilon_0 + 4\pi\chi E$, где χ — квадратичная восприимчивость (см. *Нелинейная оптика*). Если поле волны накачки $E_н = E_{н0} \times \times \sin(\omega_н t - k_н x + \varphi_н)$, где $k_н = \omega_н/v_н$ — волновое число, а $\varphi_н$ — нач. фаза, то диэлектрич. проницаемость модулируется по закону бегущей волны:

$$\varepsilon = \varepsilon_0[1 + m\sin(\omega_н t - k_н x + \varphi_н)], \qquad (1)$$

где $m = 4\pi\chi E_{н0}/\varepsilon_0$ наз. глубиной модуляции, характерная величина к-рой в оптике равна $10^{-7} \div 10^{-5}$. У входной грани кристалла ($x = 0$) с переменной во времени диэлектрич. проницаемостью (1) из шумов возбуждаются эл.-магн. колебания с частотами ω_1 и ω_2 и фазами φ_1 и φ_2, связанными соотношениями

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_н, \quad \varphi_н - \varphi_1 - \varphi_2 = \pi/2 \qquad (2)$$

аналогично параметрич. возбуждению колебаний в двухконтурной системе (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Колебания с частотами ω_1 и ω_2, распространяясь в глубь кристалла в виде двух световых волн с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$, взаимодействуют с волной накачки. Если не принять спец. мер, то на расстоянии x оптимальные фазовые соотношения (2) изменятся вследствие дисперсии на величину $\Delta\varphi = \Delta k x$, где $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_н - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ — расстройка волновых векторов, что приводит к ухудшению параметрич. возбуждения или даже его исчезновению. Поэтому необходимым условием эфф. передачи энергии от волны накачки возбуждаемым волнам на всём пути их распространения является согласование их фазовых скоростей, или волновых векторов, т. е. $\Delta k = 0$:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_н. \qquad (3)$$

Это условие, наз. условием ф а з о в о г о с и н х р о н и з м а, означает, что волновые векторы волны накачки и синхронно возбуждаемых волн образуют замкнутый треугольник.

При фазовом синхронизме амплитуды возбуждаемых, сначала слабых, волн возрастают с пройденным расстоянием за счёт энергии накачки:

$$E_{1,2} = E_0\exp[(\Gamma - \delta)x],$$

где δ — коэф. затухания волны в линейной среде, $\Gamma = \pi\chi E_{н0}c^{-1}(\omega_1\omega_2/n_1n_2)^{1/2}$ — коэф. параметрич. усиления. Очевидно, возбуждение происходит, если поле накачки превышает порог: $E_{н0} > (\delta c/\pi\chi)\sqrt{n_1n_2/\omega_1\omega_2}$.

Фазовый синхронизм, обеспечивающий макс. параметрич. усиление, служит своеобразным волновым фильтром, выделяющим из всего многообразия частот $\omega_1 + \omega_2 = \omega_н$ определ. пару частот в П. г. с., удовлетворяющую (3). Из (3) следует условие для показателей преломления кристалла на частотах $\omega_н$, ω_1 и ω_2: $n_н < n_1$, n_2 или $n_1 < n_н < n_2$. В кристаллах с нор-

мальной дисперсией, когда показатель преломления увеличивается с ростом частоты ω, синхронное параметрич. взаимодействие оптич. волн не осуществимо обычным способом, т. к. $n_н > n_1, n_2$. На практике условие фазового синхронизма может быть осуществлено в анизотропных кристаллах, если использовать зависимость показателя преломления не только от частоты, но и от поляризации волны и направления распространения. Напр., в одноосном отрицат. кристалле показатель преломления обыкновенной волны n_o больше показателя преломления необыкновенной волны n_e, к-рый зависит также от направления распространения относительно оптич. оси кристалла (рис. 1). Используя дисперсию анизотропного кристалла, можно подобрать направления, в к-рых выполняется условие фазового синхронизма. В этом случае возможны два типа параметрич. взаимодействия световых волн: первый — возбуждение необыкновенной волной накачки двух обыкновенных волн:

$$2n_e(\omega_н,\theta_c) = n_o(\omega_1) + n_o(\omega_н - \omega_1);$$

второй — возбуждение необыкновенной волной накачки обыкновенной волны частоты ω_1 и необыкновенной волны частоты ω_2:

$$2n_e(\omega_н,\theta_c) = n_o(\omega_1) + n_e(\omega_н - \omega_1,\theta_c).$$

В положит. одноосном кристалле также можно подобрать направления, в к-рых выполняется условие (3) и обыкновенной волной накачки возбуждаются две необыкновенные или обыкновенная и необыкновенная волны:

$$2n_o(\omega_н) = n_e(\omega_1,\theta_c) + n_e(\omega_н - \omega_1,\theta_c),$$

$$2n_o(\omega_н) = n_e(\omega_1,\theta_c) + n_o(\omega_н - \omega_1).$$

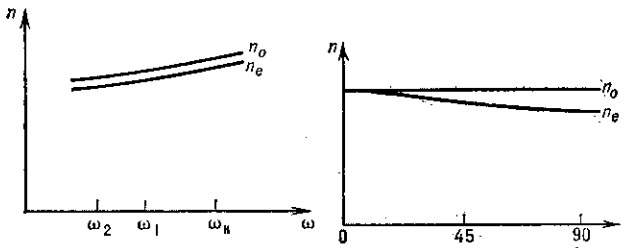


Рис. 1. Зависимости показателя преломления обыкновенной n_o и необыкновенной n_e волн от частоты (*а*) и направления распространения (*б*) в одноосном отрицательном кристалле.

Угол θ_c между направлением волновых векторов и оптич. осью кристалла, наз. углом синхронизма, является ф-цией частот накачки и одной из возбуждаемых волн. Изменяя направление распространения накачки относительно оптич. оси (поворачивая кристалл), можно плавно перестраивать частоту П. г. с. (рис. 2,*а*). Существуют и др. способы перестройки частоты П. г. с., связанные с зависимостью показателя преломления n от темп-ры (рис. 2,*б*), внеш. электрич. поля и т. д.

Для увеличения мощности П. г. с. кристалл помещают внутри открытого резонатора, благодаря чему возбуждаемые волны пробегают кристалл многократно за время действия накачки (увеличивается эфф. длина взаимодействия, рис. 3). Перестройка частоты такого резонаторного П. г. с. происходит небольшими скачками, определяемыми разностью частот, соответствующих продольным модам резонатора. На практике используются однорезонаторные П. г. с., в к-рых обратная связь с помощью зеркал резонатора осуществляется только для одной из возбуждаемых волн, и двухрезонаторные П. г. с. с обратной связью на обеих частотах ω_1 и ω_2. Порог самовозбуждения двухрезонаторного П. г. с. определяется добротностями резонаторов Q_1 и Q_2 на частотах ω_1 и ω_2: $m > 2/\sqrt{Q_1 Q_2}$. В однорезонаторном П. г. с. порог возбуждения выше: $m > 8/\sqrt{Q_1}$,

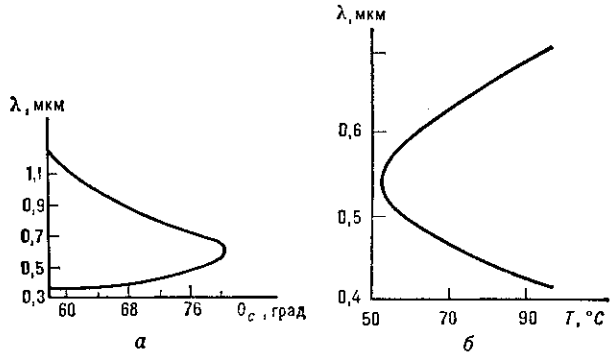


Рис. 2. Зависимость длины волны, генерируемой параметрическим генератором света, от угла синхронизма θ_c (*а*) и температуры T (*б*) при $\lambda_н = 0{,}266$ мкм; *е* — *оо*.

однако в нём можно выполнять более плавную перестройку частоты и он менее требователен к стабильности частоты накачки и механич. вибрациям зеркал и др. элементов.

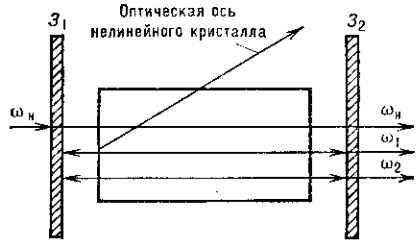


Рис. 3. Нелинейный кристалл, помещённый в оптический резонатор. $З_1$ и $З_2$ — зеркала, обеспечивающие обратную связь (отражение) для одной из возбуждаемых волн — однорезонаторный параметрический генератор света, или для обеих волн на частотах ω_1 и ω_2 — двухрезонаторный параметрический генератор света.

В существующих П. г. с. диапазон главной перестройки длин волн от 0,4 до 16,4 мкм перекрывается с помощью набора оптич. кристаллов, имеющих разные области оптич. прозрачности, разные нелинейности, разл. пороги разрушения (табл.).

Оптические характеристики некоторых нелинейных кристаллов, используемых в параметрических генераторах света

Материал	Диапазон прозрачности, мкм	Нелинейность $\chi^{(2)}/n^3 \cdot 10^{-10}$, ед. CGSE	Пороговая интенсивность разрушения, МВт/см²
ADP	0,2—1,1	0,8	500
KDP	0,22—1,1	0,8	500
$LiNbO_3$	0,35—5,0	30	40
$Ba_2NaNb_5O_{15}$	0,4—5,0	180	10—60
Ag_3AsS_3	0,64—13	100	20
CdSe	0,75—25	280	40

Источниками накачки служат лазеры непрерывного, импульсного и импульсно-периодич. действия и оптич. гармоники их излучения. Отд. П. г. с. обеспечивают перестройку частоты в пределах 10% от $\omega_н$. Особую ценность П. г. с. с плавной перестройкой частоты представляют для ИК-диапазона спектра. Во мн. странах выпускаются промышленные образцы разл. П. г. с. Уникальные характеристики П. г. с. (когерентность излучения, узость спектральных линий, высокая мощность, плавная перестройка частоты) делают его основным, а порой единственным прибором для спектроскопич. исследований (активная спектроскопия и др.), а также позволяют использовать его для селективного

воздействия на вещество (в т. ч. биологическое), для контроля загрязнения атмосферы и в др. целях.

Лит.: Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Параметрические усилители и генераторы света, «УФН», 1966, т. 88, с. 439; Ярив А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Фишер Р., Кулевский Л. А., Оптические параметрические генераторы света, «Квантовая электроника», 1977, т. 4, № 2, с. 245; Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия, Вильнюс, 1983. *А. П. Сухоруков.*

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС — явление раскачки колебаний при периодич. изменении параметров тех элементов колебат. системы, в к-рых сосредоточивается энергия колебаний (реактивные или энергоёмкие параметры). П. р. возможен в колебат. системах разл. физ. природы. Напр., в электрич. *колебательном контуре* реактивными параметрами являются ёмкость C и индуктивность L, в к-рых запасены электрич. энергия $W_э = q^2/2C$ и магн. энергия $W_м = LI^2/2$ (где q — заряд на обкладках конденсатора, I — ток в катушке индуктивности). Собств. колебания в контуре без потерь с постоянными C и L происходят с частотой $\omega_0 = 1/LC$. При этом полная энергия $W = W_э + W_м$, запасённая в контуре, остаётся неизменной, происходит лишь её периодич. трансформация из электрической в магнитную и обратно с частотой $2\omega_0$. Изменение параметров C и L, сопровождающееся работой внеш. сил (накачка), приводит к изменению полной энергии системы. Если ёмкость C изменить скачком за время, малое по сравнению с периодом собств. колебаний $T_0 = 2\pi/\omega_0$ (рис. 1,*а*), то заряд скачком измениться не может (поскольку сила тока I остаётся конечной величиной, рис. 1,*б*). В результате напряжение на ёмкости $U = q/C$ (рис. 1,*в*) и электрич. энергия $W_э$ изменяются обратно пропорц. C, причём совершаемая при этом работа пропорц. q^2. Если изменять ёмкость C периодически в такт изменениям $W_э$ (обусловленным собств. колебаниями), уменьшая её в моменты, когда q^2 и $W_э$ максимальны, и увеличивая, когда эти величины равны нулю (рис. 1), то в ср. за период над системой совершается положит. работа и, следовательно, полная энергия и амплитуда колебаний будут монотонно нарастать.

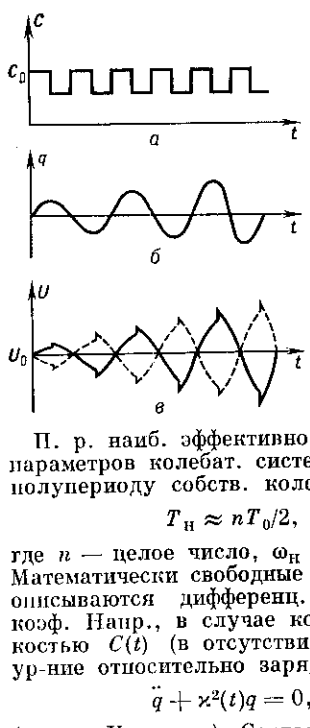


Рис. 1. Связь между изменениями ёмкости C конденсатора (*а*), заряда q на его обкладках (*б*) и напряжения U (*в*) при параметрическом резонансе в колебательном контуре.

П. р. наиб. эффективно проявляется при изменении параметров колебат. системы с периодом $T_н$, кратным полупериоду собств. колебаний T_0:

$$T_н \approx nT_0/2, \quad \omega_н = 2\omega_0/n, \qquad (1)$$

где n — целое число, $\omega_н = 2\pi/T_н$ — частота накачки. Математически свободные колебания в таких системах описываются дифференц. ур-ниями с переменными коэф. Напр., в случае колебат. контура с перем. ёмкостью $C(t)$ (в отсутствие омического сопротивления) ур-ние относительно заряда $q(t)$ имеет вид

$$\ddot{q} + \varkappa^2(t)q = 0, \quad \varkappa^2 = 1/LC(t) \qquad (2)$$

(ур-ние Хилла). Согласно *Флоке теореме*, общее решение (2) можно записать в виде

$$q(t) = C_1 e^{\alpha t}\varphi(t) + C_2 e^{-\alpha t}\varphi(-t), \qquad (3)$$

где $C_{1,2}$ — произвольные коэф., определяемые нач. условиями, $\varphi(t)$ — периодич. ф-ция с периодом $T_н$, α — коэф., зависящий от параметров системы. При выполнении условия (1) $\mathrm{Re}\,\alpha \neq 0$ и один из членов (3) даёт нарастающие во времени колебания. Наиб. быстрая раскачка имеет место при $n = 1$, когда частота накачки $\omega_н$ равна частоте колебаний величин $W_э$ и $W_м$ в системе $(2\omega_0)$. Нарастание колебаний возможно не только при точном выполнении соотношений (1), но и в нек-рых конечных интервалах значений $\omega_н$ вблизи $2\omega_0/n$ (в зонах неустойчивости), ширина зон тем больше, чем сильнее изменяются параметры C и L. Изменение параметра, напр. ёмкости C, характеризуют величиной

$$m = (C_{макс} - C_{мин})/(C_{макс} + C_{мин}),$$

наз. глубиной изменения параметра. В частном случае синусоидального изменения $\varkappa^2(t) = \omega_0^2(1 + m\cos\omega_н t)$ [ур-ние (2) при этом наз. ур-нием Матьё] в осн. зоне $(n = 1)$ при $m \ll 1$ инкремент α равен

$$\frac{\omega_н}{8}\sqrt{m^2 - 4\left(1 - \frac{2\omega_0}{\omega_н}\right)^2},$$

так что в середине зоны $\alpha = m\omega_0/4$; во второй зоне $(n = 2)$ $\alpha \sim m^2$, в третьей $\alpha \sim m^3$ и т. д.

П. р. приводит к неустойчивости колебат. системы, т. е. к нарастанию малых нач. возмущений, напр. неизбежных во всякой системе флуктуаций, среди к-рых всегда найдётся составляющая с подходящей фазой по отношению к фазе изменения параметров. В отсутствие потерь энергии параметрич. неустойчивость наступает при сколь угодно малой глубине изменения параметров. Если же в системе имеются потери (напр., в контуре присутствует сопротивление R), то неустойчивость возникает только при достаточно больших изменениях C или L, когда параметрич. накачка энергии превосходит потери. Зоны неустойчивости при этом соответственно уменьшаются или даже исчезают совсем (на рис. 2 эти зоны показаны тонкими линиями). Нарастание колебаний при П. р. не происходит беспредельно, а ограничивается при достаточно больших амплитудах разл. нелинейными эффектами. Напр., зависимость сопротивления от тока в контуре может приводить к увеличению потерь по мере возрастания амплитуды колебаний, а зависимость ёмкости от напряжения на ней — к изменению периода собств. колебаний T_0 и в результате — к увеличению расстройки между значениями $\omega_н$ и $2\omega_0/n$. Равновесие наступает тогда, когда параметрич. накачка энергии в ср. за период компенсируется потерями (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

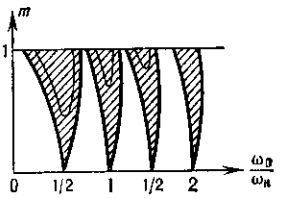


Рис. 2. Области значений m, в которых возможен параметрический резонанс: ω_0 — частота собственных колебаний; $\omega_н$ — частота накачки (изменения параметра).

Пример механич. системы, в к-рой возможен П. р.,— маятник в виде груза массы M, подвешенного на нити, длину l к-рой можно изменять (рис. 3). Маятник с неподвижной точкой подвеса совершает собств. колебания с частотой $\omega_0 = \sqrt{g/l}$, где g — ускорение свободного падения, причём сила натяжения нити (равная по величине сумме центробежной силы и составляющей силы тяжести, направленной вдоль нити) максимальна в нижнем положении груза и минимальна в крайних. Поэтому если

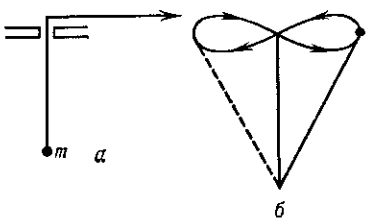


Рис. 3. Устройство маятника с переменной длиной l подвеса (*а*) и схема движения тела маятника за один период (*б*).

уменьшать l в нижнем и увеличивать в крайних положениях [при этом снова выполняется соотношение (1)], то работа внеш. силы, совершаемая в ср. за период, оказывается положительной и колебания могут раскачиваться. На П. р. основано самораскачивание на качелях, когда эфф. длина маятника периодически изменяется при приседаниях и вставаниях качающегося. П. р. учитывается в небесной механике при расчёте возмущений планетных орбит, вызванных влиянием др. планет.

В колебат. системах с неск. степенями свободы (напр., в системе из двух связанных контуров, маятников и др.) возможны нормальные колебания (моды) с разл. частотами ω_1, ω_2. Поэтому колебания энергии, запасённой в к.-л. реактивном элементе, содержат не только составляющие с частотами $2\omega_1$, $2\omega_2$, но и с частотами, равными суммам и разностям разл. нормальных частот. Соответственно нарастание колебаний здесь возможно как при выполнении условия (1) для любой из нормальных частот, так и, напр., при изменении параметра с суммарной частотой:

$$\omega_н = \omega_1 + \omega_2.$$

П. р. приводит к самовозбуждению обоих нормальных колебаний с определ. соотношением фаз. Резонансная связь мод возможна также при $\omega_н = \omega_1 - \omega_2$, однако при этом вместо самовозбуждения происходит лишь периодич. перекачка энергии между модами. Соотношение (2) выражает закон сохранения энергии при распаде кванта «накачки» с энергией $\hbar\omega$ на два кванта: $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$. Отсюда следует также, что мощность $P_н$, поступающая в колебат. систему на частоте $\omega_н$, и мощности P_1, P_2, потребляемые на частотах ω_1 и ω_2, пропорц. соответствующим частотам (частный случай т. н. соотношений Мэнли — Роу):

$$P_н/\omega_н = P_1/\omega_1 = P_2/\omega_2.$$

В колебат. системах с распределёнными параметрами, обладающих бесконечным числом степеней свободы, также возможно возбуждение нормальных колебаний в результате П. р. Классич. пример — опыт Мельде (1859), в к-ром наблюдалось возбуждение поперечных колебаний (стоячих волн) в струне, прикреплённой одним концом к ножке камертона, колебания к-рого периодически меняют натяжение струны (рис. 4) с частотой, вдвое больше частоты собств. поперечных колебаний. П. р. может приводить к раскачке изгибных колебаний вращающихся валов. Др. пример — опыт Фарадея (1831), в к-ром вертикальные колебания сосуда с водой приводят к возбуждению стоячей поверхностной воды с удвоенным периодом.



Рис. 4. Параметрическое возбуждение колебаний струны.

Существ. особенность П. р. в волновых системах состоит в том, что его эффективность зависит от соотношения между законом изменения параметров системы в пространстве и пространственной структурой волн. Напр., если накачка, изменяющая параметры среды, представляет собой бегущую волну с частотой $\omega_н$ и волновым вектором $\mathbf{k}_н$, то возбуждение пары нормальных волн с частотами ω_1, ω_2 и волновыми векторами $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ осуществляется, если выполняются условия П. р. как во времени, так и в пространстве:

$$\omega_н = \omega_1 + \omega_2; \quad \mathbf{k}_н = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \qquad (4)$$

В предельном случае бесконечно большой фазовой скорости волны накачки $V = \omega_н/k_н$ ($k_н \to 0$ при конечном $\omega_н$) условия (4) дают $\mathbf{k}_2 \to -\mathbf{k}_1$, и в простейшем случае $\omega_2 = \omega_1 = \omega_н/2$, т. е. нарастать может стоячая волна на половинной частоте. В другом предельном случае ($\omega_н \to 0$ при конечном $k_н$, $V = \omega_н/k_н \to 0$, $\omega_2 \to -\omega_1$) равенства (4) сводятся к условию резонансного (брэгговского) отражения от неподвижной периодич. неоднородности среды; здесь полная энергия сигнала остаётся постоянной, а происходит его отражение (непропускание) периодич. структурой.

На квантовом языке условия (4) означают, что при распаде кванта накачки сохраняются как энергия, так и импульс ($\hbar\mathbf{k}$). Нарастание амплитуд волн во времени и в пространстве (распадная неустойчивость) также ограничивается нелинейными эффектами: если значит. часть энергии накачки израсходована на возбуждение этих волн, то возможен обратный процесс — рост энергии накачки за счёт ослабления волн на частотах ω_1, ω_2; в среде без потерь такой обмен энергией происходит периодически.

Возможны также многоволновые процессы, когда во взаимодействии участвует большее число волн.

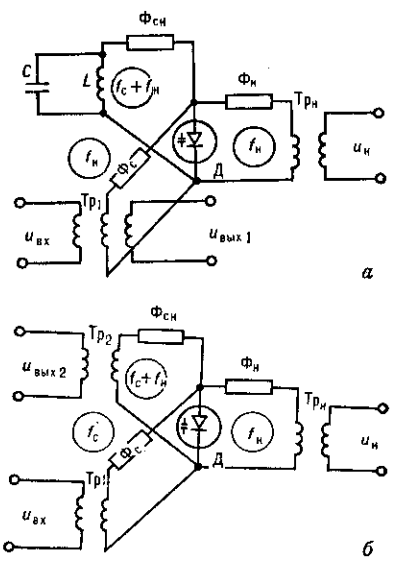
Параметрич. и нелинейные резонансные взаимодействия волн характерны, напр., для разл. типов волн в плазме, мощных световых волн (см. *Параметрический генератор света*), волн в электронных пучках и др. волновых процессов.

Лит.: Мандельштам Л. И., Лекции по теории колебаний, М., 1972; Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

Л. А. Островский, Н. С. Степанов.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ — радиоэлектронное устройство, в к-ром усиление сигнала по мощности осуществляется за счёт энергии внеш. источника (т. н. генератора *накачки*), периодически изменяющего ёмкость или индуктивность нелинейного реактивного элемента электрич. цепи усилителя. П. у. применяют гл. обр. в радиоастрономии, дальней космич. и спутниковой связи и радиолокации как малошумящий усилитель слабых сигналов, поступающих на вход радиоприёмного устройства, преим. в СВЧ-диапазоне. Чаще всего в П. у. в качестве реактивного элемента используют параметрич. полупроводниковый диод (ППД). Кроме того, в СВЧ-диапазоне применяют П. у., работающие на электронно-лучевых лампах, в области низких (звуковых) частот — П. у. с ферромагн. (ферритовым) элементом.

Наиб. распространение получили двухчастотные (или двухконтурные) П. у.: в сантиметровом диапазоне — регенеративные усилители с сохранением частоты (рис., *а*), на дециметровых волнах — усилители — преобразователи частоты (рис., *б*) (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*). В качестве приёмного колебат. контура и колебат. контура, настраиваемого на вспомогательную, или «холостую», частоту (равную чаще всего разности или сумме частот



Эквивалентные схемы параметрических усилителей: *а* — регенеративного; *б* — с преобразованием частоты «вверх»; $u_{вх}$ — входной сигнал с несущей частотой f_c; $u_н$ — напряжение накачки; $u_{вых1}$ — выходной сигнал с несущей частотой f_c; $u_{вых2}$ — выходной сигнал с несущей частотой $(f_c + f_н)$; $Тр_1$ — входной трансформатор; $Тр_2$ — выходной трансформатор; $Тр_н$ — трансформатор в цепи накачки; Д — параметрический полупроводниковый диод; L — катушка индуктивности колебательного контура, настроенного на частоту $(f_н - f_c)$; $Ф_с$, $Ф_{сн}$, $Ф_н$ — электрические фильтры, имеющие малое полное сопротивление соответственно при частотах f_c, $(f_c \pm f_н)$, $f_н$ и достаточно большое при всех других частотах.

сигнала и генератора накачки), в П. у. обычно используют *объёмные резонаторы*, внутри к-рых располагают ППД. В генераторах накачки применяют *лавинно-пролётный диод*, *Ганна диод*, варакторный умножитель частоты и реже отражат. клистрон. Частота накачки и «холостая» частота выбираются в большинстве случаев близкими к критич. частоте $f_{кр}$ ППД (т. е. к частоте, на к-рой П. у. перестаёт усиливать); при этом частота сигнала должна быть значительно меньшей $f_{кр}$. Для получения мин. шумовых темп-р (10—20 К и менее) применяют П. у., охлаждаемые до темп-р жидкого азота (77 К), жидкого гелия (4,2 К) или промежуточных (обычно 15—20 К); у неохлаждаемых П. у. шумовая темп-ра 20—500 К и более. Максимально достижимые коэф. усиления и полоса пропускания П. у. определяются в осн. параметрами реактивного элемента. Реализованы П. у. с коэф. усиления мощности принимаемого сигнала, равными 10—30 дБ, и полосами пропускания, составляющими 10—20% несущей частоты сигнала.

П. у. вытесняются транзисторными малошумящими СВЧ-усилителями, как охлаждаемыми, так и неохлаждаемыми, однако продолжают использоваться в миллиметровом диапазоне радиоволн, где они всё ещё превосходят транзисторные усилители.

Лит.: Эткин В. С., Гершензон Е. М., Параметрические системы СВЧ на полупроводниковых диодах, М., 1964; Лопухин В. М., Рошаль А. С., Электронно-лучевые параметрические усилители, М., 1968; СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение, пер. с англ., М., 1972; Полупроводниковые параметрические усилители и преобразователи СВЧ, М., 1983. *В. С. Эткин.*

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ света — неупругое рассеяние света в однородной нелинейной среде, параметры к-рой (диэлектрич. проницаемость) модулируются световой волной. П. р. характеризуется след. особенностями: а) широким непрерывным спектром рассеянного излучения, не зависящим от собств. частот атомов и молекул (рис. 1); б) зависимостью частоты рассеянного света от угла рассеяния (направления наблюдения); в) рассеянный свет состоит из коррелированных попарно фотонов («бифотонов») и является «сжатым», т. е. имеет неодинаковые дисперсии квадратурных амплитуд (см. *Сжатое состояние* света). П. р. наз. также параметрич. люминесценцией, параметрич. преобразованием частоты света и т. п.

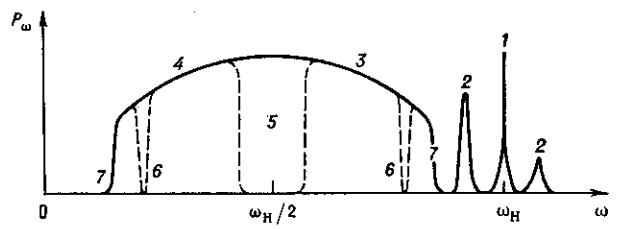


Рис. 1. Примерный вид спектра рассеиваемого пьезокристаллом излучения: *1* — рэлеевское рассеяние; *2* — комбинационное рассеяние на поляритонах и оптических фононах; *3* — сигнальное параметрическое рассеяние; *4* — холостое параметрическое рассеяние; *5* — провал в области $\omega_н/2$ из-за отсутствия синхронизма; *6* — эффект «линеаризации» кристалла из-за прохождения квадратичной нелинейности через нуль при смене знака; *7* — отсутствие синхронизма при уменьшении показателя преломления для холостой волны.

П. р. объясняется спонтанным распадом фотонов падающего света на пары фотонов с меньшими энергиями в результате взаимодействия эл.-магн. поля с веществом. Состояние вещества при этом не изменяется (в отличие от большинства др. видов неупругого рассеяния), поэтому выполняется закон сохранения энергии для фотонов:

$$\hbar\omega_н = \hbar\omega + \hbar\omega', \qquad (1)$$

где $\omega_н$ — частота падающего света, ω и ω' — частоты рассеянного света. Вынужденный процесс типа (1) лежит в основе действия *параметрических генераторов света* и параметрич. усилителей. Для спонтанного П. р. используется также терминология, принятая для вынужденных параметрических процессов; падающая волна наз. накачкой (частоты $\omega_н$), а рассеянные волны наз. сигнальной (частоты ω, её обычно наблюдают в эксперименте) и холостой (частоты ω', обычно ненаблюдаемая).

Для эффективного П. р. необходимо выполнение условия *фазового синхронизма*:

$$\mathbf{k}_н = \mathbf{k} + \mathbf{k}', \qquad (2)$$

здесь $\mathbf{k}_н$, $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ — волновые векторы накачки, сигнала и холостой волны в веществе (рис. 2). Так как $k = n\omega/c$, то определ. соотношения устанавливаются и между показателями преломления среды (чаще кристалла) для частот $\omega_н$, ω и ω'. Для выполнения условия фазового синхронизма используют зависимость показателя преломления не только от углов распространения, но и от типа поляризации; напр., если волна накачки необыкновенная, а рассеянные волны обыкновенные, то при фиксиров. угле φ между направлением луча накачки и оптич. осью кристалла частота ω зависит только от угла рассеяния ϑ (рис. 3).

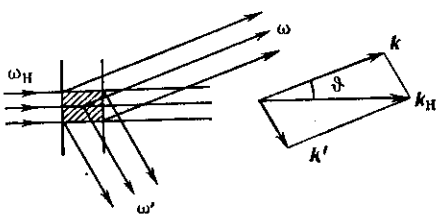


Рис. 2. Параметрическое рассеяние при распространении света в пьезокристаллах: фотоны распадаются на пары фотонов с меньшими энергиями и частотой, зависящей от направления распространения.

П. р. можно описать феноменологически с помощью макроскопич. ур-ний Максвелла и понятия *нелинейной восприимчивости* среды. Если в среде с квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ распространяются две волны с частотами $\omega_н$ и ω', то возникает третья — сигнальная волна с разностной частотой $\omega = \omega_н - \omega'$. Её интенсивность в фотонах на моду, т. е. спектральная яркость в единицах $\hbar\omega^3/8\pi^3c^2 \equiv B^{(0)}_{\omega\Omega}$, имеет вид:

$$N_{\mathbf{k}} = F_{\mathbf{k}}(N_{\mathbf{k}'} + 1). \qquad (3)$$

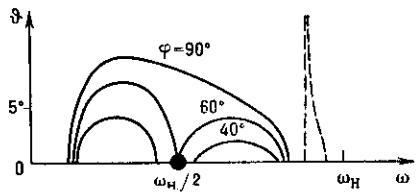


Рис. 3. Связь между частотой рассеянного излучения и направлением его распространения при различных ориентациях кристалла. Штриховые линии относятся к рассеянию на оптических фононах и поляритонах; кружком отмечен коллинеарный синхронизм при генерации второй гармоники.

Здесь $F_{\mathbf{k}}$ — коэф. параметрич. преобразования холостых волн в сигнальные, принимающий макс. значение на поверхности синхронизма. Единица, добавленная к интенсивности $N_{\mathbf{k}'}$ холостой волны, описывает эффект П. р., интенсивность к-рого в фотонах на моду численно равна, т. о., коэффициенту параметрич. преобразования.

П. р. можно также трактовать как рассеяние падающего света накачки на квантовых флуктуациях холостого поля среды, напр. на поляритонах. Колебания ионов в решётке кристалла сопровождаются колебаниями эл.-магн. поля внутри кристалла; поляритон — это квант макроскопич. (усреднённого) поля, т. е. фотон в среде, поэтому о П. р. иногда говорят как о «рассеянии света на свете» по аналогии с рассеянием света на звуке (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*). Однако обычно термин «рассеяние света на свете» отно-

сят к процессу след. порядка малости, с участием двух фотонов накачки ($2\omega_н = \omega + \omega'$). Этот процесс, наз. гиперпараметрич. рассеянием, возможен и в центросимметричной среде (за счёт её кубич. восприимчивости), и даже в вакууме (за счёт рождения виртуальных электронно-позитронных пар). Т. о., возможны, по крайней мере, три точки зрения на причину П. р.: распад фотонов накачки при когерентном взаимодействии со средой; квантовые шумы параметрич. усилителя; рассеяние света в среде с квадратичной нелинейностью.

При не слишком большой плотности мощности накачки ($I_н \ll 100$ МВт/см²) $F_к$ линейно зависит от $I_н$ (спонтанное П. р.):

$$F_к = \Gamma^2 l^2 = (2\pi)^5 \chi^{(2)} l^2 I_н / c\lambda\lambda',$$

здесь Γ — коэф. усиления. При $I_н = 1$ Вт/см², $\lambda = \lambda' = 0{,}5$ мкм, $\chi^{(2)} = 10^{-8}$ см^3/эрг$^{1/2}$, протяжённости образца $l = 1$ см и точном синхронизме коэф. параметрич. преобразования $F_к$ имеет порядок 10^{-7}, что соответствует яркостной темп-ре излучения П. р. $T_к \approx 1800$ К. Такое излучение легко наблюдается невооружённым глазом; имеет вид цветных колец при наблюдении с торца образца. Спектральная мощность П. р. P_λ — порядка 10^{-8} Вт/нм при мощности накачки $P_н = 1$ Вт. Это излучение распределено по образующим конуса с раствором $\sim 10°$ (рис. 3). «Толщина» конич. поверхности имеет дифракц. предел $\Delta\vartheta = \lambda_н/\vartheta l \simeq 1'$. Общая эффективность спонтанного П. р. составляет примерно $\int P_\lambda d\lambda/\hbar\omega_н \approx 10^{11}$ пар фотонов в секунду. Эта оценка показывает, что П. р. является эфф. источником «двухфотонного» света, т. е. излучения с парной корреляцией фотонов. Формально это свойство поля спонтанного П. р. выражается в необычной статистике фотонов, а именно: корреляция чисел фотонов в модах, связанных условием синхронизма, совпадает со ср. числами фотонов в каждой моде (т. е. в объёме когерентности): $\overline{nn'} - \overline{n}\,\overline{n'} = \overline{n} = \overline{n'} \ll 1$; при этом относит. корреляция $\overline{nn'}/\overline{n}\,\overline{n'}$ много больше единицы (т. н. эффект группировки фотонов или «сверхпуассоновской статистики»). Двухфотонный характер поля П. р. может быть использован в фотометрии для абсолютного (безэталонного) измерения эффективности фотодетекторов. Действительно, если априори известно, что фотоны попадают на счётчик фотонов (ФЭУ) только парами, но два, то вероятность появления на выходе счётчика двойного импульса $p_2 = \eta^2$, где η — *квантовый выход* счётчика, а вероятность одиночного импульса p_1 равна, очевидно, $2\eta(1-\eta)$. Отсюда η определяется относит. числом двойных импульсов (p_2/p_1): $\eta = (1 + p_1/2p_2)^{-1}$.

Возможно также др. фотометрич. применение П. р., основанное на соотношении (3), согласно к-рому отношение сигнал/шум на выходе параметрич. преобразователя частоты равно спектральной яркости холостого излучения в единицах $B^{(0)}_{\omega\Omega}$. Поскольку оба описанных метода являются абсолютными и основаны на простых закономерностях, они могут представлять интерес для метрологии и привести к созданию «квантовой» фотометрии.

Эффект П. р. применяется также в новом методе спектроскопии кристаллов, позволяющем сравнительно просто измерять в широком спектральном диапазоне линейные и нелинейные параметры пьезокристаллов, их стехиометрич. состав, обнаруживать слабые колебания решётки, доменную структуру, фазовые переходы. Обычно удобно использовать метод «скрещенной дисперсии», при к-ром регистрируется непосредственно частотно-угл. спектр П. р. и поляритонного рассеяния $\omega(\vartheta)$. В этом методе свет от источника накачки *1* (рис. 4) проходит через рассеивающий исследуемый кристалл *2* и попадает в объектив *3*, в фокусе к-рого расположена вертикальная щель *4* спектрометра *5*. Вдоль щели образуется угл. спектр $I(\vartheta)$, к-рый при развёртке спектрографом в горизонтальной плоскости по частоте преобразуется в частотно-угл. спектр $I(\omega, \vartheta)$ (рис. 4, справа).

При большой интенсивности накачки, когда $\Gamma l \gg 1$, коэф. параметрического преобразования и соответственно спектральная яркость малоуглового П. р. зависят для заданной накачки от Γl экспоненциально: $F_к \approx \exp(2\Gamma l)/4$. Это явление, наблюдаемое при облучении пьезокристаллов мощными импульсными лазерами, наз. вынужденным П. р. или параметрич. сверхлюминесценцией (см. *Вынужденное рассеяние света*). Оно используется для генерации мощных пикосекундных импульсов света, частоту к-рых можно плавно перестраивать, изменяя ориентацию или темп-ру кристалла (см. *Комбинационный лазер*).

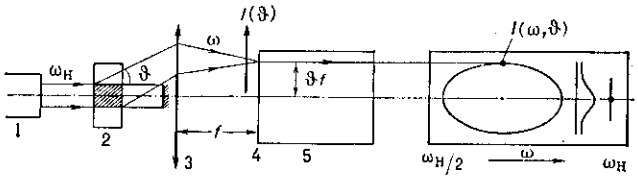


Рис. 4. Схема частотно-углового спектрометра. Справа — двумерное распределение излучения в выходной плоскости спектрометра.

П. р. может представлять интерес для методологии квантовой механики, т. к. позволяет легко реализовать эксперимент с двумя коррелированными квантовыми объектами, фигурирующий в известном парадоксе Эйнштейна (см. *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокс*): корреляцию двух счётчиков фотонов невозможно описывать с помощью классич. представлений.

Лит.: Клышко Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; Клышко Д. Н., Пенин А. Н., Перспективы квантовой фотометрии, «УФН», 1987, т. 152, с. 653; Hong C. K., Mandel L., Theory of parametric frequency down conversion of light, «Phys. Rev.», 1985, v. A31, p. 2409; Сжатые состояния электромагнитного поля, «J. Opt. Soc. Amer.», 1987, v. B, 4, № 10.

Д. Н. Клышко.

ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ (термодинамические параметры) — физ. величины, характеризующие равновесное состояние термодинамич. системы: темп-ра, объём, плотность, давление, намагниченность, электрич. поляризация и др. Различают экстенсивные П. с., пропорциональные объёму (или массе) системы (*внутренняя энергия* U, *энтропия* S, *энтальпия* H, *Гельмгольца энергия*, или свободная энергия F, *Гиббса энергия* G), и интенсивные П. с., не зависящие от массы системы (темп-ра T, давление P, концентрация c, хим. потенциал μ). В состоянии термодинамич. равновесия П. с. не зависят от времени и пространств. координат. В неравновесном (квазиравновесном) состоянии П. с. могут зависеть от координат и времени.

Термодинамич. состояние определяется заданием совокупности независимых П. с. Однако не все П. с. являются независимыми. *Уравнение состояния* выражает зависимые П. с. через независимые; напр., давление является ф-цией темп-ры и объёма $P = P(V, T)$. Объём является внешним П. с., т. к. определяется положением внеш. тел (стенки сосуда, положение поршня). Темп-ра зависит только от внутр. состояния системы и наз. внутренним П. с. В общем случае $P = P(a_1, \ldots, a_n, T)$, где a_i — внеш. П. с.

Элементарная работа δA термодинамич. системы определяется П. с., напр. для жидкости или газа $\delta A = PdV$, а в общем случае $\delta A = \sum_i X_i da_i$, где $X_i = X_i(a_1, \ldots, a_n, T)$ — обобщённые силы, являющиеся также П. с. Каждому набору независимых П. с. соответствуют определ. *потенциалы термодинамические* (*характеристические функции*), определяющие все термодинамич. свойства системы и зависящие лишь от выбранных параметров; напр., внутр. энергия $U = U(V, S)$, энтропия $S = S(V, U)$, энтальпия $H = H(P, S)$, энергия Гельмгольца (свободная энер-

гия $F = F(V, T)$, энергия Гиббса $G = G(P, T, N)$, N — число частиц. Для многокомпонентных систем нужно учитывать ещё дополнит. П. с.: концентрации компонент c_i или их хим. потенциалы μ_i. Для многофазных систем каждая фаза описывается своим парциальным термодинамич. потенциалом (см. *Гиббса правило фаз*).

Д. Н. Зубарев.

ПАРАПРОЦЕ́СС (истинное намагничивание) — возрастание во внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$ абс. величины намагниченности M на завершающем этапе *намагничивания* ферро- и ферримагнетиков (после процессов «смещения» и «вращения»). П. обусловлен ориентацией в поле $\boldsymbol{H}$ элементарных носителей магнетизма (спиновых и орбитальных магн. моментов атомов или ионов), остававшихся неупорядоченными вследствие дезорганизующего действия теплового движения. На этапе П. намагниченность M под действием внеш. поля стремится приблизиться к величине абс. насыщения M_0, т. е. к намагниченности, к-рую имел бы ферри- или ферромагнетик при $T = 0$К. П. в большинстве случаев даёт малый прирост намагниченности, поэтому практически процесс намагничивания считают законченным при достижении техн. насыщения. Вблизи точки Кюри, где роль процессов «смещения» и «вращения» уменьшается, а П., наоборот, увеличивается (вследствие увеличения числа магн. моментов атомов, разупорядоченных возрастающим тепловым движением), он почти полностью определяет характер намагничивания ферро- и ферримагнетиков.

Отличие П. от обычного парамагн. намагничивания, наблюдаемого, напр., в ферромагнетиках выше точки Кюри, состоит в том, что магн. восприимчивость П. $\chi_{\text{п}}$ с повышением темп-ры T не падает, а возрастает (особенно интенсивно при приближении к *Кюри точке*). «Ферромагнитный» характер П. обусловлен тем, что в ферро- и ферримагнетиках на магн. моменты носителей магнетизма действуют мощные обменные силы (см. *Обменное взаимодействие* в магнетизме), тогда как в обычных парамагнетиках взаимодействие между магн. моментами мало. В случае изотропных обменных сил, напр. в кубич. ферро-и ферримагн. кристаллах, $\chi_{\text{п}}$ не зависит от направления относительно кристаллографич. осей. В др. случаях, напр. у гексагональных кристаллов редкоземельных ферромагнетиков, наблюдается анизотропия $\chi_{\text{п}}$, т. к. здесь имеет место анизотропия обменного взаимодействия. Изменения свойств ферро- и ферримагнетиков (магнитострикция, гальваномагнитный, магнитокалорич. и др. эффекты) при П. характеризуются рядом особенностей (см. *Магнитострикция*, *Магнитокалорический эффект*). В редкоземельных ферритах-гранатах сильный П. возникает не только вблизи точки Кюри, но и в области низких темп-р за счёт упорядочения внеш. магн. полем магн. моментов редкоземельных ионов, находящихся в слабом обменном поле. В ряде ферритов-шпинелей в области низких темп-р внеш. магн. поле может разрушить неколлинеарное расположение магн. моментов подрешёток, что также даёт возрастание $\chi_{\text{п}}$. Сильный П. при низких темп-рах возникает в зонных ферромагнетиках ($GdCo_2$ и др.) за счёт расщепления полем H зоны 3*d*-электронов на подзоны со спином «вверх» и «вниз».

Лит.: Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.— Л., 1939; Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; его же, Ферриты в сильных магнитных полях, М., 1972; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Белов К. П., Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках, М., 1990.

К. П. Белов.

ПАРАСТАТИ́СТИКА — статистика тождественных частиц, когда их число в симметричном (парафермистатистика) или антисимметричном (парабозе-статистика) состоянии не превосходит нек-рое заданное целое число $p > 1$, называемое порядком парастатистики. П. является обобщением ферми- и бозе-статистик (см. *Ферми — Дирака статистика*, *Бозе — Эйнштейна статистика*), к-рые также можно определить как статистики, когда число частиц в симметричном состоянии для ферми-статистики и в антисимметричном состоянии для бозе-статистики не может превосходить число $p = 1$; отсюда следует, что волновые ф-ции n тождеств. частиц для ферми-статистики могут быть только антисимметричными, а для бозе-статистики — только симметричными, что совпадает с обычным определением этих статистик. Для П. каждому состоянию системы n тождеств. частиц отвечает не одна, а неск. волновых ф-ций, образующих векторы одного из многомерных неприводимых представлений группы перестановок S_n. Среднее от к.-л. наблюдаемой определяется как след по данному представлению. При этом перестановки аргументов тождеств. частиц не приводят к наблюдаемым эффектам. Однако определённые линейные комбинации операторов перестановок — характеры — являются наблюдаемыми и неприводимые представления S_n классифицируются по их собств. значениям.

Для системы тождеств. частиц должен выполняться т. н. кластерный закон: при удалении одной или неск. частиц на достаточно большое расстояние подсистема из оставшихся частиц должна описываться волновой ф-цией, допустимой данной статистикой частиц. Пределу $p \to \infty$ соответствуют бесконечные статистики, к-рые описываются произвольными неограниченными *Юнга схемами*. Конечным статистикам (p ограничено) отвечают схемы Юнга либо с ограниченным числом столбцов (ферми-подобные статистики), либо с ограниченным числом строк (бозе-подобные статистики). Существует недоказанное предположение, что бесконечным статистикам отвечает классич. статистика Максвелла — Больцмана. Конечные параферми-статистики ($1 < p < \infty$) занимают промежуточное положение между ферми- и бозе-статистиками, и по этой причине их наз. также промежуточными статистиками Джентиле [по имени Д. Джентиле (D. Gentile), впервые предложившего их в 1940]. Соответствующему гипотетич. парагазу свойственно наличие как *ферми-энергии*, так и *Бозе — Эйнштейна конденсации*.

При *вторичном квантовании* парастатистикам соответствуют квантовые параполя, удовлетворяющие в общем случае т. н. паракоммутац. соотношениям Грина [Х. С. Грин (H. S. Green), 1953]. Эти соотношения имеют трилинейную форму. Напр., для спинорного *Дирака поля* $\psi(x)$, квантуемого по Грину:

$$\begin{aligned} [[\psi^+(x),\psi(y)],\psi(z)] &= -2\delta(x-z)\psi(y), \\ [[\psi(x),\psi(y)],\psi(z)] &= 0 \end{aligned} \qquad (1)$$

и т. д., при одинаковых временах $x_0 = y_0 = z_0$, где $\delta(x)$ — Дирака функция, квадратные скобки означают коммутатор, а крест — эрмитово сопряжение [$x = (x_0, \boldsymbol{x})$, $y = (y_0, \boldsymbol{y})$, $z = (z_0, \boldsymbol{z})$ — точки пространства-времени; используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$]. Можно показать, что для этих соотношений при фиксированном p существует представление, характеризуемое единств. вакуумным состоянием, хотя (при $p > 1$) имеется и бесконечное множество др. неприводимых представлений, основанных на вырожденных векторах состояния с отличным от нуля мин. числом частиц.

С гриновскими соотношениями (1) связаны *Ли алгебры* ортогональной (в случае параферми-статистики) и симплектической (в случае парабозе-статистики) групп в бесконечномерных пространствах [С. Камефути (S. Kamefuchi), Акахаси (Y. Akahashi), 1962]. Обычным статистикам соответствуют спинорные представления этих групп, тогда как П.— представления с p спинорными индексами. На этой основе параполе любого порядка можно представить в виде суммы обычных фермионных или бозонных полей, удовлетворяющих, однако, аномальным взаимным коммутац. соотношениям (т. н. анзац Грина):

$$\psi(x) = \sum_{A=1}^{p} \psi^A(x),$$

$$[\psi^A(x),\psi^{B+}(y)]_{\varepsilon_{AB}} = \delta_{AB}\delta(x-y),$$
$$[\psi^A(x),\psi^B(y)]_{\varepsilon_{AB}} = [\psi^{A+}(x),\psi^{B+}(y)]_{\varepsilon_{AB}} = 0 \qquad (2)$$

при равных временах $x_0 = y_0$. Индекс $\varepsilon_{AB} = (1-\delta_{AB})\varepsilon$ означает коммутатор, если он равен -1, и антикоммутатор, если он равен $+1$; $\varepsilon = -1$ или $+1$ соответственно для параферми- и парабозе-статистик; δ_{AB} — символ Кронекера. На основе такого представления параполей доказана теорема о том, что любая теория параполей эквивалентна теории p-кратно вырожденных совокупностей обычных полей, обладающих в общем случае глобальной *внутренней симметрией* $SO(p)$, а при ограниченном выборе допустимых наблюдаемых — $SU(p)$. На этой основе для конечных П. доказана также обобщённая *Паули теорема* о связи спина со статистикой: частицы с полуцелым спином подчиняются парафермистатистике, а частицы с целым спином — парабозестатистике. Т. о., теория П. и параполей приводится к случаю обычных статистик и обычных полей, вырожденных по нек-рой внутр. степени свободы. Обратное утверждение в общем случае несправедливо: не всякая внутр. симметрия может быть переформулирована на языке параполей. В особенности это относится к калибровочным симметриям (симметриям относительно *калибровочных преобразований*).

Теория параполей получила особое развитие в связи с созданием кварковой модели строения адронов. Для решения проблемы помещения трёх кварков в одно и то же квантовомеханич. состояние О. У. Гринберг (O. W. Greenberg, 1964) выдвинул гипотезу о подчинении кварков параферми-статистике 3-го порядка. Однако оказалось, что последоват. переход к калибровочной симметрии в рамках параполей приводит к теории, эквивалентной калибровочной симметрии $SO(3)$, к-рая отличается от *квантовой хромодинамики* наличием только трёх *глюонов* и возможностью существования бесцветных дикварковых состояний, экспериментально не обнаруженных. По этой причине гипотеза паракварков либо должна быть полностью заменена гипотезой о физ. цветовой кварковой симметрии $SU(3)$ (см. *Цвет*), либо для включения последней в рамки параполей их теория должна быть существенно расширена. Такое расширение достигается включением в анзац Грина произведения обычных фермионных (или бозонных) полей на элементы комплексной *Клиффорда алгебры*:

$$\psi(x) = \sum_{A=1}^{p} \psi^A(x) e_A,$$

$$e_A e_B^+ + e_B^+ e_A = \delta_{AB}, \; e_A e_B + e_B e_A = e_A^+ e_B^+ + e_B^+ e_A^+ = 0.$$

В силу последнего свойства (нильпотентности) в такой теории нельзя непосредственно рассматривать системы с более чем p частиц, но можно рассматривать неск. систем с числом частиц, не большим p в каждой из них. Иное обобщение параполей основывается на аналогичной конструкции, где в качестве e_A берутся элементы неассоциативной алгебры октонионов. В этом случае однозначно фиксируется порядок П. («цвет») $p = 3$, однако возникает проблема построения гильбертова пространства векторов состояний.

Лит.: Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979, с. 280—96; Говорков А. Б., Парастатистика и внутренние симметрии, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, в. 5, с. 1229.
А. Б. Говорков.

ПАРАЭЛЕКТРИКИ — *диэлектрики*, для к-рых нелинейная зависимость поляризации P от электрич. поля E проявляется уже в слабых полях и является безгистерезисной. К П. относятся, в частности, сегнетоэлектрики в неполярной фазе вблизи темп-ры Кюри. Электрич. *уравнение состояния* здесь можно представить в виде

$$E = AP + BP^3,$$

причём величина A аномально мала (обращается в нуль в точке сегнетоэлектрич. перехода 2-го рода). Др. причиной сильной нелинейности П. может быть структурный фазовый переход, возникающий в кристалле при наложении уже относительно небольшого электрич. поля (см. *Антисегнетоэлектрики*).

ПАРАЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС — резонансное поглощение радиоволн, связанное с переориентацией электрич. дипольных моментов (ЭДМ) частиц вещества во внеш. электрич. полях; электрич. аналог *магнитного резонанса*. Первые наблюдения относятся к 1966.

В кристалле могут существовать дефекты, обладающие ЭДМ. Это прежде всего примесные молекулы, к-рые обладают ЭДМ даже в свободном состоянии (напр., OH^-, CN^-). В кристалле они могут ориентироваться лишь в определённых (энергетически эквивалентных) направлениях в соответствии с симметрией окружения. К др. типу дефектов относятся т. н. нецентральные ионы, заместившие в кристалле более тяжёлые ионы (напр., Li^+ в KCl). Равновесные положения примесных ионов смещены относительно узлов, с чем и связано появление ЭДМ. В соответствии с симметрией кристалла может быть неск. (4, 6, 8, 12) энергетически эквивалентных равновесных положений.

Наличие у дефектов эквивалентных положений приводит к вырождению состояний, между этими состояниями происходят туннельные переходы. В результате возникает расщепление уровней. Внеш. пост. электрич. поле смещает (дополнительно расщепляет) эти уровни, появляется возможность ими управлять. Если к кристаллу дополнительно приложить ещё и перем. электрич. поле, возникают квантовые переходы с поглощением или излучением эл.-магн. волны. Переходы осуществляются резонансно, на определ. частоте, соответствующей разности энергий между двумя уровнями. Это явление и принято называть П. р. Характерная область частот П. р.— диапазон СВЧ (10^{10}—10^{11} Гц).

Наряду с описанным выше П. р. существуют родственные этому явлению эффекты, носящие иногда то же название. Так, мн. парамагн. центры, расположенные в местах кристаллич. решётки, не являющихся центрами инверсии (напр., Fe в узле или межузлии Si), обладают отличным от нуля ЭДМ. Энергетич. структура таких дефектов чувствительна не только к внеш. магн. полям, но и к внеш. электрич. полям. Поэтому условия резонанса в них можно осуществить изменением внеш. статич. электрич. поля, а переходы между уровнями — перем. электрич. полем. Это позволяет комбинировать магн. поля с электрическими.

Открытие П. р. и связанных с ним явлений привело к созданию нового направления в физике твёрдого тела — электрической радиоспектроскопии. Её задачи совпадают с задачами магн. радиоспектроскопии: изучение диполь-решёточного и диполь-дипольного взаимодействий, ширины резонансных линий, роли внеш. воздействий, природы дефектов и их окружения и т. д. Это направление находит и практич. применение: созданы генераторы гиперзвука, низкотемпературные термометры, разработан метод параэлектрич. адиабатич. охлаждения.

Лит.: Электрические эффекты в радиоспектроскопии, М., 1981; Копвиллем У. Х., Сабурова Р. В., Параэлектрический резонанс, М., 1982.
А. Б. Ройцин.

ПАРНАЯ КОНВЕРСИЯ — см. в ст. *Конверсия внутренняя.*

ПАРНИКОВЫЙ ЭФФЕКТ в атмосферах планет — повышение темп-ры внутр. слоёв атмосферы и поверхности планеты, обусловленное тем, что атмосфера более прозрачна для падающего солнечного излучения, чем для уходящего теплового излучения поверхности (и своего собственного). Энергия, получаемая планетой от Солнца за единицу времени, равна энергии, излучаемой в космич. пространство (если пренебречь тепловым потоком из недр планеты). Последняя характеризуется ср. *эффективной температурой*

планеты, T_e. Т. о., ур-ние энергетич. баланса планеты может быть представлено в виде

$$4\pi r^2\sigma T_e^4 = \pi r^2 \frac{E_0}{R^2}(1 - A), \qquad (1)$$

где r — радиус планеты, σ — постоянная Стефана — Больцмана, E_0 — *солнечная постоянная*, R — расстояние от Солнца, выраженное в а. е., A — сферич. *альбедо* планеты. Слева в (1) — энергия, излучаемая планетой в космич. пространство, справа — энергия, получаемая от Солнца. При наличии атмосферы ср. темп-ра поверхности T_s не равна T_e. Как правило, $T_s > T_e$, и это объясняется П. э. Разность $\Delta T = T_s - T_e$ является мерой П. э.

Солнечное излучение сконцентрировано в более КВ-части спектра, чем тепловое излучение планеты: 75% энергии солнечного излучения приходится на диапазон длин волн от 0,4 до 1,5 мкм, а 75% энергии теплового излучения при $T = 300°$ (что прибл. соответствует земным условиям) на диапазон 8—28 мкм, т. е. переизлучение поглощённой солнечной энергии происходит в ИК-диапазоне.

Полуколичеств. описание П. э. можно провести при помощи след. простой модели оптич. свойств планетной атмосферы: 1) оптич. толщина τ_1 для солнечного излучения (коротковолнового) не зависит от длины волны; 2) оптич. толщина τ_2 для планетного излучения (длинноволнового) тоже не зависит от длины волны, причём $\tau_1 \neq \tau_2$; 3) передача солнечной энергии вниз осуществляется лучистым переносом (*переносом излучения*) с участием только процессов чистого (консервативного) рассеяния; 4) передача энергии вверх осуществляется лучистым переносом, но с участием только процессов истинного поглощения. Приближённое решение ур-ния переноса для такой модели даёт

$$T_s/T_e \simeq \sqrt[4]{a + b\tau_2},$$

где a и b — константы порядка 1. Величина τ_1 на это отношение не влияет, однако от него зависят абс. значения обеих темп-р, т. к. T_e зависит от альбедо [см. ур-ние (1)], а оно, в свою очередь, зависит от τ_1 (при $\tau_1 \to \infty$, $A \to 1$). В реальных атмосферах всё обстоит намного сложнее, но гл. факторы, определяющие природу П. э., отражены данной моделью правильно. В самом деле сильные полосы поглощения атм. газов (CO_2, H_2O, SO_2, NH_3 и др.) находятся в ИК-диапазоне, здесь доминируют процессы истинного поглощения, а в КВ-диапазоне преобладает рассеяние (газовое и аэрозольное) (см. *Атмосферная оптика*).

Среди трёх планет земной группы, имеющих достаточно плотную атмосферу, П. э. наиб. сильно выражен на Венере ($T_s \approx 735$ К, $T_e \approx 230$ К), наиб. слабо — на Марсе ($\Delta T \approx 5$ К). Это объясняется разл. кол-вом атм. газа (полное давление 90 бар и 6 мбар соответственно). В обоих случаях CO_2 является основной составляющей и наиб. эфф. поглотителем. Содержание H_2O в атмосфере Венеры всего $\sim 10^{-4}$ по объёму, однако водяной пар вносит значит. вклад в П. э. на этой планете, т. к. его коэф. поглощения в ИК-диапазоне очень велик. Промежуточное положение по величине П. э. занимает Земля ($T_s = 288$ К, $T_e = 249$ К). Важнейшие поглощающие газы здесь также CO_2 ($\sim 3 \cdot 10^{-4}$) и H_2O ($\sim 10^{-2}$). П. э. повышает темп-ру поверхности Земли примерно на 40 К и играет первостепенную роль в формировании её климата.

Содержание CO_2 в атмосфере Земли постепенно возрастает вследствие развития индустриальной активности человечества. В атмосферу выбрасываются также др. газы, поглощающие в ИК-диапазоне, и если этот процесс будет продолжаться, то не исключено, что он может привести к изменениям климата катастрофич. характера. Необходимы детальные точные и длит. измерения изменений содержания малых составляющих земной атмосферы, и, возможно, в недалёком будущем придётся принимать глобальные меры для её охраны как важнейшего элемента окружающей среды.

В случае Юпитера и Сатурна влияние П. э. на тепловой режим атмосферы также возможно, но там оно менее существенно, т. к. у этих планет имеется большой поток тепла из недр (сравнимый с солнечным). Вероятно, П. э. играет нек-рую роль в атмосфере Титана.

Влияние П. э. на климатич. характеристики Земли и др. планет могло изменяться в ходе их прошлой эволюции. Не исключено, напр., что резкое отличие атмосферы Венеры от земной объясняется тем, что на этой планете на ранних этапах её эволюции возникли условия для «необратимо развивающегося» П. э., когда рост темп-ры приводил к поступлению в атмосферу всё большего кол-ва поглощающих газов, а это, в свою очередь, вело к росту темп-ры и т. д.

Лит.: Кондратьев К. Я., Лучистый теплообмен в атмосфере, Л., 1956; Мороз В. И., Мухин Л. М., О ранних этапах эволюции атмосферы и климата планет земной группы, «Космич. исслед.», 1977, т. 15, с. 901; Moroz V. I., The atmosphere of Venus, «Sp. Science Rev.», 1981, v. 29, p. 3; Борисенков Е. П., Климат и деятельность человека, М., 1982.

В. И. Мороз.

ПАРООБРАЗОВАНИЕ — переход вещества из конденсиров. фазы (жидкой или твёрдой) в газовую. П. сопровождается поглощением теплоты и увеличением объёма (фазовый переход 1-го рода). П. со свободной поверхности жидкости — *испарение*, с поверхности твёрдого тела — *сублимация*. П. в объёме (*кипение*) обусловлено возникновением и ростом пузырьков насыщенного пара на стенках сосуда и в жидкости. Испарение (сублимация) не прекращается при низкой темп-ре, когда кипение невозможно. Для перехода молекул в *пар* они должны приобрести при тепловом движении кинетич. энергию, достаточную для преодоления сил притяжения со стороны своих соседей в конденсиров. фазе. Чем ниже темп-ра T, тем меньшая доля молекул обладает необходимым запасом энергии и тем меньше поток испаряющихся молекул. Равенство прямого и обратного потоков определяет давление насыщенного пара $P(T)$ при данной темп-ре. Величина $dP/dT > 0$ связана *Клапейрона — Клаузиуса уравнением* с теплотой испарения L и с изменением уд. объёма Δv: $dP/dT = L/T\Delta v = \Delta S/\Delta v$. Здесь $\Delta S = L/T$ — изменение энтропии при равновесном изобарно-изотермич. испарении. Т. к. $L = \Delta H = \Delta U + P\Delta v$, где ΔH, ΔU — изменения уд. энтальпии и внутр. энергии при П., то в теплоте испарения можно выделить слагаемое $P\Delta v$, равное работе расширения вещества при П. С ростом темп-ры (давления) ΔS, L, Δv уменьшаются и обращаются в нуль в *критической точке* ($P_к$, $T_к$, $U_к$) равновесия жидкость — пар. В табл. приведены значения характерных величин для воды ($P_к = 22{,}11$ МПа,

Термодинамические параметры равновесного перехода жидкость — пар для воды

P, МПа	t, °С	Δv, м³/кг	L кДж/кг	$P\Delta v$
0,02	60,1	7,65	2358	153
0,1	99,6	1,69	2258	169
0,5	151,8	0,374	2108	187
1,0	179,9	0,193	2014	193
5,0	263,9	$38{,}1 \cdot 10^{-3}$	1638	191
10,0	311,0	$16{,}5 \cdot 10^{-3}$	1316	165
15,0	342,1	$8{,}7 \cdot 10^{-3}$	999	130

$T_к = 647{,}27$ К [374,12 °С], $v_к = 3{,}15 \cdot 10^{-3}$ м³/кг, темп-ра t дана в °С). Произведение $P\Delta v$ с ростом давления меняется немонотонно и составляет 10—13% от полной теплоты П. в широком интервале давлений.

Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 2], М., 1979; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984.

В. П. Скрипов.

ПАРСЕК (пк, pc) — единица длины в астрономии, равная расстоянию до звезды, годичный параллакс к-рой 1″. 1 пк равен 206 265 а. е. или $3{,}0857 \cdot 10^{16}$ м.

ПАРТО́НЫ (от лат. pars, род. падеж partis — часть) — общее название составляющих адрона, проявляющихся в процессах с большой передачей импульса (в *жёстких процессах*), а также в *множественных процессах*. Модель П. предложена Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1969 для объяснения различия в характере поведения сечений высокоэнергетич. упругого рассеяния и глубоко неупругого рассеяния электрона на протоне на большие углы: упругий процесс происходит как на протяжённом объекте, а глубоко неупругий — как на точечном. Фейнман объяснил это различие, предположив, что протон состоит из точечных частиц — П., к-рые проявляются во взаимодействиях лишь при больших переданных импульсах (т. е. на малых расстояниях). Дальнейшее изучение партонной модели и сопоставление её предсказаний для жёстких процессов с экспериментом позволило отождествить П. с *кварками* и *глюонами*, взаимодействие к-рых описывается *квантовой хромодинамикой* (КХД).

Согласно кварковой модели, адрон состоит либо из трёх кварков, либо из кварка и антикварка. В квантовой теории поля из-за эффекта *поляризации вакуума* каждый кварк (антикварк) окружён облаком глюонов и кварк-антикварковых пар. Вследствие этого релятивистский адрон в модели П. представляется как когерентная совокупность бесконечного числа кварков, антикварков и глюонов. При этом разность чисел кварков и антикварков каждого типа (аромата), т. е. число валентных кварков, конечна и определяет аддитивные квантовые числа адрона (электрич. заряд, странность, барионное число и т. д.). Так, протон содержит два валентных u-кварка, один валентный d-кварк, а также море кварк-антикварковых пар (т. н. морских кварков и антикварков) и глюонов.

Каждый нач. адрон участвует в реакциях лишь одним, а к т и в н ы м, П., несущим (приближённо, с точностью до M^2/Q^2, где M — масса адрона, а $Q^2 \gg M^2$ — квадрат характерной передачи 4-импульса в жёстком процессе) нек-рую долю x продольного 4-импульса p адрона (используется система единиц, в к-рой $c = 1$). Т. о., 4-импульс k партона равен: $k = xp + k_T$, где k_T — поперечная составляющая 4-импульса П. [$(pk_T) = 0$]. Плотность числа П. сорта a в адроне A наз. ф у н к ц и е й р а с п р е д е л е н и я $f_{a/A}(x)$.

Рассеянные, активные, П. и непровзаимодействовавшие «остатки» нач. адронов (совокупность п а с с и в н ы х П., или П.-спектаторов, от англ. spectator — наблюдатель) превращаются в *струи адронные*, имеющие тот же импульс, ср. электрич. заряд, барионное число и др. сохраняющиеся квантовые числа (за исключением *цвета*), что и породивший их П. (или остаток адрона). Плотность распределения числа адронов A в струе по долям z продольной компоненты 4-импульса (относительно 4-импульса исходного партона a) описывается ф у н к ц и е й ф р а г м е н т а ц и и $D_{A/a}(z)$.

Напр., *глубоко неупругий процесс* рассеяния электрона на протоне выглядит в модели П. след. образом. Электрон с 4-импульсом l упруго рассеивается на П. с 4-импульсом xp и приобретает 4-импульс l' (рис. 1; γ^* — виртуальный фотон). Далее рассеянный П. и пассивный остаток протона превращаются в две адронные струи, одна из к-рых летит в направлении виртуального фотона, а другая — в направлении первичного протона. Т. к. соударение упругое, то массы начального и конечного П. равны, т. е. $(q + xp)^2 = x^2p^2$, где $q = l' - l$ — переданный партону 4-импульс. Отсюда следует, что рассеивающийся электрон взаимодействует только с П., несущим долю x импульса, равную $x = Q^2/2(pq)$, где $Q^2 = -q^2$. Если $f_{a/p}(x)$ — число таких П. сорта a в протоне p, а e_a — заряд партона a (в единицах элементарного электрич. заряда), то дифференц. сечение глубоко неупругого рассеяния (ГНР) равно:

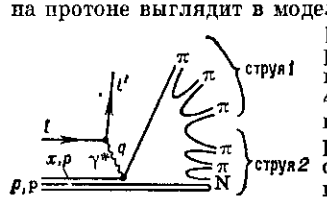


Рис. 1.

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \sum_a \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{\text{упр}} f_{a/p}(x),$$

где $(d\sigma/dQ^2)_{\text{упр}} \sim \alpha e_a^2/(Q^2)^2$ — сечение упругого рассеяния электрона на точечной частице ($\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры). Т. о., *структурные функции* ГНР в модели П., в отличие от *формфакторов* упругого рассеяния, зависят только от отношения $Q^2/2pq$.

Аналогично ГНР рассматриваются и др. жёсткие процессы, напр. рождение пары мюонов с большой относит. энергией в адрон-адронном соударении, $A + B \to \mu^+ + \mu^- + X$, где X — совокупность вторичных адронов (рис. 2, *а*) или рождение адрона (C) с большим поперечным относительно оси соударения импульсом, $A + B \to C + X$ (рис. 2, *б*; *g* — глюон). Сечение каждого из

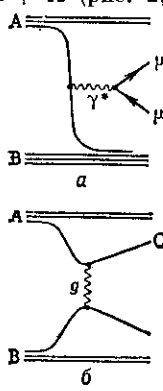


Рис. 2.

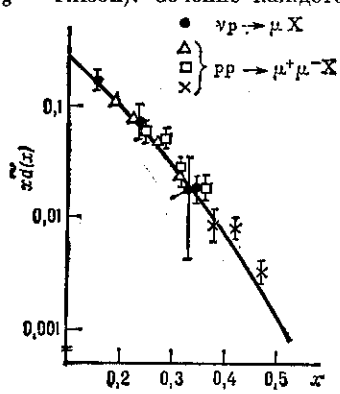


Рис. 3.

них определяется ф-циями распределения П. в исходных адронах A и B и ф-цией фрагментации рассеянного П. в конечный адрон C, к-рые не зависят от вида процесса, и сечениями партонных подпроцессов — аннигиляцией П. и (морского) антипартона в пару $\mu^+\mu^-$ в первом случае и П.-партонным рассеянием — во втором. Т. о., модель П. даёт возможность установить связь между сечениями разл. процессов. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведено сравнение распределений антикварков $\bar{d}$ в протоне, полученных из процессов ГНР нейтрино на протоне и рождения пары.

Модель П. используется также для феноменологич. описания *инклюзивных сечений* рождения мезонов M с малыми поперечными импульсами в области фрагментации и пионизации множественных процессов. В качестве подпроцессов используется реакция слияния кварка (или антикварка) фрагментирующего адрона с антикварком (кварком) из моря второго адрона (рис. 4, *а*) или из вакуума (рис. 4, *б*), а дифференц. сечение пропорц. распределению кварков в фрагментирующем адроне в первом случае и произведению соответствующих распределений — во втором. Сам же подпроцесс слияния характеризуется нек-рой феноменологич. константой.

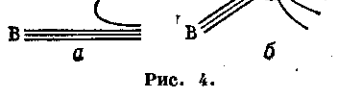


Рис. 4.

Равенство аддитивных зарядов адрона и его импульса сумме зарядов и продольных составляющих импульсов П. и аналогичное равенство для адронов партонной струи приводит для ф-ций распределения и фрагментации к зарядовым и импульсным *правилам сумм*:

$$\sum_a c_a \int_0^1 f_{a/A}(x)dx = C_A; \quad \sum_A C_A \int_0^1 D_{A/a}(z)dz = C_a; \qquad (1)$$

$$\sum_a \int_0^1 x f_{a/A}(x)dx = 1; \quad \sum_A \int_0^1 z D_{A/a}(z)dz = 1, \qquad (2)$$

где $c_a(C_A)$ — величина сохраняющегося заряда (электрич. заряда, барионного числа и др.) партона a (адрона A), а суммирование производится по всем сортам П. и антипартонов (адронов и антиадронов).

Поведение ф-ций распределения кварков-П. в области малых x может быть связано с поведением полных сечений фотопоглощения виртуального γ-кванта на адроне при большой полной энергии в системе центра инерции $s_{\text{ц.и.}} \approx \sqrt{Q^2/x}$ и определяется в *Редже полюсов методе* обменом реджеоном для валентных кварков-П. q_V, т. е. для комбинации распределений $q_V(x)=f_{q/A}(x)-f_{\bar{q}/A}(x)$, и обменом *помероном* для морских П., т. е. для комбинации $O(x) = f_{q/A}(x) - q_V(x)$ (совпадающей с плотностью распределения виртуальных пар кварк-антикварк) и глюонов. Вследствие этого указанные комбинации ведут себя в пределе $x \to 0$ соответственно как $1/\sqrt{x}$ и $1/x$. В др. пределе $x \to 1$ оно связано со степенью убывания формфактора адрона с ростом Q^2 и, согласно *кваркового счёта правилам* (см. также *Автомодельная асимптотика*), определяется числом $n_{\text{пасс}}$ пассивных кварков-П.:

$$f(x) \sim (1-x)^{2n_{\text{пасс}}-1}.$$

Напр., для распределения валентных u-кварков в протоне это даёт $u_V(x) \sim (1-x)^3$ ($n_{\text{пасс}}=2$), а для морских кварков и антикварков $O(x) \sim (1-x)^7$ ($n_{\text{пасс}}=4$). Аналогичные предельные поведения с заменой x на z справедливы и для ф-ций фрагментации.

Наилучшим процессом для эксперим. измерения кварк-партонных распределений является ГНР нейтрино и антинейтрино, к-рые взаимодействуют с разными кварками: нейтрино с d- и $\bar{u}$-кварками, антинейтрино с $\bar{d}$ и u. Эти распределения для валентных u-кварков $xu_V(x)$ и морских антикварков $x(\bar{d}(x)+\bar{s}(x))$ в протоне показаны на рис. 5, *а*. Видно, что импульсный спектр морских кварков мягче спектра валентных кварков;

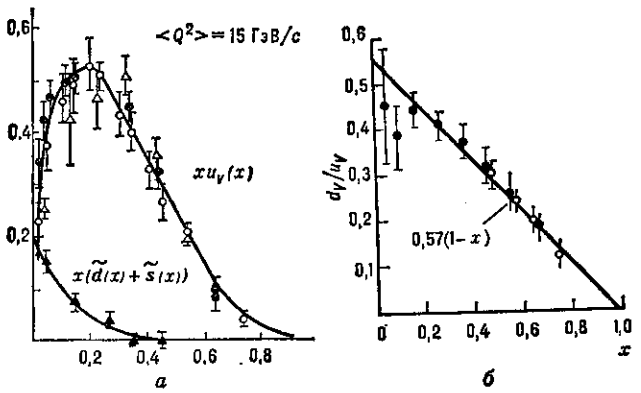


Рис. 5.

это качественно согласуется с использовавшимся ранее представлением о нуклоне, как о состоящем из центр. ядра (керна), окружённого облаком мезонов. На рис. 5(*б*) показано отношение распределений $d_V(x)/u_V(x)$. Сплошные линии — простейшие параметризации этих распределений:

$$xu_V(x) = 2{,}04\sqrt{x}(1-x)^{2,5};$$

$$d_V(x)/u_V(x) = 0{,}57(1-x);$$

$$xO(x) = 0{,}1(1-x)^6.$$

Из этих данных видно, что валентные кварки несут ок. 35% полного импульса протона, морские — ок. 10%. Остальные 55% приходятся на долю глюонов. Непосредственно распределение глюонов измеряется в процессе рождения тяжёлых *кваркониев* (например, J/ψ-частицы) в ГНР (рис. 6) и имеет вид

$$xg(x) \approx 3{,}3(1-x)^5.$$

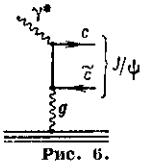


Рис. 6.

Для измерения распределения П. в других (нестабильных) частицах используется процесс рождения мюонных пар (рис. 2, *а*).

Для измерения ф-ций фрагментации наиб. подходящим процессом считается рождение адронных струй в процессе e^+e^--аннигиляции.

Модель П. для жёстких процессов получила теоретич. обоснование и уточнение в КХД, где она является следствием свойства факторизации сечений жёстких процессов. Уточнения сводятся к слабой (логарифмич.) зависимости ф-ций распределений и фрагментации от Q^2, к-рая определяется ур-ниями эволюции КХД, к учёту убывания константы взаимодействия кварков-П. α_s от Q^2 и к отходу от точечности П., т. е. к учёту неупругих подпроцессов и *радиационных поправок* по теории возмущений КХД.

Ур-ния эволюции приводят к росту структурных ф-ций с увеличением Q^2 в области малых x, $x < 0{,}2$, при этом ср. доля импульса валентных кварков уменьшается, а ср. доли импульса морских кварков и глюонов стремятся к пост. значениям, равным $3n_f/(16+3n_f)$ и $16/(16+3n_f)$, где n_f — число ароматов кварков. Суммарная же доля импульсов всех П. [соотношения (2)] и их суммарные заряды [соотношения (1)] не зависят от Q^2. Эти изменения ф-ций распределения и фрагментации подтверждаются экспериментально.

Т. о., модель П. к кон. 1980-х гг. является как основой приложения КХД к жёстким процессам, так и основой мн. феноменологич. моделей взаимодействия адронов.

Лит.: Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Клоуз Ф., Кварки и партоны, пер. с англ., М., 1982; 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.

А. В. Ефремов.

ПАРЦИА́ЛЬНАЯ ВОЛНА́ (от ср.-век. лат. partialis — частичный) — волна с определённым орбитальным (угловым) моментом l. Значениям $l = 0, 1, 2, \ldots$ соответствуют S-, P-, D-волны и т. д. См. *Рассеяние микрочастиц.*

ПАРЦИА́ЛЬНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ — часть общего давления, относящаяся к одному из компонентов газовой смеси. Равно давлению, к-рое он оказывал бы в отсутствие всех др. компонентов смеси, т. е. в том случае, когда масса данного компонента, содержащаяся в газовой смеси, одна занимала бы весь объём. Понятие П. д. применимо только к идеальным газам. Молярное П. д. i-го компонента газовой смеси с общим давлением p равно: $p_i = N_i p$, где N_i — отношение числа молей данного компонента к сумме молей всех компонентов смеси (см. *Дальтона законы*).

П. д. непосредственно измерить нельзя, его вычисляют исходя из общего давления и состава смеси. П. д. необходимы для расчёта фазовых равновесий разл. физ.-хим. процессов.

Ю. Н. Любитов.

ПАРЦИА́ЛЬНОЕ СЕЧЕ́НИЕ — сечение взаимодействия для *парциальной волны.*

ПАРЦИА́ЛЬНЫЕ ШИРИ́НЫ — величины Γ_i, характеризующие вероятность распада возбуждённого состояния ядра по разл. каналам. П. ш. выражается в энергетич. единицах таким образом, что $\Sigma\Gamma_i = \Gamma$, где Γ — полная ширина возбуждённого уровня. Отношение Γ_i/Γ — вероятность распада по i-му каналу. Нестабильные ядерные состояния характеризуются одной или неск. П. ш.: нейтронной Γ_n, протонной Γ_p, делительной Γ_f, радиационной Γ_γ и т. д. В свою очередь, если возможны γ-переходы на разл. уровни ядра — продукта распада, то выделяют, напр., Γ_{γ_1}, Γ_{γ_2}.

ПАСКА́ЛЬ (Па, Ра) — единица СИ давления, механич. напряжения и модуля упругости. Названа в честь

Б. Паскаля (B. Pascal). 1 Па равен давлению, создаваемому силой в 1 Н, равномерно распределённой по поверхности площадью 1 м². 1 Па = 1 Н/м² = = 10 дин/см² = 0,102 кгс/м² = 10^{-5} бар = 9,87·$\cdot 10^{-6}$ атм = 7,50·10^{-3} мм рт. ст.

ПАСКА́ЛЯ ЗАКО́Н — осн. закон *гидростатики*, согласно к-рому давление на поверхности жидкости, произведённое внеш. силами, передаётся жидкостью одинаково во всех направлениях. Установлен Б. Паскалем, опубликован в 1663.

ПАСКА́ЛЯ ПРА́ВИЛО — см. *Магнетохимия.*

ПА́УЛИ МА́ТРИЦЫ — двухрядные комплексные эрмитовы матрицы

$$\sigma_1=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix},\quad \sigma_2=\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix},\quad \sigma_3=\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}.$$

Введены В. Паули (W. Pauli, 1927) для описания собств. механич. момента (*спина*) $\boldsymbol{s}=\frac{1}{2}\hbar\boldsymbol{\sigma}$ и магн. момента $\boldsymbol{\mu}=(e\hbar/2mc)\boldsymbol{\sigma}$ электрона (см. *Паули уравнение*).

Благодаря *перестановочным соотношениям*

$$\sigma_i\sigma_k-\sigma_k\sigma_i=2i\varepsilon_{ikl}\sigma_l$$

(где ε_{ikl} — *Леви-Чивиты символ*) компоненты спина $\boldsymbol{s}$ удовлетворяют перестановочным соотношениям для угл. момента. При повороте на угол φ вокруг оси с направляющим единичным вектором $\boldsymbol{n}(n_1, n_2, n_3)$ задающий волновую ф-цию электрона двухкомпонентный спинор $\psi=\binom{\psi_1}{\psi_2}$ преобразуется по ф-ле

$$\psi\to\psi'=\exp\Big(-\frac{i\varphi}{2}\boldsymbol{n}\boldsymbol{\sigma}\Big)\psi,$$

реализуя простейшее спинорное представление *вращений группы* $SO(3)$. В качестве базиса в пространстве этого представления можно взять, напр., собств. векторы матрицы σ_3, $\binom{1}{0}$ и $\binom{0}{1}$ с собств. значениями 1 и —1 соответственно.

П. м. используются при описании любой квантовой системы с дискретной переменной, принимающей два значения. Помимо спина классич. примером является система протон — нейтрон; её дискретную переменную наз. 3-й компонентой *изотопического спина* (обычно П. м. обозначаются в этом случае символами τ_i, $i=1,2$). Поскольку $SO(3)$ локально изоморфна группе унитарных унимодулярных комплексных матриц [точнее, $SO(3)\sim SO(2)/Z_2$, см. *Группа*], в терминах П. м. описываются *калибровочные поля* с унитарной симметрией $SU(2)$. П. м. используются также в многочисл. моделях квантовых систем на решётках (разл. варианты *Изинга модели* и т.п.).

Лит.: Паули В., Труды по квантовой теории, [пер. с нем.], т. 1—2, М., 1975—77; Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977.

В. П. Павлов.

ПА́УЛИ ПАРАМАГНЕ́ТИЗМ — спиновый *парамагнетизм* вырожденного идеального газа электронов проводимости (в общем случае — газа *фермионов*).

Существование П. п. у металлов было теоретически объяснено В. Паули в 1927 на основе *Ферми — Дирака статистики* электронов проводимости и *Зеемана эффекта*.

Зеемановское расщепление энергетич. зоны электронов (см. *Зонная теория*) в магн. поле $\boldsymbol{H}$ на две подзоны с противоположными проекциями спина сопровождается нарушением скомпенсиров. заселённости подзон (отвечающей распределению Ферми — Дирака). Более заселённой оказывается нижележащая (низкоэнергетич.) подзона, у электронов к-рой спиновый *магнитный момент* направлен по полю. В результате возникает положит. спиновая намагниченность (парамагнетизм). Её значение при произвольном виде плотности электронных состояний в зоне $N(\mathscr{E})$ и $H\to 0$ определяют численными методами из выражения

$$M(T,H\to 0)=\tfrac{1}{4}g^2\mu_B^2H\int N(\mathscr{E})[-\partial f(\mathscr{E},\mu)/\partial\mathscr{E}]d\mathscr{E} \qquad (1)$$

[*химический потенциал* $\mu(T)$ в ф-ции распределения Ферми — Дирака $f(\mathscr{E},\mu)$ задаётся условием постоянства общего числа электронов $n=\int N(\mathscr{E})f(\mathscr{E},\mu)d\mathscr{E}$, μ_B — магнетон Бора, $\mu(0)=\mathscr{E}_F$ — ферми-энергия]. *Спин-орбитальное взаимодействие* при расчётах считается слабым, усреднённая по электронным состояниям в окрестности $\mathscr{E}_F$ величина *Ланде множителя* близка к значению $g=2$ для свободных электронов.

При сильном вырождении ($kT,\ \mu_BH\ll\mathscr{E}_F$) для вычисления спиновой парамагн. восприимчивости $\chi_п$ используют разложение (1) до членов $\sim T^2$, к-рое описывает характерное для этой области насыщение классич. температурной зависимости

$$\chi_п(T)=\tfrac{1}{4}g^2\mu_B^2N(\mathscr{E}_F)\Big[1+\frac{(\pi kT)^2}{6}\cdot\frac{d^2\ln N(\mathscr{E})}{d\mathscr{E}^2}\Big|_{\mathscr{E}=\mathscr{E}_F}\Big]. \qquad (2)$$

Из этой ф-лы видно, что в первом приближении П. п. не зависит от темп-ры.

Величина и температурное поведение П. п. непосредственно связаны с видом ф-ции $N(\mathscr{E})$ вблизи энергии Ферми $\mathscr{E}_F$, а переход П. п. к классич. парамагнетизму определяет *вырождения температуру* $T_0=\mathscr{E}_F/k$. Напр., в жидком ^{3}He (см. *Гелий жидкий*), представляющем ферми-систему ядер, такой переход наблюдается при $T_0\approx 1$ К, тогда как для газа свободных электронов в металле он недостижим ($T_0\sim 10^5$ К). В реальных металлич. системах со сложным многозонным *дисперсии законом* величину T_0 задают ближайшие к ферми-уровню края перекрывающихся зон и др. экстремальные значения энергии $\mathscr{E}_к$, к-рым соответствуют особые точки и тонкая структура ф-ции $N(\mathscr{E})$. В случае $|\mathscr{E}_F-\mathscr{E}_к|=kT_0\ll\mathscr{E}_F$ характерные для перехода в классич. область аномалии спиновой восприимчивости проявляются при довольно низких темп-рах на фоне регулярного П. п. от вырожденных зон (напр., в Pd $T_0\approx 100$ К).

Колебания кристаллич. решётки, влияющие на ф-цию $N(\mathscr{E})$, несколько видоизменяют температурную зависимость П. п. Однако более существенную роль играют межэлектронные взаимодействия. Так, *обменное взаимодействие* понижает кулоновскую энергию электронов с одинаковым направлением спина, удерживая их вдали друг от друга (см. *Паули принцип*). Это способствует спиновой поляризации взаимодействующих электронов и усиливает спиновый парамагнетизм:

$$\chi_{ус}=\chi_п/(1-\alpha\chi_п)=S\chi_п \qquad (3)$$

(здесь α — параметр эфф. обменно-корреляц. взаимодействия в *среднего поля приближении*, $\chi_{ус}$ — магн. восприимчивость усиленного парамагнетизма). В системах с высокой плотностью состояний фактор усиления S может достигать больших значений [напр., $S(T=0)\approx$ ≈ 10 в Pd и ≈ 50 в $TiBe_2$] вплоть до появления спонтанной намагниченности при выполнении *Стонера критерия ферромагнетизма*: $\alpha\chi_п\geqslant 1$. В меру величины S проявляется коллективный характер термич. возбуждений в виде спин-флуктуац. добавки к параметру α в (3), к-рая может доминировать в поведении намагниченности $M(T,H)$ систем, близких к ферромагн. неустойчивости.

Наблюдение и однозначная интерпретация П. п. затруднены присутствием соизмеримых вкладов — *диамагнетизма* ионов и электронов проводимости в простых металлах и *ванфлековского парамагнетизма* в переходных металлах. Ряд явлений — электронный парамагн. резонанс, гиромагн. явления и сдвиг Найта — помогает выделить П. п. из общей намагниченности и исследовать его зависимость от темп-ры и магн. поля.

П. п. служит источником полезных сведений об энергетич. спектре и взаимодействиях электронов в системах с металлич. проводимостью.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд.,

М., 1985; Мория Т., Последние достижения теории магнетизма коллективизированных электронов, «УФН», 1981, т. 135, с. 117. *И. В. Свечкарёв.*

ПАУЛИ ПРИНЦИП — фундам. закон природы, заключающийся в том, что в квантовой системе две тождественные частицы с полуцелым спином не могут одновременно находиться в одном состоянии. Сформулирован в 1925 В. Паули для электронов в атоме и назван им принципом запрета, затем распространён на любые *фермионы*. В 1940 Паули показал, что принцип запрета — следствие существующей в *квантовой теории поля* связи спина и статистики; частицы с полуцелым спином подчиняются *Ферми — Дирака статистике*, поэтому волновая ф-ция системы одинаковых фермионов должна быть антисимметричной относительно перестановки любых двух фермионов; отсюда и следует, что в одном состоянии может находиться не более одного фермиона.

П. п. сыграл решающую роль в понимании закономерностей заполнения электронных оболочек атома, послужил исходным пунктом для объяснения атомных и молекулярных спектров. Фундаментальна роль П. п. в квантовой теории твёрдого тела и атомного ядра, а также в теории ядерных реакций и реакций между элементарными частицами.

Естественный для физики вопрос о том, с какой точностью П. п. подтверждается опытом, для самой своей постановки требует пересмотра ряда осн. положений квантовой теории. Такой альтернативной непротиворечивой схемы построить не удалось, и поэтому вообще нельзя говорить о количеств. характеристике отклонений от П. п. В рамках совр. представлений физики вынуждены считать, что П. п. является абсолютно строгим.

Лит.: Lüders G., Zumino B., Connection between spin and statistics, «Phys. Rev.», 1958, v. 110, p. 1450; Теоретическая физика 20 века. [Памяти В. Паули. Переводы], М., 1962; Стритер Р., Вайтман А. С., *PCT*, спин и статистика и всё такое, пер. с англ., М., 1966; Паули В., Физические очерки, Сб. ст., [пер. с англ.], М., 1975, с. 65; его же, Труды по квантовой теории, [пер. с нем.], т. 1—2, М., 1975—77; Фейнман Р., Почему существуют античастицы, пер. с англ., «УФН», 1989, т. 157, с. 163. *Л. Б. Окунь, В. П. Павлов.*

ПАУЛИ ТЕОРЕ́МА — устанавливает связь спина со статистикой (В. Паули, 1940) и утверждает, что поля, описывающие частицы с целым спином, квантуются по Бозе — Эйнштейну, а с полуцелым — по Ферми — Дираку. Соответственно все частицы подразделяются на *бозоны* и *фермионы*. П. т. фиксирует характер *перестановочных соотношений* между операторами рождения и уничтожения частиц: бозонные операторы связаны отношениями коммутации, фермионные — антикоммутации. Из-за возможности взаимного превращения частиц операторы рождения и уничтожения разл. фермионов также следует считать антикоммутирующими. П. т. обосновывает принцип запрета Паули нерелятивистской квантовой механики — невозможность нахождения двух электронов в одном и том же квантовом состоянии. Доказательство П. т. основывается на условиях *микропричинности*, а именно: использует независимость операторов полей в точках, разделённых пространственноподобным интервалом. При этом важна локальность квантовой теории поля (КТП). При формулировке КТП с помощью *функционального интеграла* П. т. заставляет описывать поля с полуцелым спином грассмановыми (антикоммутирующими) числами (см. *Грассмана алгебра*).

На первый взгляд П. т. делает невозможным симметричное описание частиц с целыми и полуцелыми спинами. Такое описание становится, однако, возможным при введении наряду с обычной пространственно-временно́й координатой x_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) грассмановых координат ϑ. Коэф. разложения поля (*суперполя*) $S(x, \theta)$ в ряд по θ являются бозонными и фермионными полями. Простейший пример отвечает одной грассмановой переменной. При этом суперполе $S(x, \theta)$ имеет вид $S(x, \theta) = \varphi(x) + \theta\Psi(x)$. Ряд по θ обрывается, т. к. $\theta^2 = 0$. Компоненты суперполя φ и ψ описывают соответственно бозон и фермион. Бозонно-фермионная симметрия получила назв. *суперсимметрии*.

Лит.: Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984. *М. И. Высоцкий.*

ПАУЛИ УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние нерелятивистской квантовой механики, описывающее движение заряж. частицы со спином $^1/_2$ (напр., электрона) во внеш. эл.-магн. поле. Предложено В. Паули в 1927.

П. у. является обобщением *Шрёдингера уравнения*, учитывающим наличие у частицы собственного механич. момента импульса — *спина*. Частица со спином $^1/_2$ может находиться в двух разл. спиновых состояниях с проекциями спина $+^1/_2$ и $-^1/_2$ на нек-рое (произвольно выбранное) направление, принимаемое обычно за ось z. В соответствии с этим *волновая функция* частицы $\psi(\boldsymbol{r}, t)$ (где $\boldsymbol{r}$ — координата частицы, t — время) является двухкомпонентной:

$$\psi(\boldsymbol{r},t) = \begin{pmatrix}\psi_1(\boldsymbol{r},t)\\ \psi_2(\boldsymbol{r},t)\end{pmatrix}.$$

При поворотах координатных осей ψ_1 и ψ_2 преобразуются как компоненты *спинора*. В пространстве спинорных волновых ф-ций скалярное произведение ψ и ψ' имеет вид

$$(\psi',\psi) = \int\left(\psi_1'^{*}\psi_1 + \psi_2'^{*}\psi_2\right)d\boldsymbol{r},$$

операторы физ. величин являются матрицами 2×2, к-рые для величин (наблюдаемых), не зависящих от спина, кратны единичной матрице.

В силу общих законов электродинамики электрически заряженная система с отличным от нуля спиновым моментом $\boldsymbol{s}$ обладает и магн. моментом, пропорциональным $\boldsymbol{s}$: $\boldsymbol{\mu} = g\boldsymbol{s}$ (g — гиромагн. отношение). Для орбитального момента $g = e/2mc$, где e — заряд, m — масса частицы; спиновое гиромагн. отношение оказывается в два раза большим: $g = e/mc$. Во внеш. магн. поле напряжённости $\boldsymbol{B}$ магн. момент обладает потенц. энергией $U = -\boldsymbol{\mu B}$, добавление к-рой в гамильтониан H электрона во внеш. эл.-магн. поле с потенциалами φ и $\boldsymbol{A}$ приводит к П. у.:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi; \quad H = \frac{\left(\boldsymbol{p} - \frac{e}{c}A\right)^2}{2m}I - \frac{e\hbar}{2mc}(\boldsymbol{\sigma B}) + e\varphi I, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{p}$ — оператор импульса, $\boldsymbol{\sigma}$ — *Паули матрицы* [оператор спина $\boldsymbol{s} = (\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$].

Предложенное первоначально на основе эвристич. соображений П. у. оказалось естеств. следствием релятивистски-инвариантного *Дирака уравнения* в слаборелятивистском приближении, в к-ром учитываются лишь первые члены разложения по обратным степеням скорости света.

Если напряжённость внеш. магн. поля не зависит от пространств. координат, то орбитальное движение частицы и изменение ориентации её спина происходят независимо. Волновая ф-ция при этом имеет вид $\psi(\boldsymbol{r}, t) = \Phi(\boldsymbol{r}, t)\chi(t)$, где $\Phi(\boldsymbol{r}, t)$ — скалярная ф-ция, подчиняющаяся ур-нию Шрёдингера, а спинор $\chi = \begin{pmatrix}\chi_1\\ \chi_2\end{pmatrix}$ удовлетворяет ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial\chi}{\partial t} = -\frac{e\hbar}{2mc}(\boldsymbol{\sigma B})\chi.$$

Из этого ур-ния следует, что ср. значение спина $\langle\boldsymbol{s}\rangle = \frac{\hbar}{2}(\chi^{+}\boldsymbol{\sigma}\chi)$ прецессирует вокруг направления магн. поля:

$$\frac{d}{dt}\langle\boldsymbol{s}\rangle = -\omega_B[\boldsymbol{n}\langle\boldsymbol{s}\rangle].$$

Здесь $\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор вдоль магн. поля.

На основе П. у. может быть рассчитано расщепление уровней энергии электронов в атоме во внеш. магн. по-

ле с учётом спина (*Зеемана эффект*). Однако более тонкие релятивистские эффекты в атомах, обусловленные спином электрона, могут быть описаны лишь при учёте более высоких членов разложения релятивистского ур-ния Дирака по обратным степеням скорости света (см. *Тонкая структура*). *Д. В. Гальцов.*

ПА́ШЕНА ЗАКО́Н — устанавливает, что наим. напряжение зажигания газового разряда между двумя плоскими электродами есть величина постоянная (характерная для данного газа) при одинаковых значениях произведения pd, где p — давление газа, d — расстояние между электродами. Сформулирован Ф. Пашеном (F. Paschen) в 1889. П. з.— частный случай закона подобия газовых разрядов: явления в разряде протекают одинаково, если при увеличении или уменьшении давления газа во столько же раз уменьшить или соответственно увеличить размеры разрядного промежутка, сохраняя его форму геометрически подобной исходной. П. з. справедлив с тем большей точностью, чем меньше p и d. См. также *Зажигания потенциал.*

Лит. см. при ст. *Электрические разряды в газах.*

ПА́ШЕНА СЕ́РИЯ — *спектральная серия* в спектрах атома водорода и водородоподобных ионов. В спектрах испускания П. с. получается при всех разрешённых излучательных квантовых переходах атома H (и H-подобных ионов) на уровень энергии с гл. квантовым числом $n = 3$ со всех вышележащих уровней энергии с $n_i > n$ (в спектрах поглощения — при обратных переходах).

ПА́ШЕНА — БА́КА ЭФФЕ́КТ — состоит в том, что в сильных магн. полях сложное зеемановское расщепление спектральных линий переходит в простое (см. *Зеемана эффект*). Сильными следует считать магн. поля напряжённостью H, вызывающие расщепление уровней энергии $\Delta\mathscr{E} = \mu_B H$ (μ_B — *магнетон* Бора), превышающее расщепление *тонкой структуры*. В таких полях происходит упрощение картины расщепления — наблюдается расщепление линии на три компоненты (зеемановский триплет). Обнаружен Ф. Пашеном и Э. Баком (E. Back) в 1912.

ПЕКЛЕ́ ЧИСЛО́ — безразмерное число, являющееся *подобия критерием* для процессов *конвективного теплообмена*. Названо по имени Ж. К. Пекле (J. C. Péclet). П. ч. $Pe = vl/a = c_p\rho v/(\lambda/l)$, где l — характерный линейный размер поверхности теплообмена, v — скорость потока жидкости относительно поверхности теплообмена, a — коэф. температуропроводности, c_p — теплоёмкость при пост. давлении, ρ — плотность и коэф. теплопроводности жидкости или газа. Число Pe характеризует отношение между конвективным и молекулярным процессами переноса теплоты в потоке жидкости или газа. При малых значениях Pe преобладает молекулярная теплопроводность, при больших — конвективный перенос теплоты. П. ч. связано с *Рейнольдса числом* Re и Прандтля числом Pr соотношением $Pe = Re \cdot Pr$.

ПЕЛЬТЬЕ́ ЭФФЕ́КТ — выделение или поглощение тепла на контакте двух разнородных проводников в зависимости от направления электрич. тока, текущего через контакт. Открыт Ж. Пельтье (J. Peltier) в 1834. Мощность тепловыделения $Q = \Pi_{12} j$, где j — плотность тока, $\Pi_{12} = \Pi_1 - \Pi_2$ (Π_1, Π_2 — абс. коэф. Пельтье контактирующих материалов, являющихся характеристиками этих материалов). Причина возникновения П. э. заключается в том, что ср. энергия носителей заряда (для определённости электронов), участвующих в электропроводности, в разл. проводниках различна, т. к. зависит от их энергетич. спектра, концентрации и механизма рассеяния (см. *Рассеяние носителей заряда*). При переходе из одного проводника в другой электроны либо передают избыточную энергию решётке, либо пополняют недостаток энергии за её счёт (в зависимости от направления тока). В первом случае вблизи контакта выделяется, а во втором — поглощается т. н. теплота Пельтье. Напр., на контакте полупроводник — металл (рис.) энергия электронов, переходящих из *полупроводника n-типа* в металл (левый контакт), значительно превышает энергию Ферми $\mathscr{E}_F$. Поэтому они нарушают тепловое равновесие в металле. Равновесие восстанавливается в результате столкновений, при к-рых электроны термализуются, отдавая избыточную энергию кристаллич. решётке. В полупроводник из металла (правый контакт) могут перейти только самые энергичные электроны, вследствие этого электронный газ в металле охлаждается. На восстановление равновесного распределения расходуется энергия колебаний решётки.



Эффект Пельтье на контактах полупроводник n-типа — металл; $\mathscr{E}_F$ — уровень Ферми; $\mathscr{E}_c$ — дно зоны проводимости полупроводника; $\mathscr{E}_v$ — потолок валентной зоны.

На контакте двух полупроводников или двух металлов также выделяется (или поглощается) теплота Пельтье, вследствие того, что ср. энергия участвующих в токе носителей заряда по обе стороны контакта различна.

Выражение для абс. коэф. Пельтье П (носители заряда — электроны) имеет вид

$$\Pi = \frac{1}{e}\left[\frac{\int_0^\infty \mathscr{E} v f_1(\mathscr{E}) d g(\mathscr{E})}{\int_0^\infty v f_1(\mathscr{E}) d g(\mathscr{E})} - \mathscr{E}_F\right], \qquad (1)$$

где $\mathscr{E}$, v — кинетич. энергия и скорость электронов, f_1 — неравновесная часть ф-ции распределения электронов, $g(\mathscr{E})$ — *плотность состояний*. Как видно из (1), коэф. П представляет собой отклонение ср. энергии носителей в потоке от энергии Ферми $\mathscr{E}_F$, отнесённое к единице заряда. Для определения П необходимо знать ф-цию $g(\mathscr{E})$ и найти $f_1(\mathscr{E})$, т. е. решить кинетич. ур-ние.

В случае параболич. закона дисперсии электронов проводимости $\mathscr{E}(p)$ (p — квазиимпульс) и степенно́й зависимости длины свободного пробега l от энергии при отсутствии вырождения в полупроводнике коэф. П определяется ф-лой

$$\Pi = \frac{1}{e}(r + 2 - \mathscr{E}_F/kT)kT. \qquad (2)$$

Здесь $r = d\ln l/d\ln\mathscr{E}$ — параметр рассеяния, T — абс. темп-ра (см. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле); $\mathscr{E}_F$ отсчитывается от дна зоны проводимости.

Как видно из (2), $e\Pi$ по абс. величине может достигать десятков kT. С увеличением концентрации электронов в вырожденном проводнике или уменьшением T величина П уменьшается и при $(\mathscr{E}_F/kT) \geqslant 4$:

$$\Pi = \frac{1}{e}\frac{\pi^2}{3}\frac{r+1}{\mathscr{E}_F}(kT)^2. \qquad (3)$$

Коэф. Пельтье связан с коэф. *термоэдс* α т. н. соотношением Томсона:

$$\Pi = \alpha T.$$

Это позволяет использовать для оценки П результаты микроскопич. теории для α. Коэф. Пельтье, являющийся важной техн. характеристикой материалов, как правило, не измеряется, а вычисляется по α, измерение к-рого более просто.

П. э. используется в термоэлектрич. холодильниках и термостатах, а также для управления процессом кристаллизации за счёт выделения или поглощения тепла на границе жидкой и твёрдой фаз при пропускании электрич. тока.

Лит.: Анселъм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Аскеров Б. М., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Стильбанс Л. С., Физика полупроводников, М., 1967.

З. М. Дашевский.

ПЕНЛЕВЕ́ УРАВНЕ́НИЯ — общее название группы из шести обыкновенных дифференц. ур-ний. Введены П. Пенлеве (P. Painlevé, 1900) и Б. Гамбье (B. Gambier, 1910) при классификации ур-ний типа $w'' = R(z, w, w')$, где R — ф-ция аналитическая по z и рациональная по w и w'.

Обычно П. у. записывают в след. виде:

$$\text{I}\quad w'' = 6w^2 + z,$$

$$\text{II}\quad w'' = 2w^3 + zw + a,$$

$$\text{III}\quad w'' = (w')^2 w^{-1} + (aw^2 + b)\exp z + (cw^3 + dw^{-1})\exp 2z,\quad |b| + |d| \neq 0,$$

$$\text{IV}\quad w'' = (w')^2 w^{-1}/2 + 3w^3/2 + 4zw^2 + 2(z^2 - \alpha)w + \beta w^{-1},$$

$$\text{V}\quad w'' = (w')^2\left(\frac{1}{2w} + \frac{1}{w-1}\right) - \frac{w'}{z} + \frac{(w-1)^2}{z^2}\left(\alpha w + \frac{\beta}{w}\right) + \gamma\frac{w}{z} + \delta\frac{w(w+1)}{w-1},$$

$$\text{VI}\quad w'' = \frac{(w')^2}{2}\left(\frac{1}{w} + \frac{1}{w-1} + \frac{1}{w-z}\right) - w'\left(\frac{1}{z} + \frac{1}{z-1} + \frac{1}{w-z}\right) + \frac{w(w-1)(w-z)}{z^2(z-1)^2}\left[\alpha + \beta\frac{z}{w^2} + \gamma\frac{z-1}{(w-1)^2} + \delta\frac{z(z-1)}{(w-z)^2}\right].$$

П. у. возникают при сведе́нии к обыкновенным дифференц. ур-ниям нек-рых *нелинейных уравнений математической физики*, в частности *Кортевега — де Фриса уравнения* (П. у. II), *синус-Гордона уравнения* (П. у. III), *Шрёдингера уравнения нелинейного* (П. у. IV).

Решения П. у. (трансцендентные ф у н к ц и и П е н л е в е — спец. ф-ции, не сводящиеся к известным) обладают с в о й с т в о м П е н л е в е: не имеют др. подвижных (т. е. зависящих от постоянных интегрирования или нач. данных) особенностей, кроме полюсов. Так, решения П. у. I—IV не имеют вообще никаких особенностей, кроме полюсов; решения П. у. V имеют неподвижные логарифмич. точки ветвления при $z = 0$ и $z = \infty$, а решения П. у. VI — при $z = 0$, $z = 1$ и $z = \infty$. Установление свойства Пенлеве позволяет находить интегрируемые варианты разл. моделей нелинейных явлений и мн. нелинейных ур-ний, решаемых при помощи *обратной задачи рассеяния метода*.

Лит.: А й н с Э. Л., Обыкновенные дифференциальные уравнения, пер. с англ., Хар., 1939; Г о л у б е в В. В., Лекции по аналитической теории дифференциальных уравнений, 2 изд., М.— Л., 1950; А р н о л ь д В. И., И л ь я ш е н к о Ю. С., Обыкновенные дифференциальные уравнения, в кн.: Итоги науки и техники. Современные проблемы математики, т. 1, М., 1985.

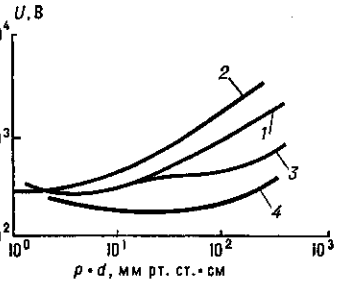
Ю. А. Данилов.

ПЕ́ННИНГА РАЗРЯ́Д — *тлеющий разряд* в продольном магн. поле. Впервые исследован Ф. Пеннингом (F. Penning) в 1937. Из-за большой длины пути электронов, движущихся по спиральным траекториям вокруг силовых линий H магн. поля, значительно возрастает вероятность ионизации, что обеспечивает существование разряда при низких давлениях p, вплоть до 10^{-5}—10^{-6} мм рт. ст. Значение $p_{\text{мин}}$ сильно зависит от конструкции разрядного устройства. Часто применяются коаксиальные системы, в к-рых П. р. может существовать вплоть до 10^{-13} мм рт. ст. П. р. используется в нек-рых типах вакуумметров, а также в эл.-магн. сорбционных вакуумных насосах.

Лит.: Г р а н о в с к и й В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971.

Л. А. Сена.

ПЕ́ННИНГА ЭФФЕ́КТ — снижение потенциала зажигания разряда в газе, обусловленное присутствием примеси др. газа, потенциал ионизации к-рого ниже энергии возбуждения метастабильного уровня осн. газа. Объяснение этого эффекта дано Ф. Пеннингом в 1928. В отсутствие примеси электроны, ускоренные в электрич. поле, отдают свою энергию атомам, переводя их в метастабильное состояние. Вследствие этого вероятность ионизации электронным ударом мала и напряжение зажигания оказывается высоким. При наличии примеси происходят столкновения возбуждённых метастабильных атомов осн. газа с атомами примеси, в результате чего последние ионизируются за счёт энергии, освобождающейся при переходе метастабильных атомов в осн. состояния (см. *Столкновения атомные*). Появление такой дополнит. ионизации приводит к снижению эфф. потенциала ионизации среды и, следовательно, к снижению напряжения зажигания разряда U. На рис. представлена зависимость U (в логарифмич. масштабе) от произведения давления газа p на расстояние d между электродами в чистом неоне (*1*), чистом аргоне (*2*), неоне с примесью $5 \cdot 10^{-4}$% аргона (*3*) и неоне с примесью 0,1% аргона (*4*).



Л. А. Сена.

ПЕ́РВАЯ КОСМИ́ЧЕСКАЯ СКО́РОСТЬ — см. *Космические скорости*.

ПЕРВИ́ЧНЫЕ ФЛУКТУА́ЦИИ (первичные возмущения) в р а н н е й В с е л е н н о й — малые отклонения Вселенной от точной однородности и изотропии на радиац.-доминиров. стадии. Радиац.-доминированной (горячей) наз. стадия, когда осн. вклад в полную плотность энергии материи вносили ультрарелятивистские частицы — фотоны эл.-магн. излучения с темп-рой $T = (2{,}75 \pm 0{,}1)\cdot(1 + z)$ К (см. *Микроволновое фоновое излучение*), а также нейтрино и др. возможные элементарные частицы с массой покоя $m \ll kT/c^2$ [z — *красное смещение*, $1 + z = R(t_0)/R(t)$, где $R(t)$ — *масштабный фактор* расширяющейся Вселенной, t_0 — настоящий момент времени; на этой стадии $R(t) \sim \sqrt{t}$]. В стандартной модели с *Фридмана — Робертсона — Уокера метрикой* Вселенная является радиац.-доминированной при $z > 10^4\,(H/50)^2\,\varkappa^{-1}$, где H — постоянная Хаббла в км/(с·Мпк), $\varkappa$ — отношение полной плотности энергии всех ультрарелятивистских частиц к плотности энергии реликтового эл.-магн. излучения в настоящее время ($\varkappa \sim 1$).

Для того чтобы совместить очевидную сильную неоднородность Вселенной в масштабах, меньших $10(H/50)^{-1}$ Мпк (где вещество сконцентрировано в таких объектах, как галактики, звёзды, планеты и т.д.), с наблюдат. фактом её однородности и изотропии в больших масштабах, необходимо принять, что на радиац.-доминиров. стадии эволюции Вселенной существовали малые П. ф. *метрики пространства-времени* с характерной безразмерной амплитудой 10^{-4}—10^{-5}. Галактики и др. локализов. объекты возникли из этих П. ф. вследствие *гравитационной неустойчивости* — роста неоднородных флуктуаций метрики пространства-времени и плотности вещества на более поздней стадии, когда осн. вклад в плотность энергии материи вносило нерелятивистское вещество (включая барионы) с давлением $p \ll \rho c^2$, где ρ — плотность вещества; на этой стадии $R(t) \sim t^{2/3}$. Существование гравитац. неустойчивости П. ф. для *адиабатических флуктуаций* на стадии доминирования нерелятивистского вещества следует как из точных ур-ний релятивистской *космологии*, основанной на общей теории относительности, так и из нерелятивистского (ньютоновского) приближения к ним, и фактически было известно ещё И. Ньютону. Малость П. ф. в момент рекомбинации водорода при $z \simeq 10^3$ [по крайней мере, в масштабах, превышающих $(H/50)^{-1}$ Мпк в настоящее время] подтверждается наблюдат. фактом отсутствия недипольных флуктуаций темп-ры реликтового эл.-магн. излучения на уровне $\Delta T/T \sim 10^{-4}$ в угл. масштабах от 20′′ до 180° (верх. пределы на $\Delta T/T$ в интервале 10°—180° прибл. в 3 раза меньше).

Теоретич. исследование (Е. М. Лифшиц, 1946) показывает, что П. ф. могут быть след. типов.

А д и а б а т и ч. ф л у к т у а ц и и описываются возмущениями метрики Фридмана — Робертсона — Уокера скалярного типа, к-рые эффективно сводятся к неоднородному возмущению ньютоновского гравитац. потенциала и связанному с ним возмущению полной плотности энергии вещества. Кроме того, у вещества появляется потенциальная (т. н. пекулярная) скорость относительно выделенной «космологич.» системы отсчёта, в к-рой невозмущённая метрика пространственно однородна. В зависимости от характера временно́й эволюции адиабатич. флуктуации принадлежат к растущей (квазиизотропной) или падающей моде. Только первая мода совместима с условием малости П. ф. при $z \simeq 10^3$. Для растущей моды П. ф. безразмерная амплитуда возмущений метрики в синхронной системе отсчёта не зависит от времени на нач. стадиях расширения Вселенной, когда пространственный масштаб флуктуаций $L \sim R(t)$ больше размера космологич. горизонта (границы области двусторонней причинной связанности, см. *Вселенная*) $L_h \sim ct$, каковы бы ни были свойства вещества (необходимо только выполнение *причинности принципа*). Поэтому, с точки зрения классич. теории гравитации, эта амплитуда (10^{-4}—10^{-5}) должна быть задана как нач. условие для Вселенной в момент её выхода из *сингулярности космологической* (Большого Взрыва), $t = 0$.

Анализ наблюдат. данных показывает, что вектор ускорения для нашей Галактики, определяемый по расположению видимого вещества (галактик и их скоплений) вокруг неё, отклоняется менее чем на 10% от вектора скорости Галактики относительно системы отсчёта, в к-рой плотность импульса реликтового эл.-магн. излучения равна нулю (отличие угла отклонения от нуля находится в пределах ошибок измерений). Последняя скорость определяется величиной и угл. расположением дипольной анизотропии темп-ры реликтового излучения и практически совпадает с пекулярной скоростью Галактики относительно «космологич.» системы отсчёта. Это является важным доводом в пользу того, что галактики образовывались именно из адиабатич. П. ф., для к-рых векторы пекулярной скорости и ускорения строго коллинеарны.

В е к т о р н ы е (в р а щ а т е л ь н ы е) ф л у к т у а ц и и характеризуются возмущениями метрики Фридмана — Робертсона — Уокера векторного типа (не сводимыми к градиенту от скалярной ф-ции) и вихревой пекулярной скоростью вещества. При этом возмущение плотности энергии вещества равно нулю. Этот тип возмущений несовместим с малостью П. ф. на ранних стадиях эволюции Вселенной, поэтому совр. космологич. теории предсказывают отсутствие векторных П. ф. (вторичные вихревые флуктуации скорости вещества могут возникнуть из адиабатич. П. ф. при $z \leqslant 10$ за счёт разл. нелинейных эффектов).

Первичные т е н з о р н ы е ф л у к т у а ц и и метрики Фридмана — Робертсона — Уокера (не сводимые к градиентам скаляров и компонент векторов) представляют собой *гравитационные волны*, образовавшиеся в момент Большого Взрыва. Та мода гравитац. волн, к-рая совместима с нач. изотропией Вселенной (т. н. квазиизотропная мода), характеризуется не зависящей от времени амплитудой тензорных П. ф. на стадии, когда пространственный масштаб флуктуаций L много больше размера космологич. горизонта L_h.

Существует ещё один тип П. ф. (не рассмотренный Лифшицем), к-рый возникает, когда вещество, заполняющее Вселенную, состоит из двух или неск. разл. компонент (сортов), напр. барионы и излучение или барионы с излучением и нейтрино. Тогда в режиме $L \gg L_h$ существует $(n - 1)$ мод П. ф., где n — число разл. компонент вещества, в к-рых флуктуирует только уд. состав вещества, точнее говоря, флуктуации полной плотности энергии вещества и метрики пространства-времени малы [в отношении $(L_h/L)^2$] по сравнению с флуктуациями плотности энергии отд. компонент. Для вещества, состоящего из барионов и излучения ($n = 2$), такую моду П. ф. наз. и з о т е р м и ч е с к о й, или э н т р о п и й н о й. В более общем случае (особенно когда часть вещества составляют слабовзаимодействующие частицы, напр. нейтрино и др.) правильнее говорить об и з о э н е р г е т и ч. (и з о м е т р и ч.) П. ф. Когда в ходе расширения Вселенной условие $L \gg L_h$ перестаёт выполняться, изоэнергетич. моды П. ф. перемешиваются с адиабатическими (исключение составляет только случай, когда компоненты имеют одинаковые ур-ния состояния). Поэтому изоэнергетич. П. ф., подобно адиабатич. П. ф., могут привести к образованию локализов. объектов и крупномасштабной структуры Вселенной.

Происхождение П. ф. По мере движения в прошлое к космологич. сингулярности ($t = 0$) в изотропной космологич. модели Фридмана все флуктуации попадают в режим $L \gg L_h$ [в частности, все масштабы, превышающие $50(H/50)^{-2} \cdot \varkappa^{1/2}$ Мпк в настоящее время, находились в этом режиме в момент перехода от радиац.-доминиров. стадии эволюции Вселенной к стадии доминирования нерелятивистского вещества]. В этом режиме П. ф. не могут быть созданы никакими локальными физ. процессами вследствие принципа причинности. Поэтому в классич. космологии П. ф. изначально возникают в космологич. сингулярности. Математически это означает, что их величина и пространственное распределение (или спектр в фурье-представлении) должны быть произвольно заданы при $t = 0$ в качестве нач. условий для ур-ний тяготения Эйнштейна (см. *Тяготение*). Не используя наблюдательных данных, ничего более про тип, амплитуду и спектр П. ф. сказать нельзя; иными словами, свойства П. ф. невозможно предсказать априори. В этом состоит проблема нач. условий классич. космологии.

Задача любой квантовой или полуквантовой космологии — вывести свойства П. ф. исходя из первичных принципов и ур-ний. Эта задача решается в модели *раздувающейся Вселенной*, в к-рой радиац.-доминиров. стадии Вселенной предшествует (при очень больших значениях кривизны пространства-времени) деситтеровская стадия квазиэкспоненциального расширения (см. *Де Ситтера пространство-время*, *Квантовая теория гравитации*). В простейшем варианте этой модели — с одним эффективным скалярным полем, ответственным за существование деситтеровской стадии, — предсказывается, что П. ф. с совр. масштабом $L \gg 1$ см принадлежат исключительно к квазиизотропным адиабатич. и тензорным модам, а их амплитуда h слабо зависит от L ($|d\log h/d\log L| \ll 1$; говорят, что такие П. ф. имеют плоский спектр, или спектр Зельдовича — Гаррисона). В усложнённых вариантах модели с неск. скалярными полями на деситтеровской стадии генерируются ещё и изоэнергетич. П. ф. (называемые в данном случае также изоинфлатонными), а спектр адиабатич. П. ф. может быть более сложным.

Способы исследования П. ф. Свойства П. ф. можно, в принципе, определить из наблюдательных данных о совр. строении Вселенной. Практически наиб. важная информация об адиабатич. П. ф. с совр. масштабом $L = (1—10^4)$ Мпк следует из вида корреляц. ф-ции галактик и их скоплений, характеристик *крупномасштабной структуры Вселенной* (напр., распределения пустот — областей пространства, свободных от галактик, — по размерам) и из данных об угл. анизотропии темп-ры реликтового эл.-магн. излучения $\Delta T/T$ (пока надёжно обнаружена только анизотропия дипольного типа). Гравитац. волны, возникшие из тензорных П. ф., также дают вклад в $\Delta T/T$ (этот эффект наиб. чувствителен к интервалу длин волн 10^2—10^4 Мпк). Наконец, гравитац. волны с частотами, большими 10^{-10} Гц, можно искать как в прямых экспериментах (наиб. перспективным здесь является использование космич. лазерных интерферо-

метров), так и путём многолетнего слежения за флуктуациями времени прихода радиоимпульсов от пульсаров с миллисекундными периодами.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Монин А. С., Полубаринова-Кочина П. Я., Хлебников В. И., Космология, гидродинамика, турбулентность. А. А. Фридман и развитие его научного наследия, М., 1989. *А. А. Старобинский.*

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ — закон сохранения энергии для термодинамич. системы, согласно к-рому работа может совершаться только за счёт теплоты или к.-л. др. формы энергии. Поэтому работу и кол-во теплоты можно измерять в одних единицах — Джоулях (1 Дж = 0,239 кал = 0,102 кгс/м). П. н. т. сформулировано как закон природы Ю. Р. Майером (J. R. Mayer) в 1842 и установлено экспериментально Дж. Джоулем (J. Joule) в 1843. П. н. т. можно формулировать как невозможность существования *вечного двигателя* 1-го рода, к-рый совершал бы работу, не черпая энергию из к.-л. источника.

Согласно П. н. т., теплота Q, сообщаемая системе, равна сумме приращения внутр. энергии U и работы, производимой системой против внеш. сил:

$$Q = U_2 - U_1 + A;$$

при бесконечно малом изменении состояния системы:

$$\delta Q = dU + \delta A, \qquad (1)$$

где δQ — бесконечно малое кол-во теплоты, передаваемой системе, δA — работа, совершаемая системой против внеш. сил, dU — изменение её внутр. энергии.

Ур-ние (1) является определением величины dU, т. к. δQ и δA — независимо измеряемые величины. П. н. т. утверждает, что dU есть полный дифференциал нек-рой ф-ции U (величины δQ и δA, вообще говоря, не являются полными дифференциалами). Т. о., любая термодинамич. система обладает ф-цией состояния — энергией U, зависящей лишь от параметров, определяющих равновесное состояние системы, и не зависящей от процесса, к-рым система была приведена в это состояние. Передаваемое тепло Q и работа A зависят от пути, по к-рому совершается процесс, т. к. величины δQ и δA не есть полные дифференциалы. В системах, обменивающихся со средой веществом и энергией, в П. н. т. следует учитывать энергию Z, передаваемую при переносе массы: $Q = U_2 - U_1 + A + Z$.

Энергию U можно экспериментально определить, измеряя работу, совершаемую адиабатически замкнутой термодинамич. системой (т. е. при $Q = 0$), тогда $A_{ад} = U_2 - U_1$, что определяет U с точностью до аддитивной постоянной. Работу A можно определить по изменениям параметров системы. Напр., при бесконечно малом расширении однородной системы (жидкости или газа) при давлении P её работа $\delta A = PdV$ и, следовательно, $A = \int PdV$. Ур-ние (1) в этом случае имеет вид

$$\delta Q = dU + PdV.$$

В общем случае, если система характеризуется n экстенсивными параметрами $a_1, \ldots, a_n$ и обобщёнными силами $X_1, \ldots, X_n$, элементарная работа

$$\delta A = \sum_{i=1}^{n} X_i da_i. \qquad (2)$$

П. н. т. можно формулировать также с помощью *энтальпии* $H = U + PV$, т. к.

$$\delta Q = dH - VdP.$$

Такая форма удобна для применения П. н. т. к стационарным процессам (см. *Джоуля — Томсона эффект*).

П. н. т. имеет многочисленные приложения, особенно эффективные при использовании также и *второго начала термодинамики*. Следствием П. н. т. является формула Майера для разности между теплоёмкостью при постоянном давлении и при постоянном объёме:

$$C_P - C_V = [P + (\partial U/\partial V)_T](\partial V/\partial T)_P,$$

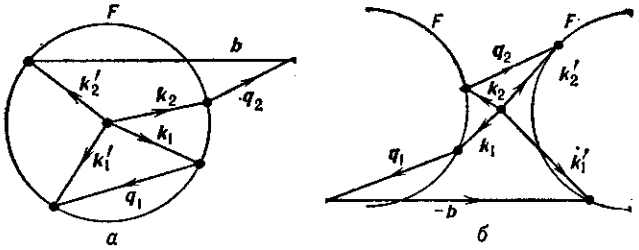
эта величина означает кол-во тепла, перешедшее в работу.

В феноменологич. термодинамике внутр. энергию $U = U(V,T)$ рассматривают как экспериментально измеряемую ф-цию (*калорическое уравнение состояния*). Статистич. физика позволяет теоретически рассчитать ур-ние состояния исходя из законов взаимодействия между молекулами и вывести соотношение (2). При этом одновременно получается статистич. обоснование как П. н. т., так и 2-го начала термодинамики.

Лит.: Ван-дер-Ваальс И. Д., Констамм Ф., Курс термостатики, [пер. с нем.], ч. 1, М., 1936; Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.— Л., 1948; Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Новиков И. И., Термодинамика, М., 1984. *Д. Н. Зубарев.*

ПЕРЕБРОСА ПРОЦЕССЫ (U-процессы, от нем. Umklapp — переброс) — акты рассеяния *квазичастиц*, в частности электронов проводимости и дырок, при к-рых полный *квазиимпульс* (измеренный в единицах $\hbar$) всех квазичастиц после рассеяния отличается от полного квазиимпульса до рассеяния на вектор $\boldsymbol{b}$ *обратной решётки*. Причиной несохранения квазиимпульса является периодич. потенциал в кристалле, на фоне к-рого «разыгрывается» рассеяние. Акты рассеяния, в к-рых полный квазиимпульс сохраняется, наз. нормальными (N-процессы).

Разбиение всех актов рассеяния на U- и N-процессы зависит от того, как выбрана элементарная ячейка *импульсного пространства*. Рис. иллюстрирует рас-



сеяние электрона вблизи поверхности Ферми F при поглощении фонона. Если в качестве элементарной ячейки выбрана первая *Бриллюэна зона* (рис., *а*), то при переходе электрона из состояния с импульсом $\mathbf{k}_1$ в состояние с импульсом $\mathbf{k}_1'$ с поглощением фонона с квазиимпульсом $\boldsymbol{q}_1$ полный нач. квазиимпульс $\mathbf{k}_1 + \boldsymbol{q}_1$ лежит внутри этой зоны, и поэтому он равен конечному $\mathbf{k}_1' = \mathbf{k}_1 + \boldsymbol{q}_1$. Т. о., $\mathbf{k}_1 \to \mathbf{k}_1'$ есть N-процесс. При переходе $\mathbf{k}_2 \to \mathbf{k}_2'$ с поглощением фонона с импульсом $\boldsymbol{q}_2$ вектор $\mathbf{k}_2 + \boldsymbol{q}_2$ лежит вне зоны Бриллюэна, и поэтому $\mathbf{k}_2' = (\mathbf{k}_2 + \boldsymbol{q}_2) + \boldsymbol{b}$, т. е. U-процесс. На рис. (*б*) элементарная ячейка пространства получена из зоны Бриллюэна сдвигом на $-\boldsymbol{b}/2$. При этом $\mathbf{k}_1' \to \mathbf{k}_1'$ является U-процессом, а $\mathbf{k}_2 \to \mathbf{k}_2'$ — N-процессом. Хотя относительно каждого конкретного акта рассеяния нельзя сказать, нормальный он или с перебросом, но при любом выборе элементарной ячейки существуют процессы обоих типов.

Наличие П. п. означает, что при рассеянии квазичастиц происходит не только обмен квазиимпульсом между ними (напр., внутри электронно-фононной системы), но и передача импульса кристаллу как целому, т. е. тем его степеням свободы, к-рые ответственны за движение «жёсткого» кристалла. По этой причине П. п. приводят к диссипации импульса системы квазичастиц и могут быть причиной тепло- и электросопротивления (в отличие от N-процессов; см. *Межэлектронное рассеяние*). Результат вычисления таких макроскопич. характеристик не зависит от выбора элементарной ячей-

ки, т. е. от способа разделения всех процессов на N- и U-процессы.

Лит.: Займан Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984.

И. Б. Левинсон.

ПЕРЕВА́ЛА МЕ́ТОД — способ оценки интегралов, подынтегральные ф-ции к-рых имеют резкий максимум. Обычно П. м. применяют для оценки интегралов вида

$$I(\lambda) = \int_\gamma dz f(z)\exp[\lambda q(z)],$$

где λ — большой параметр, $\lambda \to \infty$, γ — контур в комплексной плоскости z, ф-ции $f(z)$ и $q(z)$ аналитичны в области, содержащей γ. П. м. позволяет получить *асимптотическое разложение* интеграла $I(\lambda)$. Суть П. м. заключается в том, что для подынтегральной ф-ции с резким максимумом осн. вклад в интеграл даёт малая окрестность точки максимума z_0. Преобразуя путь интегрирования и производя замену переменных, добиваются того, чтобы наиб. вклад в интеграл давала окрестность z_0 как можно меньшего размера, а подынтегральная ф-ция имела наиб. простой вид. Получающиеся эталонные интегралы часто удаётся вычислить. Простейший вариант П. м. был использован П. Лапласом (P. Laplace) в 1820, затем он был развит в работах Б. Римана (B. Riemann) в 1863 и П. Дебая (P. Debye) в 1909.

На первом этапе вычислений контур γ деформируют в контур с теми же концами, проходящий через с т а ц и о н а р н ы е т о ч к и z_0 ф-ции $q(z)$ [точки, в к-рых $q'(z)=0$]. Стационарная точка является седловой точкой поверхности $u = u(x, y) = \mathrm{Re}q(z)$, $z = x + iy$. Наиб. удобный путь интегрирования совпадает с линией, вдоль к-рой $\mathrm{Im}\ q(z)$ постоянна, а $\mathrm{Re}q(z)$ убывает быстрее всего (п е р е в а л ь н ы й к о н т у р, путь наибыстрейшего спуска), тогда вычисление интеграла сводится к интегрированию по вещественной переменной. Др. возможность — выбор линии с постоянной $\mathrm{Re}q(z)$, в этом случае П. м. переходит в метод стационарной фазы. Если при переходе к перевальному контуру встречаются особые точки ф-ции $f(z)$, соответствующие вклады учитывают с помощью *Коши теоремы*. Если в рассматриваемой области $q'(z)$ не имеет нулей, осн. вклад в интеграл даёт окрестность одного из концов контура интегрирования.

На след. этапе вычислений производят замену переменной $\tau(s) = q(z)$ так, чтобы максимум ф-ции τ достигался при $s = 0$, а производная $\tau'(s)$ обладала нулями такого же порядка, как и ф-ция $q'(z)$. От выбора $\tau(s)$ зависит вид эталонного интеграла.

1. Если $q'(z)$ имеет в точке z_0 нуль порядка m, а $f(z)$ регулярна вблизи z_0, то $\tau(s) = q(z_0) - s^{m+1}$. Эталонный интеграл выражается через гамма-функцию (см. *Эйлера интегралы*).

2. Если $q'(z)$ имеет два близко расположенных простых нуля $z_{1,2}$, то $\tau(s) = a_0 + \sigma s - s^3/3$, $\sigma \to 0$, a_0 — постоянная. Эталонный интеграл выражается через *Эйри функцию*. Если σ конечна, то надо учитывать вклады каждого нуля отдельно (случай 1).

3. Три равноотстоящих нуля, расположенных близко друг к другу. Подстановка $\tau(s) = a_0 - (a + s^2)^2$, эталонный интеграл выражается через *параболического цилиндра функцию*.

4. Если вблизи z_0 имеется полюс ф-ции $f(z)$, то интеграл разбивается на две части, одна из к-рых соответствует случаю 1, а вторая выражается через интеграл вероятности или *Френеля интеграл* (см. *Интегральные функции*).

5. Если $f(z)$ имеет точку ветвления 1-го порядка вблизи простой седловой точки, то интеграл выражается через ф-цию параболич. цилиндра.

6. Седловая точка находится вблизи концевой точки контура интегрирования, но не совпадает с ней. Эталонный интеграл выражается через интеграл Френеля.

Напр., если ф-ция $f(z)$ не имеет особенностей вблизи изолиров. седловой точки 1-го порядка z_0, т. е. точки, в к-рой $q'(z_0) = 0$, $q''(z_0) \neq 0$, то асимптотич. значение $I(\lambda)$ таково:

$$I(\lambda) \sim [-2\pi/\lambda q''(z_0)]^{1/2} f(z_0) e^{\lambda q(z_0)}, \quad \lambda \to \infty,$$

аналогично получают асимптотич. разложение интеграла $I(\lambda)$ по степеням λ^{-1}.

П. м. можно применять и в многомерном случае. Напр., для кратного вещественного интеграла

$$I_n(\lambda) = \int \dots \int dx_1 \dots dx_n f(\boldsymbol{x}) \exp[-\lambda q(\boldsymbol{x})],$$

имеющего простую стационарную точку $\boldsymbol{x}_0 = (x_{10}, \dots, x_{n0})$, и для ф-ции $f(\boldsymbol{x})$, регулярной вблизи $\boldsymbol{x}_0$, асимптотич. оценка имеет вид

$$I_n(\lambda) \sim f(\boldsymbol{x}_0) e^{-\lambda q(\boldsymbol{x}_0)} (2\pi/\lambda)^{n/2} \left| \det(\partial^2 q/\partial x_i \partial x_j) \right|^{-1/2}_{\boldsymbol{x} = \boldsymbol{x}_0}.$$

Возможность перехода к эталонному интегралу в случае многомерной перевальной точки определяется л е м м о й М о р с а, в соответствии с к-рой в окрестности невырожденной перевальной точки существует такая система локальных координат $z_1, \dots, z_n$, что $f(z) = f(0) + z_1^2 + \dots + z_n^2$. В тех случаях, когда при замене переменных возникают особенности, структуру эталонных интегралов определяют методами теории дифференцируемых отображений (см. *Катастроф теория*).

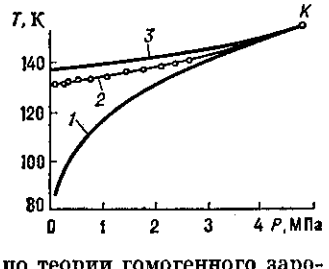
П. м. зачастую является единств. средством оценки интегралов, его применяют в разл. задачах матем. и статистической физики, распространения и рассеяния волн, диффузии и теплопроводности, при исследовании *специальных функций*, *интегральных преобразований* и др.

Лит.: Джеффрис Г., Свирлс Б., Методы математической физики, пер. с англ., в. 3, М., 1970, гл. 17; Федорюк М. В., Метод перевала, М., 1977; Фелсен Л., Маркувиц Н., Излучение и рассеяние волн, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 4; Олвер Ф., Введение в асимптотические методы и специальные функции, пер. с англ., М., 1978.

В. Е. Рокотян.

ПЕРЕГРЕ́В — 1) нагрев пара выше температуры насыщения $T_{\text{нас}}$ при заданном давлении. С увеличением П. ($T - T_{\text{нас}}$) пар становится всё более ненасыщенным. Перегретый водяной пар широко применяется в теплотехнике, в частности на тепловых электростанциях.

2) Нагрев конденсиров. фазы до темп-ры, превышающей темп-ру равновесия с др. фазой, так что исходная фаза оказывается в *метастабильном состоянии*. Предельный П. соответствует с п и н о д а л и — границе термодинамич. устойчивости однородной системы [условие $(\partial P/\partial V)_T = 0$]. Жидкости удаётся перегреть значительно выше темп-ры равновесия с паром $T_{\text{нас}}$. П. можно достичь не только повышением T, но и уменьшением внеш. давления P ниже $P_{\text{нас}}(T)$. Существование П. жидкости обеспечивает конечную скорость *парообразования*. Однако парообразование затрудненс, если нет открытой поверхности и парогазовых пузырьков в объёме и на стенках. Гомогенное (флуктуац.) появление зародышей с заметной частотой происходит только при достаточно большом П. ($T - T_{\text{нас}}$) или ($P_{\text{нас}} - P$). На рис. кружками отмечены эксперим. значения T для гомогенного вскипания аргона при изобарич. нагреве в стеклянной трубке: *1* — линия насыщения, *К* — *критическая точка*, линия *2* соответствует ожидаемым П. по теории гомогенного зародышеобразования для условий опыта, *3* — спинодаль.



Метастабильным состояниям отвечает П. низкотемпературной фазы при полиморфных превращениях. П. можно наблюдать при переходе сверхпроводник — нормальный металл в магн. поле.

Лит.: Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983; Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии, М., 1980. *В. П. Скрипов.*

ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ — см. *Линии передачи.*

ПЕРЕДАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ — группа электронно-лучевых приборов, предназначенных для преобразования изображений движущихся и неподвижных объектов в световых, ИК-, рентг. и др. лучах в последовательность электрич. сигналов на передающем конце телевиз. систем (вещательных, промышленных, медицинских, дефектоскопических и др.). Специфич. элементом П. э.-л. т. является двумерный фоточувствит. слой, на к-рый проецируется передаваемое изображение. В зависимости от вида используемого фотоэлектрич. явления различают слои, обладающие способностью испускать электроны под воздействием эл.-магн. излучения (см. *Фотоэффект внешний*), называемые фотокатодами, и слои, в к-рых излучение приводит к изменению их сопротивления (см. *Фотоэффект внутренний*, *Фотопроводимость*).

Из П. э.-л. т. с внеш. фотоэффектом применяются суперортиконы и диссекторы. В суперортиконе (рис. 1) электроны, эмитируемые фотокатодом *1*, ускоряются электрич. полем и фокусируются магн. полем

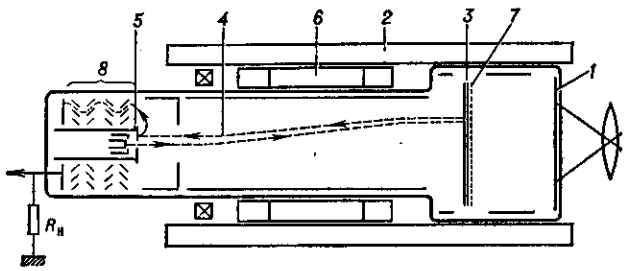


Рис. 1.

длинной фокусирующей катушки *2* на тонкой двусторонней мишени *3* из полупроводящего стекла так, что вышедшие из одной точки фотокатода электроны приходят в одну точку мишени и, выбивая из неё вторичные электроны, заряжают её положительно (см. *Вторичная электронная эмиссия*). Др. сторона мишени периодически построчно сканируется пучком *4* медленных электронов, к-рый формируется электронной пушкой *5*, фокусируется той же катушкой *2* и отклоняется поперечным магн. полем двух пар отклоняющих катушек *6*. Появляющиеся на мишени за счёт вторичной эмиссии под воздействием электронов с фотокатода заряды в промежутке времени между двумя проходами пучка *4* накапливаются на ёмкости между обращённой к фотокатоду стороной мишени и мелкоструктурной сеткой *7*, что приводит к локальному повышению потенциала обеих сторон мишени, пропорциональному освещённости соответствующих участков фотокатода. При сканировании мишени пучком потенциал мишени понижается, а часть электронов пучка, тем бо́льшая, чем меньше накопленный заряд, отражается от неё и направляется на электронный умножитель *8*, с нагрузки к-рого $R_н$ снимается усиленный сигнал. Остающаяся при этом между обеими сторонами мишени разность потенциалов устраняется за время передачи одного кадра изображения после прохода пучка за счёт конечной проводимости материала мишени. Суперортиконы являются наиб. чувствительными к свету П. э.-л. т., работоспособны в разных модификациях при освещённости на фотокатоде от 10^{-1} до 10^{-4} лкс и применяются поэтому в спец. областях телевиз. техники в условиях низкой освещённости.

В диссекторе (рис. 2) поэлементная генерация сигнала производится без помощи электронного пучка путём отклонения в двух взаимно перпендикулярных направлениях магн. катушками *1* всего электронного потока с фотокатода *2*. Поток фокусируется катушкой *3* или эл.-статич. электронными линзами в плоскости диафрагмы *4*. Ток, проходящий через отверстие диафрагмы от соответствующего элемента фотокатода в процессе отклонения, усиленный электронным умножителем *5*, представляет собой видеосигнал, выделяемый на нагрузке $R_н$. Поскольку в диссекторах не используется эффект накопления зарядов, их чувствительность к свету недостаточна для работы в нормальных телевиз. режимах с передачей 25 кадров/с, но позволяет реализовать передачу в специальных малошумящих узкополосных телевиз. системах с малой частотой передачи кадров, в к-рых др. виды П. э.-л. т. неприменимы.

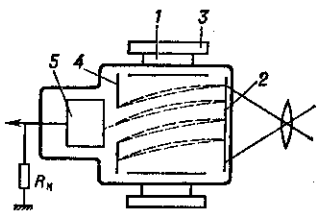


Рис. 2.

В вещательном чёрно-белом и цветном телевидении и нек-рых спец. областях, где ранее применялись суперортиконы, монопольное положение заняли П. э.-л. т. с внутр. фотоэффектом на основе фотопроводимости (см. *Видикон*).

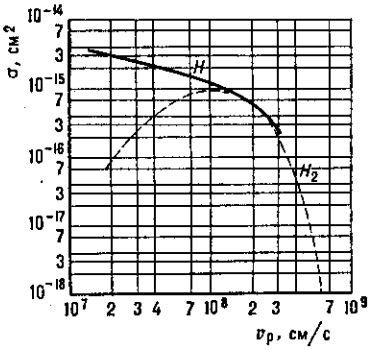
Лит.: Гершберг А. Е., Передающие телевизионные трубки с внутренним фотоэффектом, 2 изд., Л., 1973; Жигарев А. А., Шамаева Г. Г., Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы, М., 1982. *В. Л. Герус.*

ПЕРЕЗАРЯДКА ИОНОВ — элементарный процесс взаимодействия положительного иона с нейтральным атомом (молекулой) газа, при к-ром один из электронов нейтральной частицы переходит к иону. П. и. происходит по схеме: $A^+ + B^0 \to A^0 + B^+$ (верх. индексы указывают заряд частицы). Если при П. и. внутр. энергия системы взаимодействующих частиц не меняется, то перезарядка наз. резонансной. Обмен электроном между атомарным ионом и атомом того же элемента (или между молекулярными ионом и молекулой того же вещества) — пример такой симметричной резонансной перезарядки.

Вероятность П. и. определяется эфф. сечением перезарядки σ, к-рое зависит от рода сталкивающихся частиц, их относит. скорости v и т. н. параметра Месси $\xi = a\Delta\mathscr{E}/\hbar v$ (a — расстояние порядка атомных размеров, $\Delta\mathscr{E}$ — изменение внутр. энергии). В случае симметричной резонансной П. и. параметр Месси равен 0, т. к. $\Delta\mathscr{E}=0$, и сечение перезарядки σ монотонно растёт с уменьшением скорости столкновения и при тепловых энергиях может значительно превышать газокинетич. сечение.

Для нерезонансной перезарядки в зависимости $\sigma(v)$ имеется максимум при $\xi \sim 1$; при больших скоростях столкновения ($\xi \ll 1$) поведение $\sigma(v)$ такое же, как для симметричной резонансной перезарядки, а при малых скоростях столкновения ($\xi \gg 1$) сечение экспоненциально падает с уменьшением v.

Типичным примером П. и. может быть перезарядка протонов на атомах (симметричная резонансная П. и.) и молекулах (нерезонансная П. и.) водорода (рис.).



Эффективные сечения перезарядки ионов в атомарном и молекулярном водороде.

Возможна также резонансная П. и. с образованием возбуждённого атома, когда электрон захватывается на один из свободных верхних энергетич. уровней.

В электроотрицательных газах возможна П. и., при

к-рой положит. ион захватывает два электрона, превращаясь в отрицат. ион. П. и. возможна вблизи поверхности металла. При этом ион нейтрализуется электроном металла.

П. и. играет существ. роль в балансе частиц высокотемпературной плазмы; определяет торможение пучка атомов, инжектированных в плазму того же элемента, *подвижность* ионов в собств. газе, свойства газоразрядной плазмы, созданной в атомном газе, и т. д.

Лит.: Мотт Н., Месси Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., [3 изд.], М., 1969; Никитин Е. Е., Смирнов Б. М., Медленные атомные столкновения, М., 1990.

Б. М. Смирнов.

ПЕРЕЗАРЯДНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ (тандем) — *высоковольтный ускоритель*, в к-ром благодаря перезарядке ускоряемых частиц (изменению знака, а иногда и величины заряда) одно и то же ускоряющее напряжение применяется дважды: отрицат. ионы ускоряются при движении к положительно заряженному высоковольтному электроду, а положит. ионы, образовавшиеся после перезарядки,— при движении от него к электроду с нулевым потенциалом. Использование перезарядки позволяет при том же напряжении генератора увеличить энергию протонов вдвое, а энергию более тяжёлых частиц в неск. раз. При этом облегчаются питание и обслуживание ионного источника, к-рый находится под нулевым потенциалом. Образующиеся после перезарядки частицы с разл. зарядами ускоряются до разных энергий, поэтому для их разделения после ускорения необходима сепарация, осуществляемая магнитом с полем, перпендикулярным направлению движения частиц. Энергия частиц на выходе П. у. равна $\mathcal{E} = eU(n_- + n_+)$, где U — напряжение высоковольтного генератора, n_-e и n_+e — заряды частиц до и после перезарядки (обычно $n_- = 1$). Добавление ещё одного генератора с отрицат. полярностью напряжения (двойной тандем) повышает энергию частиц до $\mathcal{E} = eU(2n_- + n_+)$. Типичные величины напряжений, применяемых в П. у., ~10—20 МВ, в наиб. крупных П. у.— 25—30 МВ.

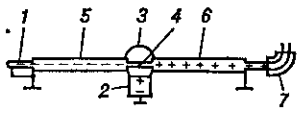


Схема перезарядного ускорителя: *1* — источник отрицательных ионов; *2* — высоковольтный генератор; *3* — высоковольтный электрод; *4* — перезарядная мишень; *5,6* — пучки отрицательных и положительных ионов; *7* — сепаратор.

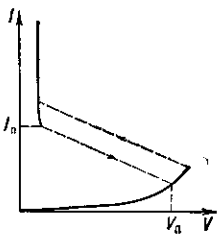
Идея использовать перезарядку для увеличения энергии ускоряемых частиц предложена У. Х. Беннеттом (W. H. Bennett) в 1935, однако она была реализована лишь в 1958 после разработки эфф. источников отрицат. ионов и перезарядных устройств — мишеней. Перезарядная мишень представляет собой трубку, в к-рую подаётся газ, или плёнку твёрдого вещества (углерода) толщиной неск. мкг/см². Применение твёрдых мишеней позволяет получить положит. ионы тяжёлых элементов с более высокой зарядностью ($n_+ = 7$—10). Для дополнит. обдирки ионов после перезарядки на одном из участков ускорит. тракта может быть установлена ещё одна мишень.

Лит.: Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; «Nuclear Instruments and Methods», 1974, v. 122, № 1/2 (спец. выпуск).

М. П. Свиньин.

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЭФФЕКТЫ — скачкообразный обратимый переход полупроводника (или полупроводниковой структуры) из высокоомного состояния в низкоомное под действием электрич. поля, превышающего пороговое значение $E_п = 10^4$—10^6 В/см. П. э. наблюдаются в полупроводниках, у к-рых вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет участок с *отрицательным дифференциальным сопротивлением*. Такой характер ВАХ обусловлен формированием электрич. доменов (для ВАХ *N*-типа; см. *Ганна эффект*, *Ганна диод*) или токовых шнуров (для ВАХ *S*-типа; см. *Шнурование тока*).

Термин «переключение» возник в связи с обнаружением быстрого (10^{-11} с) и большого (4-го порядка) изменения проводимости халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) сложного состава (рис.). П. э. в ХСП впервые наблюдались в 1961—62 А. Д. Пирсоном (A. D. Pearson), Б. Т. Коломийцем, С. Р. Овшинским (патент США, 1963). В патентной литературе П. э. в ХСП наз. эффектом Овшинского (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*).



Вольт-амперная характеристика халькогенидных стеклообразных полупроводников: *I* — сила тока; *V* — напряжение.

В плёнках ХСП с двумя металлич. электродами П. э. наблюдаются при постоянном, переменном и импульсном напряжении. Пороговые ток $I_п$ и напряжение $V_п$ не зависят от полярности напряжения, а также от темп-ры T в диапазоне 2—250 К; при повышении T они претерпевают скачок: $I_п$ возрастает, напряжение падает и затем слабо изменяются с T, вплоть до размягчения материала. Аналогично зависят $I_п$ и $V_п$ от длительности импульса напряжения V, и скачок параметров наблюдается при длительности импульсов, близкой ко времени диэлектрич. релаксации материала. В зависимости от амплитуды импульсов переключение может возникать как на переднем фронте импульса (длительность 50 пс), так и с задержкой. В последнем случае в образце формируется канал, в к-ром пороговые условия реализуются раньше, чем в остальной части образца. Трансформация канала в токовый шнур происходит скачком, когда канал теряет флуктуац. устойчивость (см. *Флуктуации электрические*), а плотность тока вне канала достигает критич. величины. Если плотность тока вне канала не достигает критич. величины, преобразование канала в шнур происходит плавно (П. э. «вырождаются»).

Дифференц. сопротивление образца с токовым шнуром близко к 0. Плотность тока в шнуре «насыщается» при величине порядка ~10^4 А/см². Сечение шнура практически линейно зависит от тока. Время восстановления пороговых параметров после снятия напряжения определяется восстановлением однородности образца и является линейной ф-цией расстояния между электродами. Для образцов длиной ~0,5 мкм и сечением 10^{-10} см² это время сравнимо со временем переключения. Энергия, затрачиваемая на переключение таких образцов, может достигать 10—15 Дж при $T = 300$ К. Уменьшение $V_п$ в течение первых переключений обусловлено несовершенством стеклообразных плёнок и контактов.

В кристаллич. полупроводниках с *S*-образной ВАХ (при одинаковых с ХСП параметрах) П. э. отсутствуют. Поэтому механизмы П. э. в ХСП связывают с влиянием разупорядочения. Однозначно механизм П. э. в ХСП не установлен.

Практически неограниченное число переключений (>10^{14}) и стойкость ко всем видам внеш. воздействий, а также возможность управления фазовыми трансформациями в токовом шнуре (кристаллизация) обеспечивают использование П. э. в стабилизаторах напряжения, для защиты интегральных схем от перенапряжения, в переключателях СВЧ-сигналов, в датчиках давления и темп-ры, генераторах сигналов спец. формы, операц. усилителях и т. п.

Лит.: Костылев С. А., Шкут В. А., Электронное переключение в аморфных полупроводниках, К., 1978; Adler D., Henisch H. K., Mott N., The mechanism of threshold switching in amorphous alloys, «Rev. Mod. Phys.», 1978, v. 50, p. 209; Madan A., Shaw M. P., The physics and applications of amorphous semiconductors, Boston—[a.o.], 1988.

В. Б. Сандомирский.

ПЕРЕКРЁСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ в ионосфере — то же, что *Люксембург — Горьковский эффект*.

ПЕРЕКРЁСТНАЯ СИММЕТРИЯ (кроссинг-симметрия) — особый вид симметрии в квантовой теории поля, состоящий в том, что амплитуда любого процесса не изменяется, если к.-л. частицы из начального и конечного состояний поменять местами, заменив при этом частицы на *античастицы*. Была открыта в теории возмущений и на примере низшего порядка πN-рассеяния изображена на рис. 1. Пример иллюстрирует отличие

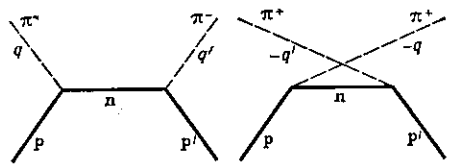


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана перекрёстных процессов упругого π^-p- и π^+p-рассеяния; q, q' ($-q'$, $-q$) — начальные и конечные 4-импульсы $\pi^-(\pi^+)$-мезона.

П. с. от CPT-инвариантности (см. *Теорема CPT*): нуклоны не затрагиваются П. с. В общем случае П. с. следует из редукционных ф-л и доказана в *аксиоматической квантовой теории поля*.

Наиб. интересные выводы из П. с. следуют для бинарного процесса $a + b \to c + d$. Обозначим через $s = (p_a + p_b)^2$ квадрат его полной энергии в системе центра инерции (p_i — 4-импульс частицы i). Применяя П. с. к двум парам частиц (a, c) и (a, d), получим ещё два процесса, для к-рых роль s выполняют соответственно переменные $u = (p_b - p_c)^2$ и $t = (p_b - p_d)^2$ (рис. 2). Величины (s, u, t) наз. манделстамовскими переменными, а соответствующие им три процесса — s-, u- и t-каналами. П. с. утверждает, что амплитуды трёх процессов

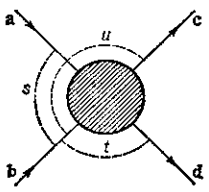


Рис. 2.

$$\text{I.}\quad a + b \to c + d \quad (s,u,t),$$

$$\text{II.}\quad \bar{c} + b \to \bar{a} + d \quad (u,s,t),$$

$$\text{III.}\quad \bar{d} + b \to c + \bar{a} \quad (t,u,s)$$

равны при указанных заменах манделстамовских переменных. Замены переменных следует понимать не формально, а как *аналитическое продолжение*, напр. по переменной s для процесса I. При аналитич. продолжении точка (s, u, t) из физ. области реакции I переходит в нефиз. область реакции II, что легко усматривается из вида замены (a, c) в импульсном пространстве:

$$(p_a, p_b, p_c, p_d) \to (-p_c, p_b, -p_a, p_d).$$

Возможность такого аналитич. продолжения была впервые доказана Н. Н. Боголюбовым при установлении дисперсионных соотношений (см. *Дисперсионных соотношений метод*) для πN-рассеяния при фиксиров. значении переданного импульса. На основе спец. аксиоматики, в к-рой ключевую роль играет принцип *микропричинности* Боголюбова, было доказано существование единой аналитич. ф-ции комплексного переменного s, граничные значения к-рой представляют собой амплитуды перекрёстных процессов. Область аналитичности и соответствие граничных значений амплитудам даны на рис. 3. Распространением представления о единой аналитич. ф-ции на амплитуды, зависящие от неск. комплексных переменных, является *Мандельстама представление*, к-рое ещё не доказано. Трудности доказательства аналитич. свойств и конструктивного построения удовлетворяющих им амплитуд препятствуют прямой эксперим. проверке П. с. Наиб. эффективно она была использована при проверке дисперсионных соотношений в физике частиц. С её помощью по данным об эл.-магн. структуре протона предсказано существование ρ-мезона — резонансного состояния в системе двух пионов. П. с. активно применяется при изучении асимптотич. свойств амплитуд процессов, в *Редже полюсов методе*. Наиб. интересное использование она нашла в физике низких энергий. Вместе с *унитарности условием* и предположением о важности малого числа парциальных волн она позволила получить замкнутые системы ур-ний.

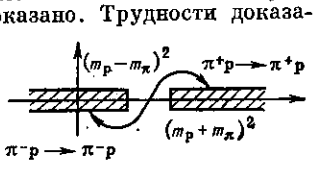


Рис. 3. Комплексная s-плоскость с разрезами, соответствующими перекрёстным процессам (верхний берег правого разреза соответствует физической области процесса $\pi^+p \to \pi^+p$, нижний берег левого разреза — физической области перекрёстного процесса $\pi^-p \to \pi^-p$; m_p, m_π — массы протона и π-мезона).

Лит.: Ширков Д. В., Серебряков В. В., Мещеряков В. А., Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях, М., 1967; Бартон Г., Дисперсионные методы в теории поля, пер. с англ., М., 1968; Йциксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984, гл. 5.

В. А. Мещеряков.

ПЕРЕКРЁСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ — неравновесные термодинамич. процессы переноса, в к-рых потоки J_i, J_k вызваны термодинамич. силами X_k, X_i соответственно, при $i \neq k$. В линейных соотношениях между термодинамич. силами и потоками (см. *Термодинамика неравновесных процессов*):

$$J_i = \sum_{k=1}^{n} L_{ik} X_k.$$

П. п. соответствуют феноменологич. или *кинетические коэффициенты* L_{ik} и L_{ki}. Согласно *Онсагера теореме*, $L_{ik} = L_{ki}$ (в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого).

Примеры П. п. в непрерывной системе (гомогенной смеси жидкостей или газов) — *термодиффузия*, в к-рой поток вещества вызван градиентом темп-ры, и *Дюфура эффект*, в к-ром поток тепла вызван градиентом концентрации (или хим. потенциала). Термодиффузия и эффект Дюфура представляют собой налагающиеся процессы по отношению к диффузии и теплопроводности, к-рые являются прямыми процессами.

П. п. имеют место также в прерывных системах, напр. в процессах переноса между резервуарами, соединёнными капилляром, пористой стенкой или проницаемой мембраной. В однокомпонентной прерывной системе объёмный поток вещества J, сила электрич. тока I и поток тепла J_Q пропорциональны термодинамич. силам — разности давлений ΔP, разности электрич. потенциалов $\Delta\varphi$ и относит. разности темп-р $\Delta T/T$:

$$J = a_{11}\Delta P + a_{12}\Delta\varphi + a_{13}\Delta T/T,$$

$$I = a_{21}\Delta P + a_{22}\Delta\varphi + a_{23}\Delta T/T,$$

$$J_Q = a_{31}\Delta P + a_{32}\Delta\varphi + a_{33}\Delta T/T,$$

где $a_{12} = a_{21}$, $a_{13} = a_{31}$, $a_{23} = a_{32}$.

Среди процессов переноса, в к-рых отлична от нуля лишь одна термодинамич. сила, П. п. являются: электрокинетические процессы

$J = a_{12}\Delta\varphi$ — потокопроводность,

$I = a_{21}\Delta P$ — электроосмос;

термоосмотические, или термомеханические, процессы

$J = a_{13}\Delta T/T$ — термоосмос,

$J_Q = a_{31}\Delta P$ — осмотический термоэффект;

термоэлектрические процессы

$I = a_{23}\Delta T/T$, $J_Q = a_{32}\Delta\varphi$.

Кинетич. коэф. П. п. a_{jk} могут быть как положительными, так и отрицательными, в зависимости от относит. роли сил притяжения или отталкивания во взаимодействии между молекулами, но они всегда удовлетворяют неравенствам

$$a_{11}a_{22} - a_{12}^2 > 0, \quad a_{11}a_{33} - a_{13}^2 > 0,$$

$$a_{22}a_{33}-a_{23}^2>0,\quad a_{11}>0,\ a_{22}>0,\ a_{33}>0,$$

$$\begin{vmatrix} a_{11}a_{12}a_{13} \\ a_{21}a_{22}a_{23} \\ a_{31}a_{32}a_{33} \end{vmatrix} > 0,$$

к-рые следуют из положительности *производства энтропии*. В многокомпонентных системах возможно значительно большее число П. п., т. к. при этом в качестве термодинамич. сил нужно учитывать конечные разности концентраций компонентов или их хим. потенциалов.

Лит.: Гроот С. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 11, 15; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967, гл. 3.

Д. Н. Зубарев.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ — уменьшение намагниченности $\boldsymbol{M}$ образцов магнитоупорядоченных веществ и изменение направления $\boldsymbol{M}$ на обратное, вызванные уменьшением и последующим изменением на обратное внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$, под действием к-рого образец был предварительно намагничен.

В многодоменных ферро-, ферри-, а также слабых ферромагнетиках процесс П. начинается с образования з а р о д ы ш е й П. (при достижении $H = H_n$ — поля зародышеобразования). Зародыши (области с обратной намагниченностью) могут возникать путём локальных необратимых поворотов $\boldsymbol{M}$ в местах с пониженным полем анизотропии, с повыш. плотностью магнитостатич. зарядов и в др. местах локальной магн. неоднородности. В качестве зародышей П. могут выступать также остатки *магнитной доменной структуры* (МДС) вблизи поверхности практически намагниченных кристаллов. При достижении $H = H_s$ (поля старта) зародыши П. начинают расти. Как правило, изменение $\boldsymbol{M}$ (рост зародышей) отстаёт от изменения поля $\boldsymbol{H}$, что связано с общими причинами появления *гистерезиса магнитного*.

Разрастаясь и сливаясь при уменьшении $\boldsymbol{H}$, зародыши П. образуют развитую МДС. Далее П. идёт путём перераспределения объёмов м а г н и т н ы х ф а з (МФ) с разл. ориентацией $\boldsymbol{M}$ за счёт смещения доменных стенок (ДС). На этом этапе важное значение в П. имеют процессы задержки ДС на дефектах. Поле H_0, при к-ром преодолеваются такие задержки, наз. к р и т и ч. п о л е м.

Если ДС образовалась при $H > 0$, то вплоть до $H = 0$ перераспределение МФ идёт так, что объёмы нек-рых из фаз выравниваются. В этом случае при $H > 0$, а также в образцах, где МДС образовалась при $H < 0$, дальнейшее перераспределение фаз сводится к увеличению объёма тех из них, в к-рых направление вектора $\boldsymbol{M}$ наиб. близко к направлению $\boldsymbol{H}$. В достаточно больших полях домены с энергетически невыгодной ориентацией $\boldsymbol{M}$ занимают всё меньший объём и полностью исчезают. В остальных областях вектор $\boldsymbol{M}$ поворачивается к направлению $\boldsymbol{H}$. Заметим, что при $H = 0, M = M_r \neq 0$, т. е. сохраняется *намагниченность остаточная* M_r, а для получения состояния с $M = 0$ необходимо приложить обратное поле $-H = H_c$ (H_c — *коэрцитивная сила*). В разных образцах, в зависимости от соотношения H_n, H_s и H_0, определяющими в П. могут быть задержки образования и роста зародышей П. или задержки смещений ДС.

В *однодоменных частицах* при уменьшении поля $\boldsymbol{H}$, намагнитившего их под углом φ к *оси лёгкого намагничивания*, вектор $\boldsymbol{M}$ обратимым образом отклоняется от направления $\boldsymbol{H}$ и в полях обратного направления скачком поворачивается к направлению, близкому к $\boldsymbol{H}$. Дальнейшее увеличение по абс. величине $\boldsymbol{H}$ (при $H < 0$) приводит к уменьшению угла между $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{H}$. Участок обратимого изменения $\boldsymbol{M}$ тем меньше, чем меньше φ. При $\varphi = 0$ он равен нулю. В этом случае частица перемагничивается одним большим скачком вектора $\boldsymbol{M}$. Причиной скачков является существование, наряду со стабильными, метастабильных состояний и больших энергетич. барьеров между ними. Скачки $\boldsymbol{M}$ происходят лишь в момент исчезновения указанного барьера между метастабильным и стабильным состояниями в результате изменения $\boldsymbol{H}$.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971.

Б. Н. Филиппов.

ПЕРЕМЕ́ННЫЕ ЗВЁЗДЫ — звёзды, меняющие свой *блеск*. В ходе эволюции звёзд мощность излучения меняется у любой звезды, однако медленные эволюц. изменения большинства звёзд не привели к заметному суммарному эффекту за время, охваченное астрофотометрич. наблюдениями достаточной точности, и на практике не выявлены. К П. з. причисляют звёзды, изменения блеска к-рых (в УФ-, видимом или ИК-диапазоне) могут быть обнаружены при совр. точности наблюдений. Иногда делаются попытки проведения различия между собственно П. з. и нестационарными звёздами, активность (переменность) к-рых выявляется в осн. по спектральным признакам и ведёт лишь к малозаметным фотометрич. проявлениям. Поскольку, однако, по мере повышения точности наблюдений у большинства подобных звёзд обнаруживаются изменения блеска, проведение грани между П. з. и нестационарными звёздами затруднительно.

П. з. традиционно делятся на затменные и физические. Затменные П. з.— гравитационно связанные *двойные звёзды*, ориентация орбит к-рых и размеры компонентов таковы, что для земного наблюдателя периодически наступают затмения компонентов друг другом. Во мн. тесных двойных звёздах присутствуют газовые потоки и иного рода проявления активности, приводящие на фоне затменной переменности к изменениям блеска незатменного характера. По этой причине деление П. з. на затменные и физические является несколько условным.

В классификации П. з. помимо затменных выделены ещё пять больших классов, отличающихся причинами переменности: пульсирующие, взрывные и новоподобные (катаклизмические), эруптивные, вращающиеся и П. з., связанные с мощными источниками космич. рентг. излучения.

П у л ь с и р у ю щ и е П. з. являются автоколебат. системами, в к-рых энергия излучения звезды частично преобразуется в энергию колебаний (см. *Пульсации звёзд*). Механизмы пульсаций могут несколько отличаться у разл. типов пульсирующих П. з. К пульсирующим П. з. относятся цефеиды, звёзды типа RR Лиры, типа δ Щита, типа Миры Кита и др. Периоды звёздных пульсаций — от неск. с до неск. лет. До недавнего времени были известны в основном звёзды с радиальными пульсациями. Различают звёзды, пульсирующие в осн. тоне и в обертонах. Выявлено немало звёзд, пульсирующих нерадиально, как правило, с малыми амплитудами переменности блеска. Встречаются звёзды, у к-рых одновременно возбуждены неск. мод пульсаций; это особенно характерно для звёзд с нерадиальными пульсациями.

На *Герцшпрунга — Ресселла диаграмме* мн. типы пульсирующих П. з. локализованы в пределах проходящей по всей диаграмме наклонной полосы, наз. цефеидной полосой нестабильности. Звёзды в цефеидной полосе нестабильности находятся на самых разл. стадиях эволюции и могут принадлежать к разным подсистемам *Галактики*. По *светимости* они могут относиться к любой последовательности диаграммы Герцшпрунга — Ресселла, от сверхгигантов (цефеиды и др.) до белых карликов (звёзды типа ZZ Кита).

Для *цефеид* — пульсирующих сверхгигантов плоской составляющей Галактики, периоды к-рых лежат в диапазоне от 1 сут до неск. десятков сут, существует исключительно важная зависимость между продолжительностью периода и ср. светимостью. Зависимость «период — светимость» даёт возможность определять расстояния до цефеид. Благодаря высокой светимости цефеид, позволяющей обнаруживать их не только в на-

шей, но и в др. галактиках, удалось на основе зависимости «период — светимость» прокалибровать систему внегалактич. расстояний (см. *Расстояний шкала*).

Большинство **взрывных и новоподобных звёзд** представляет собой *тесные двойные звёзды*, один из компонентов к-рых — *белый карлик*. В ходе дисковой *аккреции* газа, перетекающего на белый карлик со спутника, могут создаваться условия для разнообразной активности типа вспышек. Поскольку источником газа является атмосфера связанной с белым карликом нормальной звезды, аккрецируемое вещество богато водородом. Если накопленный на поверхности белого карлика водород вступит в термоядерную реакцию, произойдёт мощная вспышка, характерная для *новых звёзд*. Менее масштабные вспышки наблюдаются у т. н. карликовых новых (типа U Близнецов), по структуре двойной системы неотличимых от типичных новых звёзд. В качестве возможной причины вспышек карликовых новых рассматривается изменение скорости поступления вещества в аккреционный диск либо нестабильность диска, ведущая к изменению скорости поступления вещества через аккреционный диск к поверхности белого карлика. Симбиотич. П. з. (звёзды типа Z Андромеды) — системы, состоящие из гиганта, белого карлика и протяжённой оболочки. У этих звёзд на фоне неправильной (нерегулярной) переменности также нередко наблюдаются большие вспышки. Особое место среди П. з. занимают *сверхновые звёзды*. Вспышка сверхновой звезды, являющаяся одним из заключит. этапов эволюции звёзд с определ. параметрами, в настоящее время представляется единств. видом звёздной переменности, имеющим непосредств. эволюц. значение.

Эруптивные звёзды меняют блеск из-за нестационарных процессов, происходящих в их атмосферах. Так, видимый блеск звёзд типа R Северной Короны может ослабевать в тысячи раз из-за образования в околозвёздном пространстве графитовых частиц, затмевающих свет звезды для наблюдателя. Подобная активность этих звёзд связана с необычным хим. составом (избыток углерода, практически полное отсутствие водорода — обычно самого распространённого элемента в звёздных атмосферах). Большую группу эруптивных П. з. составляют молодые звёзды, связанные с диффузными *туманностями*,— т. н. орионовы П. з. Те из них, спектры к-рых обладают характерной особенностью (аномально сильными эмиссионными линиями FeI, $\lambda = 4063, 4132$), наз. звёздами типа T Тельца. Переменность орионовых звёзд носит преим. нерегулярный характер, нередко встречаются вспышки либо ослабления блеска, напоминающие изменения блеска затменных переменных. Замечены и квазипериодич. изменения, связанные с появлением горячих пятен на поверхности вращающихся звёзд. Звёзды типа UV Кита — красные карлики, у к-рых непериодически наступают вспышки с очень быстрым усилением блеска (зачастую за секунды) и более медленным спадом (см. *Вспыхивающие звёзды*). П. з. типа UV Кита принадлежат к наиб. слабым по светимости звёздам; многочисленность красных карликов определяет высокую распространённость П. з. этого типа в Галактике. К эруптивным П. з. относятся также и самые яркие сверхгиганты (П. з. типа S Золотой Рыбы), неустойчивые в силу своей высокой светимости и меняющие блеск нерегулярным образом со значит. амплитудами.

Под **вращающимися** П. з. понимают звёзды, меняющие свой видимый блеск при осевом вращении из-за наличия на поверхности пятен, яркость к-рых отличается от яркости соседних участков, либо из-за отличия формы звезды от сферической (в тесных двойных системах — эллипсоидальных переменных). «Пятенная переменность» характерна для *химически пекулярных звёзд*, у к-рых появление пятен связано с магн. полями. Крупные тёмные пятна вызывают переменность мн. холодных звёзд (звёзд типа BY Дракона), предельные случаи такой переменности возможны и у более горячих звёзд, подобных Солнцу.

В отд. класс П. з. выделены оптически переменные объекты, связанные с сильными источниками космич. рентг. излучения. Практически все такие источники, отождествлённые в оптич. диапазоне со звёздами, оказываются П. з. Детальная классификация П. з. этого класса затруднена ввиду большого многообразия наблюдаемых явлений, приводящего к высокой степени индивидуальности каждого объекта. П. з. этого класса представляют собой тесные двойные звёзды, один из компонентов к-рых — компактный объект (чёрная дыра, нейтронная звезда или белый карлик).

Нек-рые П. з. могут относиться сразу к неск. классам. Так, у звёзд типа R Северной Короны помимо больших ослаблений блеска наблюдаются и пульсации. Нек-рые хим. пекулярные звёзды также меняют блеск из-за короткопериодич. пульсаций, наложенных на «пятенную переменность». Весьма характерным является сочетание переменности типа BY Дракона и типа UV Кита, эллипсоидальной переменности и затменной переменности и т. п.

Лит.: Общий каталог переменных звезд, под ред. П. Н. Холопова, 4 изд., т. 1, М., 1985; Variable stars and stellar evolution, ed. by V. E. Sherwood, L. Plaut, Dordrecht-Boston, 1975; Холопов П. Н., Классификация переменных звезд в свете современных представлений об их эволюции, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 22, М., 1983; Гофмейстер К., Рихтер Г., Венцель В., Переменные звезды, пер. с нем., М., 1990.

Н. Н. Самусь.

ПЕРЕМЕ́ННЫЙ ТОК — *электрический ток*, изменяющийся во времени. В общем понимании к П. т. относят разл. виды импульсных, пульсирующих, периодич. и квазипериодич. токов. В технике под П. т. обычно подразумевают периодич. или почти периодич. токи перем. направления. Наиб. употребителен П. т., сила к-рого J меняется во времени по гармонич. закону (гармонический, или синусоидальный, П. т.):

$$J = I\cos(\omega t + \varphi_I) = \mathrm{Re}\{I\exp i(\omega t + \varphi_I)\}. \qquad (*)$$

Здесь I — амплитуда, φ_I — нач. фаза, ω — круговая частота. В эл.-технике (и, частично, в радиотехнике) обычно реализуются квазистационарные цепи П. т. [см. *Квазистационарное (квазистатическое) приближение*]. При этом в многопроводных системах, предназначенных для передачи энергии, часто используют многофазные П. т.— текущие по разным проводам токи с одинаковыми амплитудами, но разными фазами. В частности, в симметричных трёхфазных системах фазы отличаются на $2\pi/3$. Большинство пассивных электрич. цепей работает в линейном режиме, когда справедлив *суперпозиции принцип*. При прохождении через такие цепи чисто гармонич. П. т. (*) не искажают своей формы, тогда как при наличии нелинейных элементов (напр., железных сердечников в трансформаторах, нелинейных преобразователей, диодов, триодов и т. п.) синусоидальные сигналы искажаются, обогащаясь высшими гармониками. Квазистационарные цепи с сосредоточенными параметрами могут быть составлены как определ. комбинации индуктивностей L, ёмкостей C и сопротивлений R. Связь между напряжением u и силой П. т. J в этих элементах задаётся ф-лами

$$u = L\frac{dJ}{dt}, \quad u = RJ, \quad C\frac{du}{dt} = J.$$

В нелинейных режимах величины L, C, R являются ф-циями протекающего тока J; в линейных режимах они либо постоянны, либо зависят в явном виде от времени (параметрич. системы).

При расчёте электрич. цепей гармонич. П. т. удобно пользоваться комплексными амплитудами напряжения $\hat{U} = U\exp i\varphi_U$ (U — амплитуда напряжения) и тока $\hat{I} = I\exp i\varphi_I$ и комплексными *импедансами* $Z(\hat{U} = Z\hat{I})$, принимающими на индуктивных, ёмкостных и резистивных участках соответственно значения $Z_L = i\omega L$, $Z_C = (i\omega C)^{-1}$, $Z_R = R$. Тогда квазистационарная линейная цепь (многополюсник) любой сложности до-

пускает расчёт по обычным *Кирхгофа правилам*. Так, для последовательно включённых элементов L, C, R суммарный импеданс

$$Z = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right).$$

Это импеданс колебательного LCR-контура, высокодобротного при условии $L/CR \gg 1$. На резонансной (томсоновской) частоте $\omega = (LC)^{-1/2}$ импеданс Z минимален по модулю. Метод комплексных амплитуд порождает метод векторных (круговых) диаграмм, основанный на графич. построении напряжений и токов как векторов на комплексных плоскостях, что придаёт наглядность решениям мн. задач эл.-техники.

Мощность W, выделяемая в цепи П. т., определяется усреднением за период колебаний $(2\pi/\omega)$ произведения uJ:

$$W = \frac{1}{2} UI\cos\varphi,$$

где φ — разность фаз между напряжением и током. Иногда вводят понятие эффективных (действующих) напряжений $(U/\sqrt{2})$ и токов $(I/\sqrt{2})$, чтобы ф-ла для оптимально поглощаемой (отдаваемой сопротивлению) мощности имела тот же вид, что и для цепей пост. тока. Этот оптимум достигается при значении $\varphi = 0$. Такой режим наз. согласованным. При $\varphi \neq 0$ часть мощности «отражается» обратно к источнику. Поэтому иногда проблему согласования в эл.-технике наз. проблемой «оптимального cos φ».

С ростом частоты ω квазистационарное приближение перестаёт быть справедливым, и для получения распределения П. т. необходимо обращаться непосредственно к *Максвелла уравнениям*. Чтобы подчеркнуть это обстоятельство, иногда такие токи наз. быстропеременными (БПТ) и предпочитают оперировать не с суммарными (интегральными) силами тока, а с их объёмными плотностями $j(r,t)$. При протекании по хорошо проводящим телам БПТ стремятся прижаться к их наружным поверхностям (скин-эффект). В случае идеальной проводимости они распределяются по самой поверхности; такие токи наз. поверхностными и характеризуются поверхностными плотностями. Плотность БПТ всегда можно разбить на потенциальную и вихревую компоненты. Последняя ответственна за возбуждение вихревых эл.-магн. полей. В открытых (неэкранированных) системах именно с вихревыми П. т. связано излучение эл.-магн. энергии. Это, в частности, используется в излучателях (антеннах), где путём подбора надлежащих распределений БПТ создаются требуемые угл. распределения полей излучения (диаграммы направленности).

Лит.: Нелинейные электрические цепи. Электромагнитное поле, 4 изд., М., 1979; Касаткин А. С., Немцов М. В., Электротехника, 4 изд., М., 1983; Поливанов К. М., Линейные электрические цепи с сосредоточенными постоянными, М., 1972.

ПЕРЕМЕЩЕ́НИЕ в механике — вектор, соединяющий положения движущейся точки в начале и в конце нек-рого промежутка времени. Вектор П. направлен вдоль хорды траектории точки.

ПЕРЕНОРМИ́РОВАННАЯ ТЕО́РИЯ ВОЗМУЩЕ́НИЙ в квантовой теории поля (КТП) — вариант *возмущений теории* (ВТ), используемый в перенормируемой КТП и характеризуемый тем, что исходные — «затравочные» — величины (операторы полей, векторы состояний, константы взаимодействия) в каждом порядке переопределяются («перенормируются») с помощью спец. вычитательной процедуры. Эквивалентный способ представления П. т. в. состоит в использовании с самого начала конечных, физических, величин, но при этом в *лагранжиан* вводятся *контрчлены*, к-рые обеспечивают в каждом порядке ВТ сокращение больших поправок к нач. параметрам разложения. Методика П. т. в. предполагает возможность введения регуляризации в теорию и выбора «ренормализац. схемы», т. е. способа вычитания бесконечных (при снятии регуляризации) вкладов в каждом порядке ВТ.

П. т. в. была сформулирована в работах Р. Фейнмана (R. Feynman), Ю. Швингера (J. Schwinger) и Ф. Дайсона (F. Dyson) в 1948—49. Первонач. идея содержалась в работе Х. Бете (H. Bethe, 1947), осуществившего перенормировку массы электрона при вычислениях *лэмбовского сдвига*. Более строгое матем. обоснование процедура П. т. в. получила в работах Н. Н. Боголюбова и О. С. Парасюка в 1955 (см. *Боголюбова — Парасюка теорема*), а также К. Хеппа (K. Hepp, 1965) и В. Циммермана (W. Zimmerman, 1970).

П. т. в. возникла в связи с необходимостью устранения бесконечностей, возникающих при снятии регуляризации в высших порядках ВТ в *квантовой электродинамике* (КЭД). Но в любых моделях КТП, содержащих расходимости, процедура перенормировки полей и констант является обязательной для получения осмысленных результатов. Методика П. т. в. допускает в принципе и конечные перенормировки, но их осуществление не обязательно и является вопросом удобства. Разл. ренормализац. схемы отличаются друг от друга конечными перенормировками (см. *Ренормализационная группа*).

П. т. в. можно проиллюстрировать на примере амплитуды рассеяния электрона во внеш. эл.-магн. поле. В низшем (первом) порядке, соответствующем *борновскому приближению* по затравочной константе взаимодействия («заряду») e_B, эта амплитуда описывается *Фейнмана диаграммой*, изображённой на рис. 1, и имеет вид

$$f(e_B, A_B) = e_B j_\mu(p', p) A_{B,\mu}(q), \qquad (1)$$

где p, p' — 4-импульсы начального и конечного электрона, $q = p - p'$ — переданный 4-импульс, $A_\mu(q)$ — фурье-образ эл.-магн. потенциала, $j_\mu(p', p)$ — матричный элемент электромагнитного тока по электронным

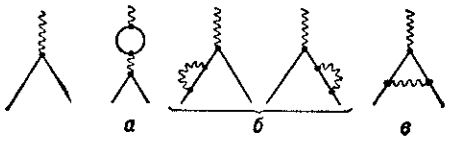


Рис. 1.

Рис. 2.

состояниям, $\mu = 0, 1, 2, 3$ — лоренцев индекс (индекс B в обозначениях для заряда и поля от англ. слова bare — «голый»; он означает, что в низшем приближении не учитывается «шуба» из виртуальных частиц, сопровождающих электрон и фотон).

Радиационные поправки к (1) определяются диаграммами, изображёнными на рис. 2, к-рые содержат расходимости при больших виртуальных импульсах. В лоренцевой калибровке эл.-магн. поля (см. *Калибровочная инвариантность*) расходимость остаётся только в диаграммах 2(*а* и *б*). Диаграммы 2(*б*) приводят к перенормировке массы и волновой ф-ции электрона. Диаграмма 2(*а*) даёт перенормировку заряда и внеш. поля. Проанализируем подробнее только вклад диаграммы 2(*а*), ограничившись для простоты двумя предельными случаями: 1) $q^2 \to 0$; 2) — $q^2 \gg m^2$, где m — масса электрона. Регуляризуем эту диаграмму с помощью процедуры Паули — Вилларса (см. *Регуляризация расходимостей*). Если M — масса кванта регуляторного поля, то в первом случае $(q^2 \to 0)$ сумма диаграмм 1 и 2(*а*)

$$F = f(e_B, A_B)\cdot\left(1 - \frac{\alpha_B}{3\pi}\ln\frac{M^2}{m^2}\right), \qquad (2)$$

а во втором случае (при $M^2 \gg -q^2 \gg m^2$)

$$F = f(e_B, A_B)\left(1 - \frac{\alpha_B}{3\pi}\ln\frac{M^2}{q^2}\right). \qquad (3)$$

В этих выражениях удержаны только большие логарифмич. вклады; $\alpha_B \equiv e^2_B/4\pi$.

Видно, что в терминах исходных параметров ВТ «не работает», т. к. в следующем за борновским приближении возникают большие поправки ($\sim\alpha_B \ln M^2$). Методика П. т. в. позволяет исправить ситуацию. Переопределим в ф-ле (2) заряд и потенциал внеш. поля:

$$e_B = Z^{1/2} e_R, \quad A_B = Z^{1/2} A_R, \tag{4}$$

где

$$Z^{-1} = 1 - \frac{\alpha_B}{3\pi} \ln \frac{M^2}{m^2}. \tag{5}$$

Тогда амплитуда F, выраженная в переменных e_R и A_R (индекс R от англ. слова renormalized), примет тот же вид, что и борновская амплитуда в (1), но с заменой $e_B \to e_R$, $A_B \to A_R$:

$$F = f(e_R, A_R). \tag{6}$$

Т. о., если с самого начала использовать как параметры разложения величины e_R и A_R, то диаграмму 2(a) при $q^2 \to 0$ вообще не следует рассматривать. Иначе говоря, нужно «руками» вычесть её вклад в точке $q^2 = 0$. Это удобно осуществить, добавив контрчлен в исходный лагранжиан теории, подобрав его так, чтобы он в соответствующем порядке компенсировал диаграмму 2(a) в точке $q^2 = 0$. После добавления контрчлена в лагранжиане должны уже фигурировать «перенормированные» величины e_R и A_R. (Необходимо также добавить контрчлены для перенормировки массы и волновой ф-ции электрона, к-рые здесь для простоты не обсуждаются.) Вид контрчлена обычно фиксируется требованиями локальности и симметрии.

Такую же процедуру можно осуществить и в след. порядках ВТ. В результате, напр., e_R и константа перенормировки Z окажутся формальным рядом по затравочному заряду e_B.

Последоват. схема вычитания расходящихся подграфов в диаграммах Фейнмана при нулевых импульсах (к-рая отвечает итерациям контрчленов в высш. приближениях ВТ) даётся *R-операцией*.

После выполнения вычитат. процедуры амплитуда рассеяния при $q^2 = 0$ будет совпадать с борновской амплитудой (6) уже во всех порядках ВТ. Точная амплитуда F оказалась как бы «нормированной» на борновскую в отд. точке $q^2 = 0$. Поэтому о величине $q^2 = 0$ в рассматриваемой ренормализац. схеме иногда говорят как о «точке вычитания», или «точке нормировки».

Поскольку при $q^2 = 0$ к амплитуде F по построению нет больших поправок от высш. порядков ВТ, то искусственно введённый перенормированный заряд e_R непосредственно измеряется по значению борновской амплитуды в рассеянии электрона во внеш. поле на малые углы. Поэтому параметр e_R наз. ф и з. з а р я д о м электрона.

Подчеркнём, что введение перенормированных величин, согласно ф-ле (4), делает конечной амплитуду рассеяния при любых значениях q^2. Это связано с логарифмич. характером расходимости диаграммы 2(a). Достаточно одного вычитания в произвольной точке, чтобы сделать диаграмму конечной. В частности, с точностью до членов $\sim\alpha_R^2$ после подстановки (4) амплитуда (3) приобретает вид

$$F_{q^2 \gg m^2} = f(e_R, A_R)\left(1 - \frac{\alpha_R}{3\pi} \ln \frac{m^2}{q^2}\right) \tag{7}$$

и не содержит массы регулятора.

Описанная схема не годится для асимптотически свободных теорий (см. *Асимптотическая свобода*), в частности для *квантовой хромодинамики* (КХД). В таких теориях заряд, определённый через значение борновской амплитуды рассеяния, при нулевом импульсе оказывается большим и ВТ по этому параметру не существует. Эта трудность обходится выбором точки нормировки там, где заряд мал, т. е. при $-q^2 = \mu^2 \gg \Lambda^2$, где Λ — характерный массовый параметр в асимптотически свободных теориях (положение ИК-полюса в *эффективном заряде*).

В рассмотренном выше простейшем примере тоже возможен такой способ перенормировки. Ему соответствует вычитание вклада диаграммы 2(a) в точке $-q^2 = \mu^2$. При этом амплитуда рассеяния совпадает с борновской — $q^2 = \mu^2$, а в качестве заряда и поля в борновской амплитуде рассеяния фигурируют величины

$$e_R(\mu) = Z_\mu^{-1/2}(\mu) e_B, \quad A_R(\mu) = Z_\psi^{-1/2} A_B, \tag{8}$$

где $Z_\mu^{-1} = 1 - (\alpha_B/3\pi)\ln(M^2/\mu^2)$. При произвольных, но больших значениях q^2 амплитуда рассеяния теперь равна:

$$F = f(e_R(\mu), A_R(\mu))\left(1 - \frac{\alpha_R(\mu)}{3\pi} \ln \frac{\mu^2}{q^2}\right), \tag{9}$$

а при $q^2 \to 0$:

$$F = f(e_R(\mu), A_R(\mu))\left(1 - \frac{\alpha_R(\mu)}{3\pi} \ln \frac{\mu^2}{m^2}\right). \tag{10}$$

Если $\alpha_R(\mu) \ll 1$, $\alpha_R \ln(\mu^2/m^2) < 1$, то $\alpha_R(\mu)$ и $A_R(\mu)$ могут использоваться в качестве параметров в П. т. в.

В КЭД выбор точки нормировки $-q^2 = \mu^2$ для практич. целей является менее удобным, но в КХД — это единств. возможность. Причём в КХД возникает ряд дополнит. усложнений, связанных, в частности, с необходимостью рассматривать как *глюоны*, так и *кварки* вне массовой поверхности (с виртуальностями $-p^2 \gg \Lambda^2$). Спец. меры приходится также применять для поддержания калибровочной инвариантности в процессе регуляризации и перенормировки.

Лит.: Ш в е б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Б о г о л ю б о в Н. Н., Ш и р к о в Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1990; В о л о ш и н М. Б., Т е р - М а р т и р о с я н К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Р а м о н П., Теория поля. Современный вводный курс, пер. с англ., М., 1984.

М. В. Терентьев.

ПЕРЕНОРМИРО́ВКИ (ренормировки) в к в а н т о в о й т е о р и и п о л я (КТП) — процедура устранения *ультрафиолетовых расходимостей*. П. проводится в процессе решения квантовых ур-ний и в целом представляется в виде особого предписания, формулируемого дополнительно к осн. закону движения — ур-нию Шрёдингера. Др. значение термина «П.» связано с конечными изменениями параметров лагранжиана КТП, приводящими к *ренормализационной группе* (см. ниже).

УФ-расходимости возникают в квантовополевой теории возмущений при вычислении интегралов в пространстве 4-импульсов соответствующих *Фейнмана диаграммам*, содержащим замкнутые петли. Путём введения вспомогат. регуляризации такие расходящиеся интегралы делаются конечными и вычисляются в явном виде; при этом в простейших случаях сингулярные составляющие выделяются в аддитивные структуры, имеющие вид полиномов невысокой степени по внеш. импульсам [см. ф-лу (3) в ст. *Регуляризация расходимостей*]. Для нек-рого класса КТП степень этих полиномов не зависит от порядка теории возмущений и не превышает двух. Такие теории допускают процедуру П., с помощью к-рой удаётся полностью устранить все УФ-расходимости и выразить результаты вычислений через небольшое число параметров, физически близких параметрам (массам, константам связи) исходного лагранжиана рассматриваемой системы взаимодействующих полей. Эти теории наз. п е р е н о р м и р у е м ы м и. В класс перенормируемых теорий (с нек-рыми оговорками) входят модели с безразмерными константами связи, в т. ч. теории *калибровочных полей*, такие как *квантовая электродинамика* (КЭД) и *квантовая хромодинамика* (КХД).

В перенормируемых теориях оказывается возможным собрать все сингулярные составляющие матричных элементов и *Грина функций* в небольшое число струк-

тур, к-рые в конечном счёте могут быть сведены к полевым добавкам к параметрам исходного лагранжиана.

В КЭД, напр., все расходимости сводятся к полевым добавкам δm и δe к массе и заряду электрона. Формально эти добавки можно выразить через нек-рые числовые, обычно сингулярные, множители Z_m и Z_e к исходным (т. н. голым или затравочным) массе m_0 и заряду e_0:

$$m_0 + \delta m = Z_m m_0, \quad e_0 + \delta e = Z_e e_0. \qquad (1)$$

Вычисляемые физ. величины, такие как матричные элементы переходов, содержат зависимости только от произведений $Z_m m_0$ и $Z_e e_0$. Затравочные масса и заряд, а также УФ-сингулярности по отдельности или в к.-л. др. комбинациях в них не входят. Поэтому возникает возможность отождествить произведения (1) с эксперим. («физическими») значениями массы и заряда электрона:

$$Z_m m_0 = m_{\text{физ}}, \quad Z_e e_0 = e_{\text{физ}}. \qquad (2)$$

Эта операция переопределения физ. параметров

$$m_0 \to m_{\text{физ}} = Z_m m_0, \quad e_0 \to e_{\text{физ}} = Z_e e_0 \qquad (3)$$

путём их умножения на сингулярные множители, полностью исключающая УФ-расходимости из наблюдаемых физ. величин, и наз. операцией П. (иногда П. бесконечностей).

Теория П. в КТП была разработана в кон. 1940-х — нач. 50-х гг. в трудах Ю. Швингера (J. Schwinger), Р. Фейнмана (R. Feynman), Ф. Дайсона (F. Dyson), А. Салама (A. Salam), Н. Н. Боголюбова.

С качеств. точки зрения изменение масс и зарядов частиц под влиянием взаимодействия представляется вполне естественным. Подобные явления известны из классич. электродинамики: сторонний заряд в среде создаёт вокруг себя облако поляризации, к-рое частично его экранирует. Поэтому на больших расстояниях эфф. значение наблюдаемого заряда оказывается меньше истинного. При перемещении такой частицы вместе с ней движется и облако поляризации, что приводит к эфф. изменению её инерционных свойств, т. е. массы. Изменения массы и заряда частицы в этом случае конечны.

В КТП подобная физ. интерпретация соотношений П. (3) затруднена из-за сингулярного характера констант П. Z_m, Z_e. В отличие от стороннего заряда в поляризуемой среде, к-рый можно извлечь из среды и исследовать в пустоте, электрон в КТП не может быть «освобождён» от взаимодействия с квантовым эл.-магн. полем вакуума. Поэтому входящие в соотношения П. величины m_0, e_0, Z_m и Z_e не могут быть измерены на опыте по отдельности, а лишь в комбинациях (2). В результате П. получаются конечные и однозначные выражения, к-рые в ряде случаев описывают эксперимент с чрезвычайно высокой степенью точности. Так, значение *аномального магнитного момента* электрона, вычисленное в КЭД, совпадает с опытным значением на уровне эксперим. погрешности порядка 10^{-10}, что является рекордом в физике.

Операция устранения расходимостей может быть формализована и без использования соотношений П. типа (2), т. к. в пространственно-временно́м представлении УФ-расходимости обусловлены особенностями пропагаторов (одночастичных ф-ций Грина) Штюкельберга — Фейнмана [E. C. G. Stueckelberg, 1948; Фейнман, 1949] по переменной квадрата *интервала* $s^2 = c^2t^2 - \boldsymbol{x}^2$ на поверхности *светового конуса* ($s^2 = 0$). Поскольку *радиационные поправки* к матричным элементам выражаются в этом представлении через произведения пропагаторов, приходится оперировать с произведениями подобных сингулярностей, напр. с квадратами *дельта-функции* Дирака от s^2. С матем. точки зрения проблема сводится к задаче определения операции умножения *обобщённых функций*.

Теория умножения обобщённых ф-ций, возникающих в квантовополевых вычислениях, была разработана Н. Н. Боголюбовым в нач. 50-х гг. Проблема устранения расходимостей была затем рассмотрена на её основе Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком. Доказанная ими теорема о П. (см. *Боголюбова — Парасюка теорема*) с полной матем. строгостью исчерпывающе решает задачу получения конечных однозначных выражений для элементов матрицы рассеяния в рамках теории возмущений, без обращения к промежуточной регуляризации, *контрчленам* и сингулярным соотношениям П. типа (3). Рецептурная часть теории Боголюбова — Парасюка, т. н. *R-операция* Боголюбова, уже около трёх десятилетий является практич. основой получения конечных результатов в перенормируемых моделях КТП.

Как отмечалось, термин «П.» относится также и к конечным преобразованиям типа (3):

$$m \to z_m m, \quad e \to z_e e, \qquad (4)$$

где z_m, z_e — конечные числа. Возможность и важность таких преобразований к о н е ч н о й п е р е н о р м и р о в к и, проводимых в квантовополевом формализме после устранения расходимостей, связаны с неоднозначностью результата процедуры устранения бесконечностей. Анализ структуры этих неоднозначностей, к-рая описывается преобразованиями (4), указывает на существование особой симметрии перенормируемых выражений — симметрии, лежащей в основе ренормализац. группы.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1991.

Д. В. Ширков.

ПЕРЕНОРМИ́РУЕМОСТЬ в к в а н т о в о й т е о р и и п о л я (КТП) — свойство модели взаимодействия релятивистских полей, отвечающее возможности её непротиворечивого квантового рассмотрения и, в частности, устранения *ультрафиолетовых расходимостей* с помощью процедуры *перенормировок*.

В КТП модели распадаются на два класса: перенормируемые и неперенормируемые. В моделях, обладающих свойством П., удаётся убрать все расходимости в перенормировки параметров (масс, констант связи и др.) исходного лагранжиана и в конечном итоге однозначно выразить результаты вычислений через перенормированные (физические) значения соответствующих параметров.

Упрощённым, но достаточно надёжным признаком П. может служить размерность константы связи. Так, в моделях КТП с лагранжианом взаимодействия вида

$$g_1\varphi^4, \quad g_2\bar{\psi}O\psi\varphi \text{ и } g_3\bar{\psi}O^\nu\psi B_\nu$$

[φ — скалярное, ψ и $\bar{\psi}$ — спинорные, B_ν — векторное поля; O, O^ν($\nu = 0, 1, 2, 3$) — матрицы, определяющие вид взаимодействия; черта над ψ означает дираковское сопряжение] константы связи безразмерны. Соответственно этому величины g_1, $(g_2)^2$ и $(g_3)^2$ являются естеств. безразмерными параметрами разложения, вследствие чего регуляризованная теория возмущений (см. *Регуляризация расходимостей*) в УФ-пределе $q^2 \gg m^2$ (q — 4-импульс, m — наибольшая из имеющихся масс) может содержать только степени этих величин и их произведений на логарифмы $\ln(\Lambda^2/q^2)$, где Λ — импульс обрезания. Поэтому вполне естественно, что в таких моделях степень расходимости фейнмановских диаграмм с логарифмич. точностью не зависит от порядка теории возмущений. Вследствие этого операторная структура *контрчленов*, осуществляющих «уничтожение» расходящихся вкладов, не зависит от порядка теории возмущений, что и приводит к П.

В то же время для моделей четырёхфермионного или юкавского векторного типов

$$G\bar{\psi}O_\nu\psi\bar{\psi}O_\nu\psi, \quad f\bar{\psi}O^\nu\psi\frac{\partial\varphi}{\partial x^\nu},$$

где константы связи обладают отрицат. массовой размерностью, безразмерные комбинации содержат положит. степени импульса обрезания: $G\Lambda^2$, $f\Lambda$, вследствие

чего степень расходимости растёт вместе со степенью константы связи и перенормировка оказывается невозможной.

Простота этой картины в нек-рых случаях нарушается. Так, если в третьем из приведённых выше лагранжианов взаимодействия с безразмерными константами связи векторное поле B_ν имеет массу M, то возможно образование безразмерной комбинации с её участием: $g_3\Lambda/M$, и свойство П. исчезает. В реальных случаях этой оговоркой, по-видимому, можно пренебречь, поскольку известные массивные векторные поля (W- и Z-бозонные) имеют калибровочную природу, а *калибровочные поля* «первоначально» безмассовы и «приобретают» массу в результате *спонтанного нарушения симметрии*, при к-ром свойство П. не нарушается. Осложнения могут также возникнуть для калибровочного взаимодействия фермионов, не сохраняющего чётность. В этом случае приходится иметь дело с т. н. *аномалиями*. С учётом этих оговорок безразмерность констант связи есть необходимое и практически достаточное условие П.

Для ответа на вопрос о физ. смысле свойства П. заметим, что квантовые *радиационные поправки* следует рассматривать как эффекты реакции квантового вакуума на прохождение через него тех или иных микрочастиц. УФ-расходимости квантовых поправок обусловлены тем, что вакуумные КВ-флуктуации оказываются чрезмерно интенсивными. В перенормируемых моделях КТП их эффект удаётся свести к изменению физ. параметров частиц. С этой точки зрения П. отвечает тому, что для перенормируемых механизмов взаимодействия влияние малых расстояний, где сосредоточены ВЧ-флуктуации, на физику больших (в микроскопич. смысле) расстояний может быть эффективно учтено с помощью ограниченного числа конечных параметров.

Можно также сказать, что неперенормируемые модели взаимодействия полей отвечают случаям, когда не удаётся построить последоват. квантовую теорию полей с данным механизмом взаимодействия. Иными словами, такие модели в сущности не удаётся проквантовать. Отсюда можно сделать вывод, что П. является синонимом «квантуемости» теории.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1991; Белокуров В. В., Ширков Д. В., Теория взаимодействий частиц, М., 1986.

Д. В. Ширков.

ПЕРЕНО́С ИЗЛУЧЕ́НИЯ — распространение эл.-магн. излучения, звука, нейтронов и др. частиц в различных средах: в свободном пространстве, в регулярно-неоднородных и случайно-неоднородных (турбулентных) средах, в средах с дискретными рассеивателями и т. д. при наличии процессов поглощения, испускания и рассеяния. Традиционно П. и. рассматривают в разл. разделах оптики, в частности при описании фотометрич. измерений, выяснении условий формирования оптич. изображений, нахождении характеристик рассеянного излучения и др. Классич. теория П. и. получена из энергетич. соображений и служит основой *фотометрии*. Кроме того, теорию П. и. применяют в астрофизике при расчёте светимости звёзд, в теплофизике при анализе теплопередачи через излучение, в геофизике при изучении теплового баланса Земли, а также в акустике, теории плазмы и ядерной физике.

Начало теоретич. фотометрии и теории П. и. как раздела науки связывают обычно с именами П. Бугера (P. Bouguer) и И. Ламберта (J. Lambert). Применительно к рассеивающим средам основы теории П. и. заложили О. Д. Хвольсон (1890) и А. Шустер (A. Schuster, 1905). Фотометрия оперирует с энергетич. характеристиками, описывающими отклик квадратичных приёмников излучения. Классич. феноменологич. теория П. и. использует наглядные понятия лучевой оптики, дополненные статистич. предположением о полной взаимной некогерентности полей для лучей, имеющих разные направления. Это предположение позволяет суммировать ср. интенсивности лучей, приходящих с разл. направлений, игнорируя фазовые соотношения (аналогичное допущение в нелинейной теории волн известно как приближение случайных фаз).

Совр. теория П. и. основывается на статистико-волновом подходе, когда излучение и среда трактуются как два взаимодействующих случайных поля и излучение считается статистически квазиоднородным.

Основные понятия. В классич. теории переноса скалярного излучения в свободном пространстве, рассматривающей волновое поле как совокупность некогерентных лучевых пучков, осн. понятием является спектральная яркость $I = I(\boldsymbol{r},t,\omega,\boldsymbol{n})$, к-рая определяет ср. поток энергии dS через площадку da, сосредоточенный в телесном угле $d\Omega_{\boldsymbol{n}}$ вблизи направления $\boldsymbol{n}$ и в интервале частот $d\omega$: $dS = I(\boldsymbol{r},t,\omega,\boldsymbol{n})da d\omega d\Omega_{\boldsymbol{n}}$. Поэтому ср. плотность потока энергии $\boldsymbol{S}$ в точке $\boldsymbol{r}$ в момент времени t равна:

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r},t) = \int \boldsymbol{n} I(\boldsymbol{r},t,\omega,\boldsymbol{n}) d\Omega_{\boldsymbol{n}} d\omega.$$

Ср. плотность энергии поля равна:

$$W(\boldsymbol{r},t) = \int I(\boldsymbol{r},t,\omega,\boldsymbol{n}) v_g^{-1} d\Omega_{\boldsymbol{n}} d\omega,$$

где v_g — групповая скорость распространения излучения. Эти соотношения сохраняют силу и для разреженных рассеивающих сред.

Основой волновой теории П. и. служит интегро-дифференц. ур-ние переноса излучения. Для неизменной во времени статистически однородной рассеивающей среды оно имеет вид:

$$dI/ds = -\alpha I + \int \sigma(\boldsymbol{n} \leftarrow \boldsymbol{n}') I(\boldsymbol{r},t,\omega,\boldsymbol{n}') d\Omega_{\boldsymbol{n}'} + Q(\boldsymbol{r},\boldsymbol{n}), \quad (1)$$

где $d/ds = \boldsymbol{n}\nabla + v_g^{-1}\partial/\partial t$ — производная вдоль луча, Q — ф-ция источников, α и $\sigma(\boldsymbol{n} \leftarrow \boldsymbol{n}')$ — феноменологич. параметры, наз. коэффициентом экстинкции и сечением рассеяния из направления $\boldsymbol{n}'$ в направление $\boldsymbol{n}$. Ур-ние (1) с соответствующими нач. и граничными условиями определяет поведение яркости I. Эта задача привела к формированию самостоят. ветви матем. физики — матем. теории П. и.

Ур-ние (1) выражает баланс энергии в бесконечно малом объёме среды: скорость изменения яркости I вдоль луча определяется рассеянием в данное направление $\boldsymbol{n}$ со всех др. направлений $\boldsymbol{n}'$ (интегральный член) и ослаблением из-за рассеяния и поглощения (член $-\alpha I$). Коэф. экстинкции α выражается в виде суммы, $\alpha = \alpha_a + \alpha_s$, энергетич. коэффициента поглощения среды α_a и коэффициента рассеяния α_s, связанного с сечением рассеяния соотношением

$$\alpha_s = \int \sigma(\boldsymbol{n} \leftarrow \boldsymbol{n}') d\Omega_{\boldsymbol{n}'}.$$

Вне области источников выполняется ур-ние интегрального энергетич. баланса

$$\partial W/\partial t + \nabla \boldsymbol{S} = -\int \alpha_a I d\Omega_{\boldsymbol{n}}.$$

Для квазиоднородных и квазистационарных сред α и $\sigma(\boldsymbol{n} \leftarrow \boldsymbol{n}')$ зависят от $\boldsymbol{r}$ и t. В случае рассеяния с изменением частоты в интегральном члене в (1) появляется дополнит. интегрирование по частоте. При учёте векторного характера эл.-магн. поля яркость I нужно заменить на яркостную матрицу, к-рая описывает не только интенсивность, но и поляризац. свойства излучения, причём α и $\sigma(\boldsymbol{n} \leftarrow \boldsymbol{n}')$ также становятся матричными величинами. Скалярное ур-ние (1) используют в оптике для описания светового излучения в тех случаях, когда можно пренебречь поляризац. эффектами.

Аналогичные ур-ния с нелинейной правой частью используют при описании эл.-магн. излучения в плазме (т. н. кинетич. ур-ния для волн).

Поскольку ур-ние (1) основано на лучевых понятиях, в нём акцентируется лишь корпускулярная сторона дуализма волна — частица. Поэтому ур-ние (1) служит также основой теории переноса нейтронов, где вместо яркости I фигурирует одночастичная ф-ция распределения нейтронов по скоростям, а ур-ние аналогично линеаризованному *кинетическому уравнению Больцмана*. При квантовой интерпретации излучения яркость I пропорциональна ф-ции распределения фотонов по направлениям и по частотам.

Обоснование теории П. и. было достигнуто в рамках статистич. оптики, к-рая ур-ние П. и. выводит из ур-ний Максвелла на основе волновых понятий, описывающих когерентные свойства излучения. При таком подходе яркость I связана с *Вигнера функцией распределения* $J_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{R})$, а последняя — с ф-цией когерентности $\Gamma(\boldsymbol{R},\boldsymbol{\rho})$ комплексной амплитуды поля. Для скалярного монохроматич. поля $u(r)\exp(-i\omega t)$, для к-рого

$$\Gamma(\boldsymbol{R},\boldsymbol{\rho}) = \langle u(\boldsymbol{R}+\boldsymbol{\rho}/2)u^*(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{\rho}/2)\rangle,$$

где $\langle\ldots\rangle$ означает статистич. усреднение, * — комплексное сопряжение, $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$ — разность, а $\boldsymbol{R} = (\boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{r}_2)/2$ — «центр тяжести» радиусов-векторов точек наблюдения $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$, ф-ция Вигнера определяется как

$$J_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{R}) = \int\Gamma(\boldsymbol{R},\boldsymbol{\rho})\exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho})d\boldsymbol{\rho}/(2\pi)^3. \qquad (2)$$

Для свободного статистически однородного поля ф-ция когерентности Γ зависит только от $\boldsymbol{\rho}$, а ф-ция $J_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{R})$ связана с яркостью I соотношением

$$J_{\mathbf{k}} = bI(\boldsymbol{n})\delta(|\mathbf{k}| - k_0)k_0^{-2}, \qquad (3)$$

где k_0 — волновое число, b — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц. Появление в (3) дельта-функции обусловлено волновым характером рассматриваемого излучения: волновые векторы составляющих поле плоских волн локализованы на поверхности $|\mathbf{k}| = k_0$, при этом, согласно *Винера — Хинчина теореме*, $I(\boldsymbol{n}) \geqslant 0$.

Соотношение (3) приближённо сохраняется для квазиоднородного поля, ф-ция когерентности к-рого плавно зависит от $\boldsymbol{R}$:

$$J_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{R}) = bI(\boldsymbol{R},\boldsymbol{n})\delta(|\mathbf{k}| - k_0)k_0^{-2}. \qquad (4)$$

Условие квазиоднородности можно записать в виде неравенства $|\partial\Gamma/\partial\boldsymbol{R}| \ll |\partial\Gamma/\partial\boldsymbol{\rho}|$, к-рое означает малость изменений ф-ций когерентности по аргументу $\boldsymbol{R}$ в сравнении с её изменениями по разностной переменной $\boldsymbol{\rho}$. Классич. фотометрия соответствует некогерентному излучению, когда $|\partial\Gamma/\partial\boldsymbol{\rho}| \sim \lambda^{-1}\Gamma$ и $\lambda \to 0$.

Входящую в (4) величину $I(\boldsymbol{R},\boldsymbol{n})$ считают о б о б щ ё н н о й я р к о с т ь ю, зависящей от аргумента $\boldsymbol{R}$. Согласно (2, 4) величина $I(\boldsymbol{R},\boldsymbol{n})$ пропорц. преобразованию Фурье от ф-ции когерентности Γ по разностной переменной $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, поэтому

$$\Gamma(\boldsymbol{R},\boldsymbol{\rho}) = \int J_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{R})\exp(i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho})d\mathbf{k} = b\int I(\boldsymbol{R},\boldsymbol{n})\exp(ik_0\boldsymbol{n}\boldsymbol{\rho})d\Omega_{\boldsymbol{n}}. \qquad (5)$$

Значение соотношения (5) состоит в том, что оно связывает энергетич. характеристику излучения (яркость I) с волновыми и статистич. характеристиками, а именно: с ф-цией когерентности волнового поля. Напр., для однородного и изотропного излучения яркость I не зависит от направления $\boldsymbol{n}$, поэтому

$$\Gamma(\boldsymbol{\rho}) = 4\pi bI(k_0\boldsymbol{\rho})^{-1}\sin k_0\boldsymbol{\rho}.$$

Т. о., соотношение (5) позволяет переходить от лучевого (энергетич.) описания к волновому (дифракционному) и тем самым извлекать из ур-ния П. и. нек-рые сведения о дифракц. эффектах.

В общей теории многократного рассеяния из ур-ния, определяющего поведение ф-ции когерентности Γ, следует, что обобщённая яркость $I(\boldsymbol{R},\boldsymbol{n})$ для достаточно разреженных рассеивающих сред удовлетворяет ур-нию П. и. классич. теории (1). Тем самым устанавливается строгий статистич. смысл ур-ния П. и., одновременно находят выражения для входящих в (1) феноменологич. коэф., к-рые в этом случае мало отличаются от результатов, полученных в приближении однократного рассеяния. Такой подход позволяет использовать хорошо развитый матем. аппарат теории П. и. для описания нек-рых дифракц. и интерференц. эффектов, связанных с частичной когерентностью излучения. В общем случае величина $I(\boldsymbol{R},\boldsymbol{n})$ не обладает всеми свойствами феноменологич. яркости, в частности, не является всюду неотрицательной.

Крупномасштабная среда. Статистико-волновое содержание теории П. и. наглядно проявляется на примере крупномасштабной статистически однородной рассеивающей среды. Ф-ция когерентности $\Gamma = \langle u(\boldsymbol{\xi}_1 z)u^*(\boldsymbol{\xi}_2,z)\rangle$, $\boldsymbol{\xi} = (x,y)$, монохроматич. поля, распространяющегося в направлении оси z, удовлетворяет ур-нию

$$2ik_0\partial\Gamma/\partial z + [\Delta_{\boldsymbol{\xi}_1} - \Delta_{\boldsymbol{\xi}_2} + A(0) - A(\boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2)]\Gamma = 0 \qquad (6)$$

(см. *Параболического уравнения приближение*). Величина $A(\boldsymbol{\xi}_1 - \boldsymbol{\xi}_2)$ выражается через ф-цию корреляции флуктуаций среды в точках $(\boldsymbol{\xi}_1,z)$ и $(\boldsymbol{\xi}_2,z)$. Отвечающая этому случаю обобщённая яркость I определяется соотношением

$$I(\boldsymbol{R}_\perp,z,\boldsymbol{\nu}) = (k/2\pi)^2\int\exp(-ik\boldsymbol{\xi}\boldsymbol{\nu})\Gamma(\boldsymbol{R}_\perp + \boldsymbol{\xi}/2,\ \boldsymbol{R}_\perp - \boldsymbol{\xi}/2,z)d\boldsymbol{\xi}.$$

Здесь $\boldsymbol{\nu}$ — поперечная часть единичного вектора $\boldsymbol{n} = (\boldsymbol{\nu}, \sqrt{1-\nu^2})$, к-рая играет роль угл. переменной и описывает направленность излучения. Яркость $I(\boldsymbol{R}_\perp,z,\boldsymbol{\nu})$ удовлетворяет вытекающему из (6) ур-нию П. и.:

$$dI/ds \equiv (\partial/\partial z + \boldsymbol{\nu}\nabla_{\boldsymbol{R}_\perp})I = -\alpha I + \int\sigma(\boldsymbol{\nu}\leftarrow\boldsymbol{\nu}')I(\boldsymbol{R}_\perp,z,\boldsymbol{\nu}')d\boldsymbol{\nu}', \qquad (7)$$

где $\alpha = A(0)$, а сечение рассеяния $\sigma(\boldsymbol{\nu}\leftarrow\boldsymbol{\nu}')$ выражается через преобразование Фурье от $A(\boldsymbol{\xi})$. Поскольку ур-ние (7) эквивалентно ур-нию (6), оно учитывает все дифракц. эффекты, описываемые волновым ур-нием (6).

В ряде случаев решение ур-ния (7) можно записать в явном виде. В простейшем случае свободного пространства ($\alpha = \sigma = 0$) решение имеет вид

$$I(\boldsymbol{R}_\perp,z,\boldsymbol{\nu}) = I_0(\boldsymbol{R}_\perp - \boldsymbol{\nu}z,\boldsymbol{\nu}), \qquad (8)$$

где I — обобщённая яркость при $z > 0$, а I_0 — распределение обобщённой яркости в нач. плоскости $z = 0$. Это выражение отвечает сохранению величины I вдоль «обобщённого» прямого луча, к-рый, в отличие от обычной геом. оптики, строится для координаты $\boldsymbol{R}$.

В феноменологич. теории, использующей предельный переход $\lambda \to 0$, для исходной яркости I_0 можно задавать произвольное угл. распределение, ограниченное единств. условием $I_0 \geqslant 0$. В ф-ле (8) обобщённая яркость I связана преобразованием Фурье с нач. ф-цией когерентности $\Gamma_0 = \Gamma|_{z=0}$, поэтому требование $I_0 \geqslant 0$ становится излишним. Эфф. угл. ширина $\Delta\Theta = |\boldsymbol{\nu}|$ обобщённой яркости I [т. е. масштаб изменения $I(\boldsymbol{R}_\perp,z,\boldsymbol{\nu})$ по аргументу $\boldsymbol{\nu}$] подчиняется соотношению неопределённостей $\Delta\rho_\perp\Delta\Theta \geqslant \lambda$, где $\Delta\rho_\perp$ — эфф. ширина ф-ции когерентности Γ_0 по аргументу $\rho_\perp$, по порядку величины совпадающая с поперечным масштабом пространственной когерентности пучка (в классич. фотометрии соотношение неопределённостей не возникает из-за предельного перехода $\lambda \to 0$). Продольный масштаб когерентности оценивается при помощи ф-лы (5), к-рая в этом приближении принимает вид:

$$\Gamma = b\int I(\boldsymbol{R},z,\boldsymbol{\nu})\exp\{ik[\rho_z(1-\nu^2/2) + \boldsymbol{\rho}_\perp\boldsymbol{\nu}]\}d\boldsymbol{\nu},$$

откуда $\Delta\rho_z \sim \lambda/(\Delta\Theta)^2$.

Описанный подход позволяет построить статистич. теорию переноса частично когерентного излучения и даёт возможность обосновать феноменологич. теорию для разреженных слабо рассеивающих сред. В противоположном случае плотных и сильно рассеивающих сред существ. роль начинают играть когерентные и кооперативные эффекты, при этом вопрос об области применимости феноменологич. ур-ния П. и. остаётся до конца не выясненным. Для таких сред фазовые соотношения между рассеянными волнами могут играть определяющую роль. Кооперативные эффекты приводят, в частности, к фундаментальному для теории аморфных тел явлению — *андерсоновской локализации* и, как следствие, к качеств. изменению характера П. и. Напр., ур-ние П. и. не в состоянии описать эффекты сильного рассеяния в одномерной модели рассеивающей среды.

Ур-ние П. и. описывает и др. виды волнового движения, при этом «яркость» I вводят при помощи соотношения (3) с подходящим значением коэф. b, напр. в случае звукового поля $b = n\omega^2 v$, где n — плотность среды, v — скорость звука.

Лит.: Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, пер. с англ., М., 1953; Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Случайные поля, М., 1978; Апресян Л. А., Кравцов Ю. А., Теория переноса излучения. Статистические и волновые аспекты, М., 1983. *Л. А. Апресян, Ю. А. Кравцов.*

Перенос излучения в условиях немгновенности элементарного акта рассеяния. Изложенный выше раздел теории П. и. относится к области $\lambda \geqslant a$, где λ — длина волны излучения, a — характерный масштаб макроскопич. флуктуаций в среде, на к-рых происходит рассеяние. В этом случае элементарный акт рассеяния света единичным объёмом среды описывается в ур-нии (1) сечением рассеяния σ, соответствующим данному типу флуктуаций. Такой подход применим также и к нерезонансному рассеянию света на микроскопич. флуктуациях распределения частиц по координатам и импульсам. При этом σ уже соответствует сечению рассеяния света отдельной частицей (когерентному, $\omega = \omega'$, или некогерентному *комбинационному рассеянию света* атомом или молекулой, комптоновскому рассеянию свободным электроном и др.). Общность формализма описания П. и. в указанных случаях базируется на мгновенности процесса рассеяния фотона средой (макроскопич. ансамблем или отдельной частицей), что и позволяет свести описание П. и. к замкнутому ур-нию (1) для интенсивности.

В теории П. и. важен более общий случай немгновенного рассеяния света в элементарном акте, когда поглощение и рассеяние следует рассматривать раздельно и происходит перераспределение излучения по частоте. Эта область теории П. и. наиболее широко используется в астрофизике [1,2]. Ур-ние для интенсивности $I(\boldsymbol{r},\xi,t)$, где $\xi = \{\omega,\boldsymbol{n},\mu\}$, принимает вид:

$$\left(c^{-1}\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{n}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}}\right)I = -\varkappa(\boldsymbol{r},\xi,t)I + Q(\boldsymbol{r},\xi,t), \qquad (9)$$

где $\varkappa$ — вероятность поглощения фотона на единице длины пути, Q — объёмная плотность мощности излучения среды, к-рая здесь учитывает также и упругое рассеяние света (ф-ция источников), дифференциальная по всем параметрам ξ фотона (μ характеризует поляризац. состояние фотона).

При отсутствии влияния элементарного акта поглощения света на величину Q (т. е. Q не зависит от I) ур-ние (9) полностью описывает П. и. Это типично, напр., для П. и. электронами плазмы путём тормозного, фоторекомбинац., циклотронного механизмов испускания и поглощения (здесь Q не зависит от I при условии малости влияния актов поглощения на ф-цию распределения электронов по импульсам, как правило, равновесную). Если процессы релаксации к равновесию сильны не только для электронов, но и для фотонов (распределение к-рых тогда близко к распределению Планка с темп-рой электронов), то при условии малости эфф. длины пробега фотонов по сравнению с характерным размером неоднородности темп-ры ур-ние (9) сводится к простому ур-нию диффузионного типа для темп-ры (лучистая теплопроводность, [3]).

Перенос резонансного излучения. Др. важный случай П. и. относится к резонансному рассеянию света на атомах или молекулах среды. Поглощение резонансного фотона приводит к образованию возбуждённого атома (ВА), к-рый подвергается сложному микроскопич. воздействию среды, тогда как рассеяние нерезонансного фотона атомом соответствует виртуальному (по сути мгновенному) возбуждению атома. В переносе резонансного излучения ф-ция источников Q определяется в общем случае ф-цией распределения ВА по координатам, импульсам и параметрам ξ излучаемого в момент времени t фотона $f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\xi,t)$:

$$Q = A\hbar\omega_0 \int f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\xi,t)d\boldsymbol{p} \equiv A\hbar\omega_0 N(\boldsymbol{r},\xi,t), \qquad (10)$$

где A^{-1} — полное (интегральное по ξ) время жизни ВА (для простоты двухуровневого) по отношению к радиац. распаду в линии с частотой перехода ω_0. Коэф. поглощения $\varkappa$ определяется сечением поглощения резонансного фотона невозбуждённым атомом с импульсом $\boldsymbol{p}$:

$$\varkappa = \int \sigma_{\text{погл}}(\boldsymbol{p},\xi) f_0(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)d\boldsymbol{p}, \qquad (11)$$

где f_0 — ф-ция распределения невозбуждённых атомов. Ф-ция распределения ВА является решением кинетич. уравнения

$$\hat{\partial} f \equiv \left\{\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}} + \boldsymbol{F}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}}\right\} f = \hat{L}[f] - Af + q + \\ + \int_0^\infty d\Delta t \int d\xi' \frac{I(\boldsymbol{r},\xi',t-\Delta t)}{\hbar\omega} \sigma_{\text{рас}}(\xi' \to \xi, \boldsymbol{p}, \Delta t) f_0(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t-\Delta t), \qquad (12)$$

где $\boldsymbol{F}$ — внеш. сила, q — внеш. источник ВА, $\hat{L}$ — оператор, описывающий все процессы взаимодействия ВА с окружающей средой (включая процессы релаксации по $\boldsymbol{p}$ и ξ, а также девозбуждение ВА столкновениями). Величина $\sigma_{\text{рас}}$ описывает дифференц. по ξ и Δt сечение двухступенчатого процесса поглощения отдельным атомом (с импульсом $\boldsymbol{p}$) фотона ξ' и последующего переизлучения фотона ξ по прошествии времени Δt с учётом воздействия на ВА всех микро- и макроскопич. флуктуаций среды. Вероятность указанного процесса, интегральная по Δt, определяет широко используемую в астрофизике [1,2,4] ф-цию перераспределения $R(\xi \to \xi')$ фотона по его параметрам в акте рассеяния (как правило, по частоте, при соответствующем усреднении по остальным параметрам). Свёртка функции R по начальным или конечным параметрам фотона даёт соответственно контур линии (т. е. плотность вероятности) испускания $P(\xi')$ и поглощения $\varepsilon(\xi)$ фотона:

$$\int R(\xi \to \xi')d\xi = P(\xi'), \quad \int R(\xi \to \xi')d\xi' = \varepsilon(\xi) \equiv \frac{\varkappa(\xi)}{\int \varkappa(\xi'')d\xi''}.$$

Фактически за перераспределение по частоте отвечают те же механизмы, что и за уширение линии: доплеровский, штарковский и др.

Ур-ние (12) позволяет сформулировать критерий мгновенности элементарного акта рассеяния: его эфф. длительность должна быть мала по сравнению с характерными временами эволюции ф-ции распределения ВА под действием операторов $\hat{\partial}$ и $\hat{L}$. При выполнении этого условия ур-ние (9) с учётом ур-ний (10) и (12) переходит в ур-ние (1).

В том предельном случае, когда реализуется полное «забывание» испущенным фотоном его состояния до поглощения, R расщепляется на произведение вероятностей поглощения и испускания — т. н. полное перераспределение по частоте (ППЧ). При этом $N(\boldsymbol{r},\xi,t) = N(\boldsymbol{r},t)P(\xi)$, где $N(\boldsymbol{r},t)$ — плотность ВА. Если

можно пренебречь макроскопич. движением среды за характерные времена эволюции излучения в данной среде, система ур-ний (9—12) сводится к одному из основополагающих ур-ний теории П. и.— ур-нию Бибермана — Холстейна (1947). В однородной стационарной среде (объёма V) оно имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(A + v_T)N + A\int_V N(\boldsymbol{r}')G(|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'|)d\boldsymbol{r}' + q,$$

где v_T — скорость нерадиационного (прежде всего столкновительного) девозбуждения атома, а ядро G выражается через вероятность $T(\rho)$ прохождения фотоном пути, не меньшего ρ, без поглощения:

$$G(\rho) = -\frac{1}{4\pi\rho^2}\frac{\partial T}{\partial \rho},\quad T(\rho) = \int_0^\infty P(\omega)\exp[-\varkappa(\omega)\rho]d\omega.$$

Выведенное первоначально из балансовых соотношений ур-ние Бибермана — Холстейна было впоследствии обосновано в рамках микроскопич. квантового описания эволюции фотонного газа в резонансной атомной среде. Матем. аппарат теории П. и. в приближении ППЧ см. в [1,2,5].

ППЧ реализуется как при внеш. микроскопич. воздействии [вследствие описываемого величинами σ и $\hat{L}$ в (12) взаимодействия с др. частицами, приводящего к сбою фазы атомного осциллятора — см. *Уширение спектральных линий*], так и в результате хаотизации параметров излучаемого фотона независимо от микроскопич. воздействия среды (при доплеровском уширении).

ППЧ соответствует случаю, когда наиб. ярко выражено *пленение излучения*. В этом случае стационарное распределение возбуждённых атомов в конечном объёме определяется вероятностью только прямого, без рассеяния, выхода фотона из среды:

$$N = q/(v_T + A\overline{T}(r)),$$

где $\overline{T}(r)$ — усреднённая по углам вылета фотона вероятность выхода фотона, испущенного в точке r, без рассеяния.

Совр. развитие теории переноса резонансного излучения связано с выходом за рамки приближения ППЧ, т. к. практически значим более общий случай — т. н. частичное перераспределение по частоте [см. (12), [6]], имеющий место в астрофиз. объектах, в лабораторной плазме с многозарядными ионами, для к-рых возрастание роли механизма спонтанного испускания ($A \propto Z^4$, Z — заряд иона) благоприятствует частичному сохранению памяти фотона не только в далёком крыле линии.

Лит.: 1) Михалас Д., Звёздные атмосферы, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; 2) Иванов В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1969; 3) Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1966; 4) Булышев А. Е., Преображенский Н. Г., Суворов А. Е., Перенос излучения в спектральных линиях, «УФН», 1988, т. 156, с. 153; 5) Абрамов Ю. Ю., Дыхне А. М., Напартович А. П., Стационарные задачи и теории радиационного переноса возбуждения, М., ИАЭ, репринт 1804, 1969; 6) Махрев В. А., Сечин А. Ю., Старостин А. Н., Теория нестационарного переноса резонансного излучения в условиях частичного перераспределения по частотам, «ЖЭТФ», 1990, т. 97, № 4, с. 1114. *А. Б. Кукушкин, В. И. Коган.*

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ — безызлучательная передача энергии электронного возбуждения при эл.-магн. взаимодействии двух частиц (молекул, ионов, комплексов), находящихся на расстоянии, меньшем длины волны излучения. В результате П. э. молекула — донор энергии переходит в состояние с меньшей энергией, а молекула — акцептор энергии — в состояние с большей энергией. Взаимодействие частиц, вследствие к-рого происходит П. э., может быть мультипольным (в частности, диполь-дипольным) или обменным. Характерные расстояния, при к-рых осуществляется П. э., достигают при диполь-дипольном взаимодействии 5—6 нм, при обменном — 1—2 нм. Процессы П. э. отличаются от процессов *переноса излучения*. Последние происходят с участием излучат. квантовых переходов: акцептор энергии поглощает фотон, испущенный донором энергии, причём частицы находятся на расстоянии, большем длины волны излучения. Процессы П. э. между одинаковыми молекулами (атомами или ионами), происходящие, как правило, многократно, наз. *миграцией энергии*.

Условия, необходимые для П. э., реализуются в осн. в конденсиров. средах (в газах взаимодействие частиц при их соударении приводит к уширению спектральных линий). П. э. играет существ. роль для процессов люминесценции. Взаимодействие при П. э. обычно предполагается настолько слабым, что спектры поглощения и люминесценции взаимодействующих частиц практически не меняются, т. е. остаются такими же, что и в отсутствие взаимодействия. В соответствии с законом сохранения энергии П. э. происходит только при условии, что спектры поглощения акцептора и спектры люминесценции донора перекрываются, т. е. в условиях резонанса. Если электронные переходы в доноре и акцепторе разрешены правилами отбора, то П. э. происходит в результате диполь-дипольного взаимодействия. Для этого случая теория П. э. была развита Т. Фёрстером (Th. Foerster, 1948). Она рассматривает процесс П. э. между молекулами в *адиабатическом приближении* и предполагает, что после переноса происходит быстрая колебат. релаксация в молекуле акцептора, что обеспечивает необратимость П. э. Скорость П. э. (вероятность переноса в единицу времени) выражается ф-лой

$$W = R_0^6/\tau_D R^6, \qquad (1)$$

где τ_D — радиац. время жизни донора, R — расстояние между молекулами, R_0 — т. н. фёрстеровский радиус, т. е. расстояние, на к-ром вероятность переноса W равна вероятности излучения $1/\tau_D$. Величина R_0 связана со степенью перекрытия спектров след. образом:

$$R_0^6 = \frac{9\chi^2 c^4}{8\pi}\int F_D(\omega)\sigma_A(\omega)n^{-4}\omega^{-4}d\omega, \qquad (2)$$

где χ зависит от взаимной ориентации дипольных моментов донора и акцептора, $F_D(\omega)$ — нормированный спектр люминесценции донора [$\int F_D(\omega)d\omega = 1$], σ_A — эфф. сечение поглощения акцептора, n — показатель преломления среды, ω — круговая частота излучения люминесценции. Если ориентации донора и акцептора не коррелированы, то ср. квадратичное значение $\overline{\chi^2} = {}^2/_3$.

Влияние П. э. на характеристики люминесценции можно определить, проведя усреднение по разл. расположениям акцепторов относительно доноров в среде. Для случая, когда молекулы донора и акцептора неподвижны в течение всего времени возбуждённого состояния, такое усреднение даёт след. результат: затухание люминесценции донора после импульса возбуждения происходит по закону (фёрстеровское затухание)

$$\rho(t) = \exp\left(-t/\tau_D - 2q\sqrt{t/\tau_D}\right), \qquad (3)$$

где $q = (\pi^{1/2}/2)(c_A/c_0)$, c_A — концентрация молекул акцептора, $c_0 = (4\pi/3)^{-1}R_0^{-3}$ — т. н. критич. концентрация для данной пары донор — акцептор. Ф-ла (3) справедлива, если концентрация акцепторов достаточно мала: $c_A v \ll 1$, где v — объём молекулы акцептора.

В жидких растворах на П. э. оказывает влияние диффузия молекул, к-рая приводит к сближению молекул донора и акцептора и ускоряет П. э. При этом закон затухания (3) на далёких стадиях переходит в экспоненциальный, зависящий от коэф. диффузии D («закон $D^{3/4}$»):

$$\rho(t) = \exp\left\{-\frac{t}{\tau_D} - 0{,}68\cdot 4\pi(D\tau_D)^{3/4}R^{3/2}c_A\frac{t}{\tau_D}\right\}.$$

Диполь-дипольный механизм П. э. осуществляется в жидких и твёрдых растворах органич. веществ типа красителей. Им объясняются мн. случаи тушения и сенсибилизации люминесценции, а также концентрац. деполяризация люминесценции (см. *Поляризованная люминесценция*). П. э. играет большую роль в фотосинтезе, обеспечивая передачу энергии возбуждения молекул хлорофилла к реакц. центрам.

П. э. при обменном взаимодействии наблюдается, когда электронные переходы в акцепторе запрещены. Этим видом П. э. объясняется сенсибилизиров. фосфоресценция (см. *Кооперативная люминесценция*) органич. соединений при взаимодействии молекулы донора в триплетном состоянии с молекулой акцептора в осн. состоянии и переходе молекулы акцептора в триплетное состояние (триплет-триплетный П. э.). При этом зависимость выхода люминесценции донора I_D от концентрации акцептора c_A может быть выражена ф-лой Перрена:

$$I_D = I_{D0}\exp(-\alpha c_A),$$

где α характеризует объём, охваченный процессами тушения. П. э. от органич. молекул в триплетном состоянии к молекуле кислорода приводит к *тушению люминесценции*, а также к образованию кислорода в синглетном состоянии.

П. э. в кристаллах и стёклах имеет большое значение в лазерных материалах с редкоземельными и переходными ионами. В этом случае П. э. обусловливает самотушение при увеличении концентрации активатора. Механизм самотушения обычно связан с миграцией энергии по ионам активатора, что ускоряет передачу к тушащей примеси, роль к-рой может играть и сам активатор в виде близкорасположенной пары ионов. Теория самотушения показывает, что в этом случае для описания миграции энергии и П. э. к примеси обычно неприменимо диффузионное приближение, а необходимы др. модели («прыжковое тушение»). П. э. используется также для повышения эффективности лазерных материалов, как и др. люминофоров, путём сенсибилизации.

Сравнительно большое τ_D для редкоземельных ионов дало возможность детально изучить кинетику П. э. в системах, содержащих такие ионы. При этом удалось выделить разл. стадии П. э., в т. ч. фёрстеровскую (статическую стадию), когда миграция по одноимённым ионам ещё не играет роли, и миграционно-ускоренную, дающую закон затухания доноров, близкий к экспоненциальному.

Процессы П. э. в молекулярных кристаллах с примесями обусловливают эфф. люминесценцию примесных молекул при возбуждении в осн. веществе. В этом случае П. э. объясняется миграцией экситонов, к-рую обычно можно описать как диффузию экситонов. В типичных случаях (напр., для кристалла антрацена) коэф. диффузии имеет порядок величины 10^{-4}—10^{-3} см^2 с$^{-1}$ при комнатной темп-ре и увеличивается при понижении темп-ры (см. *Экситон*).

Лит.: Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения, Л., 1977; Агранович В. М., Галанин М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978; Бурштейн А. И., Концентрационное тушение некогерентных возбуждений в растворах, «УФН», 1984, т. 143, с. 553.

М. Д. Галанин.

ПЕРЕНОСА ПРОЦЕССЫ в плазме — неравновесные процессы, приводящие к выравниванию пространственных распределений параметров плазмы — концентраций, среднемассовой скорости и парциальных темп-р электронов и тяжёлых частиц. В отличие от П. п. нейтральных частиц, П. п. в плазме зависят от напряжённостей собственных самосогласованных электрич. $\boldsymbol{E}$ и магн. $\boldsymbol{B}$ полей, к-рые определяются токами и объёмными зарядами частиц плазмы. Поэтому П. п. в плазме в общем случае описываются системой ур-ний переноса частиц, импульса и энергии и ур-ний Максвелла.

В гидродинамич. приближении, когда смещения частиц между столкновениями (в отсутствие магн. поля — длина свободного пробега λ) меньше характерных масштабов неоднородности плазмы L, а характерные частоты не превосходят частот столкновений ν, классические (столкновительные) П. п. описываются матрицей коэф. переноса. Она линейно связывает потоки частиц, импульса и энергии с факторами, нарушающими термодинамич. равновесие,— градиентами парциальных концентраций и темп-р, неоднородностью скорости, электрич. полем (см. *Переноса явления*). Вследствие большого различия между массами электронов и тяжёлых частиц (ионов и нейтральных молекул) темп-ры их, вообще говоря, различны, поэтому перенос энергии лёгкой и тяжёлой компонентой рассматривают отдельно. Напр., в отсутствие магн. поля $\boldsymbol{B}$ поток тепла $\boldsymbol{q}_\alpha$, обусловленный температурным градиентом ∇T_α к.-л. компоненты α, есть $\boldsymbol{q}_\alpha = -c_{v\alpha}\chi_\alpha\nabla T_\alpha$, где $c_{v\alpha}$ — уд. теплоёмкость при пост. объёме, χ_α — коэф. температуропроводности. Парциальный тензор плотности потока импульса $\hat{\pi}_\alpha = -\eta_\alpha\hat{W}_\alpha$, где тензор скорости сдвигов

$$W_{\alpha i\mathbf{k}} = \frac{\partial u_{\alpha t}}{\partial x_{\mathbf{k}}} + \frac{\partial u_{\alpha \mathbf{k}}}{\partial x_t} - \frac{1}{3}\delta_{i\mathbf{k}}\mathrm{div}\boldsymbol{u}_\alpha.$$

При $\boldsymbol{B} = 0$ оценки для коэф. температуропроводности χ_α и кинематич. вязкости $\eta_\alpha/m_\alpha n_\alpha$ в плазме такие же, как и в нейтральных газах: $\chi_\alpha \sim \eta_\alpha/m_\alpha n_\alpha \sim \lambda_\alpha^2\nu_\alpha$, где n_α — концентрация, m_α — масса частиц компоненты α. Перенос частиц в плазме обусловлен градиентами концентрации (диффузия), темп-ры (термодиффузия) и электрич. полем.

П. п. в слабоионизованной плазме без магнитного поля. В слабоионизов. плазме, а также в полупроводниках и слабых электролитах имеется выделенная система отсчёта, связанная с нейтральной компонентой (в полупроводниках — с решёткой). Если столкновения заряж. частиц между собой несущественны, то потоки частиц определяются трением их о нейтральный газ и равны в этой системе:

$$\Gamma_\alpha = n_\alpha\boldsymbol{u}_\alpha = -D_\alpha\nabla n_\alpha - D_\alpha^{(T)}n_\alpha\nabla\ln T_\alpha \pm b_\alpha n_\alpha\boldsymbol{E},$$

где D_α, $D_\alpha^{(T)}$ — коэф. диффузии, термодиффузии, b_α — *подвижность*; при этом $D_\alpha \sim D_\alpha^{(T)} \sim \chi_\alpha$. Эти коэф. связаны с темп-рой и зарядом частицы Z_α соотношением Эйнштейна: $D_\alpha = T_\alpha b_\alpha/|Z_\alpha|$. Суммарная проводимость плазмы $\sigma = \sum_\alpha |Z_\alpha| n_\alpha b_\alpha$.

Неоднородность плазмы создаёт самосогласованное неоднородное электрич. поле, к-рое при медленных процессах определяется условием *квазинейтральности плазмы* $\sum_\alpha Z_\alpha n_\alpha \simeq 0$ и является потенциальным. Простейшим примером влияния самосогласованного электрич. поля на П. п. является *амбиполярная диффузия* в простой ($n_e = n_i = n$) слабоионизов. плазме при $T_e = T = \mathrm{const}$, к-рая описывается ур-нием

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla(D_\mathrm{A}\nabla n) = I,$$

где I соответствует рождению и рекомбинации частиц, а коэф. амбиполярной диффузии

$$D_\mathrm{A} = \frac{D_e b_i + D_i b_e}{b_e + b_i} \simeq D_i\left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)$$

определяется наим. подвижными частицами (ионами). Электрич. поле тормозит электроны и приводит к совместной диффузии электронов и ионов, потоки к-рых Γ_e, Γ_i в одномерном случае отличаются на пост. вектор, т. е. плотность тока $j = \mathrm{const}$. При $I = 0$ характерное диффузионное время жизни неоднородности $\tau_\mathrm{A} = L^2/D_\mathrm{A}$, где L — характерный размер неоднородности. Эта ситуация является вырожденной: ур-ние не содержит

явно электрич. поля и не зависит от тока, протекающего через неоднородную плазму.

Диффузия в плазме с ионами разных сортов даже при $j = 0$ не сводится к амбиполярной, т. к. электрич. поле оказывается пропорциональным градиентам всех парциальных концентраций. При этом нек-рые потоки частиц могут быть направлены в сторону возрастания их концентрации. В многокомпонентной плазме или в случае, когда подвижности зависят от электрич. поля, протекание пост. тока приводит к движению неоднородностей со скоростью амбиполярного дрейфа. В плазме, содержащей k сортов заряж. частиц с пост. подвижностями, имеется $(k-2)$ разл. значений скорости амбиполярного дрейфа, соответствующих разным типам сигналов. Напр., если имеются ионы двух сортов (i_1, i_2) с подвижностями $b_{i1} \gg b_{i2}$, то при $n_{i2} = \text{const}$ скорость амбиполярного дрейфа

$$v_a = \frac{jb_{i1}n_{i2}}{eb_e(n_{i1}+n_{i2})^2}. \qquad (*)$$

В простой газоразрядной плазме обычно существенна зависимость подвижности электронов от электрич. поля $b_e(E)$. При этом $v_a = Eb_i\hat{b}_e/(1+\hat{b}_e)$, где $\hat{b}_e = \partial(\ln b_e)/\partial(\ln E)$. Скорость амбиполярного дрейфа v_a характеризует распространение квазинейтральных возмущений концентрации (волн плотности) плазмы. Большие возмущения (как волны большой амплитуды) из-за нелинейной связи между концентрациями и скоростями потоков (*) деформируются и опрокидываются. Возникают области с резкими градиентами концентрации — скачки́, аналогичные ударным волнам, — где существенна диффузия или нарушается квазинейтральность. Если же масштаб неоднородностей $L \ll T/(eE)$, то эволюция их и при наличии тока определяется лишь диффузией.

П. п. в слабоионизованной плазме в магнитном поле. Т. к. смещение заряж. частиц поперёк магн. поля $\boldsymbol{B}$ уменьшается с ростом B, то коэф. переноса являются тензорами: вдоль $\boldsymbol{B}$ их компоненты такие же, как и при $\boldsymbol{B} = 0$, а поперёк — малы. При $\omega_\alpha/\nu_\alpha \gg 1$ ($\omega_\alpha = |Z_\alpha|B/m_\alpha c$ — циклотронная частота) в слабоионизов. плазме поперечные диагональные элементы тензоров диффузии имеют вид

$$D_{\alpha\perp} = \frac{T_\alpha b_{\alpha\perp}}{|Z_\alpha|} \sim D_{\alpha\perp}^{(T)} \sim \chi_{\alpha\perp} \sim \rho_\alpha^2 \nu_\alpha$$

($\rho_\alpha = \sqrt{2T_\alpha/m_\alpha}/\omega_\alpha$ — ларморовский радиус). В сильном магн. поле $D_{e\perp} \ll D_{i\perp}$, тогда как $D_{e\parallel} \gg D_{i\parallel}$. Недиагональные (холловские) компоненты тензоров подвижности в этих же условиях $(\omega_\alpha/\nu_\alpha \gg 1)$ соответствуют дрейфу в скрещенных полях:

$$\underset{\wedge}{b_e} = \underset{\wedge}{b_i} = \frac{c}{B}; \quad \underset{\wedge}{D_\alpha} = \frac{T_\alpha b_\alpha}{|Z_\alpha|} \sim D_{\alpha}^{(T)}\underset{\wedge}{} \sim \underset{\wedge}{\chi_\alpha} \sim \frac{cT_\alpha}{B|Z_\alpha|}.$$

Даже в простой слабоионизов. плазме в магн. поле перенос частиц не сводится к амбиполярной диффузии. Для её реализации был бы необходим электрич. потенциал, тормозящий во всех направлениях наиб. подвижные частицы (электроны — вдоль $\boldsymbol{B}$; ионы — поперёк $\boldsymbol{B}$). Такой потенциал, как правило, не удовлетворяет граничным условиям и может реализоваться лишь в исключит. случаях. Поэтому и ур-ние амбиполярной диффузии описывает лишь одномерную эволюцию поперёк $\boldsymbol{B}$, а также эволюцию профилей вида $n(r,z) = n_1(r)n_2(z)$ (z — координата вдоль $\boldsymbol{B}$, r — поперёк $\boldsymbol{B}$) в диэлектрич. баллоне или в неограниченной плазме (в последнем случае такой профиль реализуется лишь при очень сильном превышении возмущённой концентрации над фоновой). Характерное диффузионное время жизни при этом

$$\tau_A^{-1} = D_{i\parallel}\frac{1+T_e/T_i}{L_\parallel^2} + D_{e\perp}\frac{1+T_i/T_e}{L_\perp^2},$$

где $L_\parallel$, $L_\perp$ — размеры неоднородности вдоль и поперёк $\boldsymbol{B}$. В общем случае условие квазинейтральности требует равенства $\mathrm{div}\Gamma_e = \mathrm{div}\Gamma_i$ и по плазме протекает вихревой ток. Тогда эволюция может определяться не наименьшими, а наибольшими коэф. диффузии по каждому направлению. Такой режим «короткого замыкания» наблюдается при диффузии плазмы, ограниченной металлич. стенками. При этом электроны уходят из плазмы вдоль $\boldsymbol{B}$, ионы — поперёк $\boldsymbol{B}$, и по плазме протекает ток, к-рый замыкается через проводящие стенки камеры. Характерное время такой диффузии

$$\tau^{-1} \sim \frac{D_{e\parallel}}{L_\parallel^2} + \frac{D_{i\perp}}{L_\perp^2}$$

может быть на порядки меньше амбиполярного. В неограниченной плазме возмущение её концентрации приводит к появлению вихревого тока, к-рый определяет диффузионную эволюцию неоднородности. На рис. 1 приведены поверхности пост. концентрации при диффузии малого (точечного) возмущения в однородной неограниченной плазме. Характерные размеры возмущённой области вдоль и поперёк $\boldsymbol{B}$ определяются наиб. подвижными в каждом направлении частицами и равны соответственно

$$L_\parallel = \sqrt{D_{e\parallel}\left(1+\frac{T_i}{T_e}\right)t};$$

$$L_\perp = \sqrt{D_{i\perp}\left(1+\frac{T_e}{T_i}\right)t}.$$

Для выбранного на рис. 1 примера отношение $L_\parallel/L_\perp$ равно 10. Поляризац. электрич. поле вызывает протекание электронного и ионного токов по фоновой плазме, поддерживающих квазинейтральность и

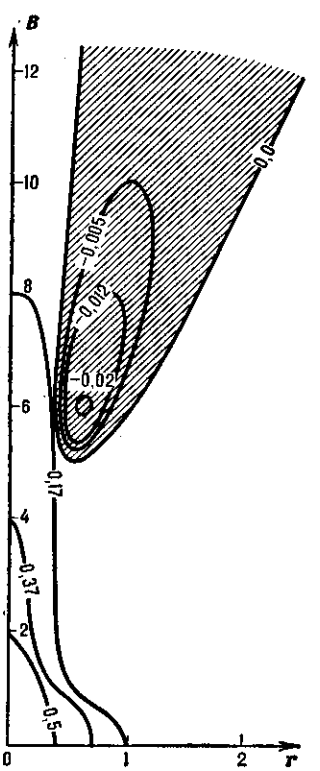


Рис. 1. Линии равной концентрации при диффузии точечного возмущения в однородной неограниченной плазме. Размеры области возмущения вдоль поля в 10 раз больше области возмущения поперёк поля.

формирующих область с пониж. концентрацией плазмы (заштрихована на рис. 1). Скорость амбиполярного дрейфа в магн. поле отлична от нуля даже в простой слабоионизов. плазме. Поэтому при протекании внеш. тока через неоднородность эволюция её сопровождается движением и нелинейной деформацией профиля, образованием скачков и разделением неоднородности на движущиеся с разной скоростью сгустки плазмы.

П. п. в полностью ионизованной плазме в однородном магнитном поле. Неоднородная плазма разлетается вдоль $\boldsymbol{B}$ со скоростью ионно-звуковых волн $\sim\sqrt{(T_e+T_i)/m_i}$, поэтому не существует диффузии простой, полностью ионизованной плазмы вдоль $\boldsymbol{B}$, реализуется только диффузия поперёк поля, определяемая электронами $D_\perp = D_{e\perp} = D_{i\perp} \sim \rho_e^2\nu_{ei}$. Подвижности компонент также отсутствуют — определена только суммарная проводимость. Оценки для температуропроводности такие же, как и в слабоионизов. плазме, т. е. $\chi_{e\parallel} \sim \sqrt{m_i/m_e}\chi_{i\parallel}$ при $T_e \sim T_i$. В сильном магн. поле

поперечное к $\boldsymbol{B}$ электрич. поле с точностью до $(\rho_i/L)^2$ не приводит к току, а вызывает дрейф всей плазмы в целом со скоростью $c[\boldsymbol{EB}]/B^2$ (см. *Дрейф заряженных частиц*). В полностью ионизованной плазме имеются также т. н. косые (описываемые недиагональными элементами тензора) потоки частиц поперёк $\boldsymbol{B}$ (рис. 2): $\boldsymbol{\Gamma}_\alpha = c[\boldsymbol{B}\nabla(nT_\alpha)]/Z_\alpha B^2$. В прямом однородном магн. поле их дивергенция равна нулю ($\mathrm{div}\boldsymbol{\Gamma}_\alpha = 0$), т. к.

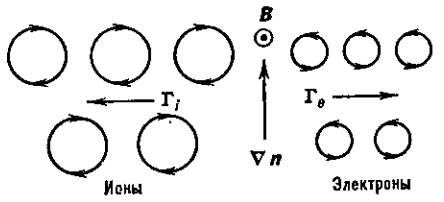


Рис. 2. Потоки частиц в неоднородной плазме поперёк магнитного поля.

они не связаны с перемещением ведущих центров ларморовских орбит, а обусловлены неполной компенсацией потоков электронов и ионов из-за неоднородного распределения их орбит. В неоднородном магн. поле $\mathrm{div}\boldsymbol{\Gamma}_\alpha \neq 0$ из-за дрейфа ведущих центров связанного с неоднородностью и кривизной магн. поля.

«Косые» потоки электронов и ионов, проявляющиеся как диамагн. ток, приводят к появлению силы трения электронов об ионы $\boldsymbol{R} = m_e\nu_{ei}(\boldsymbol{\Gamma}_e - \boldsymbol{\Gamma}_i)$. Дрейфовое движение электронов и ионов поперёк $\boldsymbol{B}$ под действием этой силы происходит совместно в направлении против ∇n со скоростью $\sim c[\boldsymbol{BR}]/e^2B^2n$ и проявляется как амбиполярная диффузия с коэф. $D_\perp \sim \rho_e^2\nu_{ei}$. Того же порядка поперечные диагональные коэф. термодиффузии $D_{e\perp}^{(T)} = D_{i\perp}^{(T)} \sim \rho_e^2\nu_{ei}$. Перенос ионов примеси происходит значительно быстрее, т. к. он обусловлен ионно-ионными столкновениями и не связан с переносом электронов. Даже при однородной темп-ре он не сводится к диффузии, поскольку поток примеси содержит слагаемые, пропорц. как градиенту её концентрации, так и градиенту концентрации осн. компоненты.

Перенос импульса (вязкость) в полностью ионизованной плазме определяется ионами. Тензор вязкости $\hat{\eta}_i$ в магн. поле имеет элементы, пропорц. ларморовскому радиусу ρ_i, ρ_i^2 и λ_i: $\sim nm_i\lambda_i^2\nu_{ii}$, $\sim nm_i\rho_i^2\nu_{ii}$ и $\sim nm_i\rho_i\lambda_i\nu_{ii}$. Вязкость и инерция ионов приводят к дополнительному по сравнению с диффузионным потоку ионов. Условие обращения его в нуль определяет поперечное к $\boldsymbol{B}$ амбиполярное электрич. поле.

Перенос тепла не связан условием квазинейтральности и происходит, вообще говоря, быстрее, чем перенос частиц. Напр., поперечная (диагональная) теплопроводность полностью ионизованной плазмы определяется ионами: коэф. температуропроводности

$$\chi_{i\perp} \sim \rho_i^2\nu_{ii} \sim \sqrt{m_i/m_e}\chi_{e\perp} \gg D_\perp \sim \chi_{e\perp}.$$

Классич. описание П. п. возможно при очень малом смещении частиц между столкновениями (малой длине свободного пробега). В полностью ионизованной плазме, где сечения столкновений падают с ростом скорости, для описания быстрых электронов, у к-рых длина пробега велика, необходим кинетич. подход, учитывающий, что электроны, ускоряемые электрич. полем между столкновениями, могут приобрести такую скорость, что они уже перестанут тормозиться за счёт столкновений. С др. стороны, даже в слабостолкновит. плазме с достаточно плавными ф-циями распределения, к-рые можно характеризовать анизотропными темп-рами, потоки пропорциональны градиентам макроскопич. параметров, что даёт возможность построить замкнутую систему ур-ний переноса.

Неоклассические П. п. в неоднородном магнитном поле. Все диагональные коэф. переноса поперёк $\boldsymbol{B}$ спадают с ростом B как B^{-2}. На этом основано удержание плазмы в *магнитных ловушках*. Однако из-за криволинейности и неоднородности магн. поля П. п. в них оказываются сложнее. Дрейфы заряж. частиц в неоднородном магн. поле приводят к поляризации плазмы и к течению её в скрещенных электрич. и магн. полях. Поэтому П. п. поперёк магн. поверхностей в гидродинамич. приближении, напр., носят характер своеобразной конвекции. В этом режиме эфф. неоклассич. коэф. температуропроводности (рис. 3, III) и диффузии в токамаке в $(\varepsilon/\theta)^2$ раз больше, чем в прямом цилиндре ($\varepsilon = r/R$ — отношение малого и большого радиусов

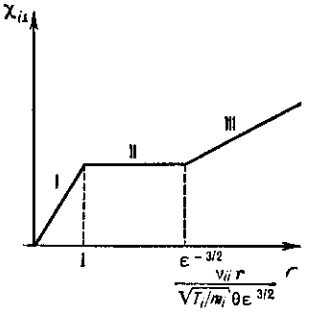


Рис. 3. Зависимость неоклассической ионной температуропроводности от частоты столкновений в токамаке: I — режим редких столкновений («банановый»); II — режим плато; III — гидродинамический режим.

магн. поверхности, θ — отношение полоидального и тороидального магн. полей). В режиме редких столкновений (рис. 3, I) смещение частиц поперёк $\boldsymbol{B}$ между столкновениями может намного превышать ларморовский радиус. При этом осн. вклад в радиальный неоклассич. перенос дают частицы с малыми продольными скоростями, запертые из-за неоднородности поля $\boldsymbol{B}$ на внеш. обводе тора. Проекции их траекторий на плоскость малого сечения тора имеют вид бананов шириной $\delta_\alpha \sim \rho_\alpha\sqrt{\varepsilon}/\theta \gg \rho_\alpha$. При столкновении такие частицы смещаются на большое расстояние (порядка δ_α) и эфф. частота столкновений для них высока, поэтому, несмотря на малочисленность, именно они определяют П. п.: $\chi_{i\perp} \sim \rho_i^2\nu_{ii}\sqrt{\varepsilon}/\theta^2 \sim \sqrt{m_i/m_e}\chi_{e\perp}$. Диффузия автоматически амбиполярна; $D_\perp \sim \chi_{e\perp}$. В промежуточном режиме (плато II на рис. 3) коэф. переноса тоже определяются частицами с малыми продольными скоростями и не зависят от частоты столкновений. Неоклассич. П. п. существенны также в др. магн. ловушках — *стеллараторах*, *открытых ловушках*.

Аномальные П. п. Применимость представлений о классических (столкновительных) П. п. ограничена тем, что в неоднородной плазме, особенно в магн. поле, возможны многочисл. неустойчивости. В результате их развития плазма может перейти в турбулентное состояние. Возникающие при этом хаотич. электрич. и магн. поля в ряде случаев приводят к аномальным П. п., на порядки превышающим классические. Макроскопич. потоки частиц, импульса и энергии при этом определяются не только средними полями и профилями, но и установившимися уровнем и спектром колебаний. Аномальную диффузию частиц сравнивают с *Бома диффузией*, к-рая наблюдалась в газовых разрядах. Перенос частиц и электронный теплоперенос в *токамаках* также аномальны и значительно превышают неоклассич. значения, но оказываются меньше бомовских. Как правило, не удаётся построить замкнутую систему ур-ний, описывающую аномальные П. п.; результаты в осн. сводятся к полуколичеств. оценкам. Исключение составляет случай слабой *турбулентности*, когда в квазилинейном приближении удаётся описать аномальные П. п. Построение общей количеств. теории аномальных П. п. является одной из наиб. актуальных задач физики плазмы.

Лит.: Галеев А. А., Сагдеев Р. З., «Неоклассическая» теория диффузии, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 7, М., 1973; Хинтон Ф., Явления переноса в столкновительной плазме, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1983; Хортон В., Дрейфовая турбулентность и аномальный перенос, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; Ораевский В. Н., Коников Ю. В., Хазанов Г. В., Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме, М., 1985; Рожанский В. А., Цендин Л. Д., Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме, М., 1988.

В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин.

ПЕРЕНО́СА ЯВЛЕ́НИЯ — неравновесные процессы, в результате к-рых в физ. системе происходит пространственный перенос электрич. заряда, вещества, импульса, энергии, энтропии или к.-л. др. физ. величины. Общую феноменологич. теорию П. я., применимую к любой системе (газообразной, жидкой или твёрдой), даёт *термодинамика неравновесных процессов*. Более детально П. я. изучает *кинетика физическая*. П. я. в газах рассматриваются на основе *кинетической теории газов* с помощью *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции распределения молекул; П. я. в металлах — на основе кинетич. ур-ния для электронов в металле; перенос энергии в непроводящих кристаллах — с помощью кинетич. ур-ния для *фононов* кристаллич. решётки. Общая теория П. я. развивается в неравновесной статистич. механике на основе *Лиувилля уравнения* для ф-ции распределения всех частиц, из к-рых состоит система (см. *Грина — Кубо формулы*).

Причина П. я.— возмущения, нарушающие состояние термодинамич. равновесия: действие внеш. электрич. поля, наличие пространств. неоднородностей состава, темп-ры или ср. скорости движения частиц системы. Перенос физ. величины происходит в направлении, обратном её градиенту, в результате чего изолированная от внеш. воздействий система приближается к состоянию термодинамич. равновесия. Если внеш. воздействия поддерживаются постоянными, П. я. протекают стационарно.

П. я. характеризуются необратимыми потоками J_i физ. величины, напр. диффузионным потоком вещества, тепловым потоком или тензором потока импульса, связанного с градиентами скоростей. При малых отклонениях системы от термодинамич. равновесия потоки линейно зависят от термодинамич. сил X_k, вызывающих отклонение от термодинамич. равновесия, и описываются феноменологич. ур-ниями

$$J_i = \sum_k L_{ik} X_k,$$

где L_{ik} — феноменологич. коэф. переноса (в термодинамике неравновесных процессов) или *кинетические коэффициенты* (в физ. кинетике), вычисляемые с помощью решения кинетич. ур-ний. Термодинамич. силы X_k вызывают необратимые потоки; напр., градиент темп-ры вызывает поток теплоты (*теплопроводность*), градиент концентрации вещества — поток компонента смеси (*диффузия*), градиент массовой скорости — поток импульса (вязкое течение; см. *Вязкость*).

Перенос вещества, вызванный градиентом темп-ры,— *термодиффузию* и обратный ей процесс переноса тепла вследствие градиента концентрации (*Дюфура эффект*) называют перекрёстными процессами. Для перекрёстных процессов в отсутствии магн. поля имеет место соотношение симметрии $L_{ik} = L_{ki}$ (*Онсагера теорема*), являющееся следствием микроскопич. обратимости ур-ний, описывающих движение частиц. Если магн. поле отлично от нуля, то при замене $i \to k$ нужно изменить направление магн. поля на противоположное.

П. я. обычно сопровождаются производством энтропии $\sigma(t)$ в единицу времени:

$$\sigma(t) = \sum_i X_i J_i = \sum_{ik} X_i L_{ik} X_k.$$

Это выражение является формулировкой *второго начала термодинамики* для П. я. В случае стационарных П. я. вся образующаяся энтропия отводится из системы.

Плотности потоков, кроме диссипативных частей, пропорциональных термодинамич. силам и связанных с производством энтропии, могут содержать недиссипативные части, к-рые соответствуют конвекц. переносу физ. величин с гидродинамич. скоростью $v(x,t)$. Локальная плотность энтропии $S(x,t)$ тоже переносится с гидродинамич. скоростью, так что производство энтропии происходит в элементе жидкости, движущейся с гидродинамич. скоростью. Поэтому $S(x,t)$ удовлетворяет ур-нию баланса:

$$\frac{\partial S(x,t)}{\partial t} - \mathrm{div} v(x,t) S(x,t) = \sigma(x,t),$$

где $\sigma(x,t)$ — плотность производства энтропии, связанная с производством энтропии: $\sigma(t) = \int \sigma(x,t) dx$.

П. я. происходят не только в гомогенных системах, внутри к-рых отсутствуют поверхности раздела, но и в гетерогенных системах, состоящих из гомогенных подсистем, отделённых друг от друга или естеств. поверхностями раздела (таких, как жидкость и её пар), или полупроницаемыми мембранами. При возникновении в гетерогенной системе разности электрич. потенциалов, перепада давлений компонент, темп-р и т. д. между подсистемами возникают необратимые потоки заряда, компонент вещества, теплоты и т. п. Эти потоки связаны с термодинамич. силами линейными соотношениями, и П. я. в гетерогенных системах также сопровождаются производством энтропии. К подобным П. я. относятся электрокинетические явления — перенос заряда и вещества вследствие перепада электрич. потенциала и давления (в частности, фильтрация), *термомеханические эффекты* — перенос теплоты и массы в результате перепада темп-ры и давления в *гелии жидком*.

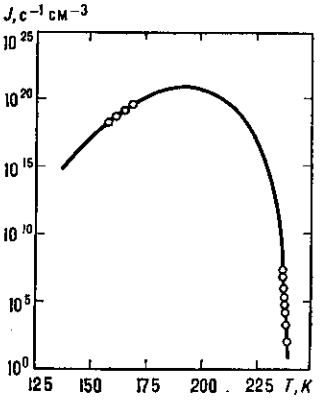
К П. я. относятся также *перенос энергии* электронного возбуждения от возбуждённых атомов к невозбуждённым в веществе и *перенос излучения* в среде при наличии процессов испускания, поглощения и рассеяния. Рассеяние и размножение нейтронов является примером П. я., к-рый изучается на основе кинетич. ур-ния для нейтронов с учётом ядерных взаимодействий со средой. Интенсивно развивается теория П. я. на основе неравновесной статистической механики.

Лит. см. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов, Кинетика физическая.* *Д. Н. Зубарев.*

ПЕРЕНО́СНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ в механике — движение подвижной системы отсчёта по отношению к системе отсчёта, принятой за основную (условно считаемую неподвижной). См. *Относительное движение.*

ПЕРЕОХЛАЖДЕ́НИЕ — охлаждение вещества ниже темп-ры равновесного перехода в др. агрегатное состояние (фазу); частный случай перевода системы в *метастабильное состояние*. В последовательности *фазовых переходов* от высокотемпературных к низкотемпературным фазам (пар → жидкость → кристалл I → кристалл II) возможно П. каждой фазы по отношению к последующей. П. необходимо, чтобы фазовый переход 1-го рода происходил с конечной скоростью. Большое П. однородной системы может быть обусловлено отсутствием зародышей конкурирующей фазы или очень медленным их ростом вследствие малой подвижности молекул.

Для металлич. капель наблюдались следующие П. $\Delta T = T_0 - T$, где T_0 — равновесная темп-ра кристаллизации: 52К(Hg), 122К(Sn), 296К(Ge), 277К (Cu). Устойчивость переохлаждённой фазы характеризуется частотой зародышеобразования J (число зародышей, возникающих за 1 с в 1 см³ вещества). На рис. точками показана полученная в опытах температурная зависимость стационарной частоты зародышеобразования в переохлаждённой воде при атм. давлении; сплошная линия — расчёт по теории гомогенного зародышеобразования. Частоте $J = 1$ с$^{-1}$ см$^{-3}$ соответствует П. $\Delta T = 32$ К, $T_0 = 273{,}15$ К. С увеличением П. J возрастает, достигает максимума, а



затем убывает. Такое поведение J (T) характерно и для др. кристаллизующихся веществ. Аморфная вода при $T < 135$ К находится в застеклованном (внутренне неравновесном) состоянии.

Замедление процессов образования и роста зародышей (см. *Кинетика фазовых переходов*) при П. используют в производстве стекла, аморфных металлов, при закалке сталей и др. сплавов. П. водяного пара и капелек воды влияет на характер атм. осадков.

Лит.: Скрипов В. П., Коверда В. П., Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей, М., 1984.

В. П. Скрипов.

ПЕРЕСЕЧЕ́НИЕ УРОВНЕЙ — одно из явлений *интерференции состояний*, возникающее при воздействии на квантовую систему (атом, молекулу) внеш. магн. поля, к-рое приводит к совпадению энергий (вырождению) состояний, отличающихся проекциями угл. момента на одну или две единицы $\hbar$. В области вырождения наблюдаются особенности в поляризации рассеиваемого системой резонансного излучения, к-рые позволяют определить точку пересечения уровней энергии (как ф-цию напряжённости магн. поля) и полусумму их ширин. Эффект, возникающий при наличии взаимодействия уровней (смешивающего состояния в области их макс. сближения), наз. антипересечением уровней; вырождения в этом случае не наступает.

Е. Б. Александров.

ПЕРЕСОЕДИНЕ́НИЕ магнитных полей в плазме — физ. процесс, связанный с высвобождением запасов магн. энергии, накапливаемой в разл. плазменных конфигурациях, и её преобразованием в кинетич. и тепловую энергию плазмы. Часть энергии, выделяемой при П., может передаваться небольшой группе частиц, ускоряемых при этом до очень высоких (иногда ультрарелятивистских) энергий. При П. обязательно изменяется топология магн. поля — возникают новые магн. структуры: петли магн. линий, маги. острова, нейтральные точки и нейтральные линии магн. поля, течения плазмы. Процесс П. играет важную роль во мн. физ. явлениях, происходящих в космич. и термоядерной плазмах.

Перестройка топологии магн. поля, происходящая при П., связана с нарушением вмороженности магн. силовых линий в плазму. Условие вмороженности магн. поля в плазму записывается как равенство нулю электрич. поля, индуцируемого движением со скоростью $\boldsymbol{v}$ идеально проводящей среды:

$\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}] = 0$ (см. *Вмороженность магнитного поля*).

В рамках магн. гидродинамики с использованием закона Ома, связывающего величину тока $\boldsymbol{j}$ с величиной электрич. поля $\boldsymbol{E}$, в движущейся системе координат

$$\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{vB}] = \frac{1}{\sigma}\boldsymbol{j} + \frac{m_e}{ne^2}\frac{d\boldsymbol{j}}{dt}, \qquad (1)$$

нарушение вмороженности означает наличие в (1) справа не равных нулю членов. Если не равен нулю первый член вследствие конечной (а не бесконечной) проводимости σ плазмы, возникает т. н. резистивный механизм П. Второй, инерционный, механизм П. обусловлен конечностью массы m_e носителей тока — электронов. Анализ процесса П. с помощью кинетич. теории позволяет добавить к этим двум механизмам третий, связанный с бесстолкновит. резонансным процессом — *Ландау затуханием*. Возможны и модификации этих трёх механизмов, напр. аномальное сопротивление, возникающее при рассеянии электронов на разл. микронеустойчивостях, к-рые могут возбуждаться в плазме.

При МГД-подходе на основе указанных выше механизмов явление П. можно рассматривать или как вынужденный, или как спонтанный процесс.

В моделях вынужденного П. (модель Паркера — Свита, модель Петчека) изучаются течения плазмы под действием приложенного к ней внеш. электрич. поля $\boldsymbol{E}_0$. Магн. поля $\boldsymbol{B}_0$ на границах системы, показанной на рис. 1, прибл. антипараллельны, поэтому в ней существует особая линия, наз. нейтральной (или нулевой), перпендикулярная плоскости рис. 1, на к-рой магн. поле обращается в нуль или имеет компоненту только вдоль указанной линии. Под действием электрич. поля плазма вместе с силовыми линиями магн. поля дрейфует со скоростью $\boldsymbol{u}$ (см. *Дрейф заряженных частиц*) к нейтральной линии, где происходят разрыв

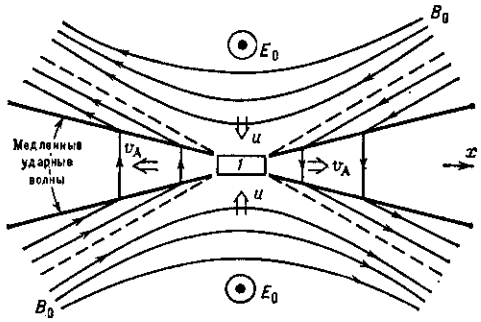


Рис. 1. Модель вынужденного пересоединения, предложенная Х. Петчеком. Пересоединение силовых линий осуществляется в малой диффузионной области *1*.

магн. силовых линий и соединение их уже в новой комбинации. Перестройка поля должна уменьшить общую длину силовых линий, а значит, и энергию поля, уменьшается и плотность тока в нейтральной линии. Пересоединившиеся силовые линии выносятся из области П. (цифра *1* на рис. 1) вместе с плазмой, ускоряемой до скоростей порядка альвеновской $v_A = B_0/\sqrt{4\pi n M_i}$ (n — плотность плазмы).

Скорость П. силовых линий характеризуется безразмерной величиной (числом Маха):

$$M = \frac{u}{v_A}, \text{ где } u = c\frac{E_0}{B_0}. \qquad (2)$$

Исследование МГД-моделей показало, что темп П. слабо зависит от конкретных механизмов П., а определяется гл. обр. граничными условиями, т. е. способом организации течения плазмы к области П. По модели Паркера — Свита процесс диссипации магн. поля осуществляется лишь в малой диффузионной области *1* (рис. 1) в окрестности нейтральной линии, где аннигилирует лишь небольшое кол-во магн. энергии; темп П. в этом случае $M = R_{em}^{-1/2}$, где $Re_m = 4\pi\sigma v_A L/c^2 \gg 1$ — магн. *Рейнольдса число*, L — характерный размер слоя. Для солнечной плазмы магн. число Рейнольдса очень велико, и поэтому скорость сближения магн. силовых линий составляет малую часть альвеновской скорости. В модели Петчека кроме диффузионной области имеется ещё и волновая: четыре стоячие ударные волны (медленно движущиеся относительно плазмы), в к-рых осуществляется осн. перестройка магн. поля. Пересекая ударные волны, плазма отворачивает вправо или влево от области П., и магн. силовые линии перезамыкаются в новые конфигурации. Это позволяет повысить темп П. до величины $M \sim 1/\ln Re_m$. Подобные модели [1] могут использоваться и в бесстолкновит. плазме, если толщина слоя настолько мала, что возможны развитие токовых неустойчивостей и возникновение аномального сопротивления.

Вынужденное П. рассматривалось также Х. Альвеном в модели движения отд. частиц. Пренебрегая тепловыми скоростями электронов и ионов, в этой модели можно найти самосогласов. связь электрич. и магн. полей и получить для темпа П. величину $M \sim c/\omega_{pi}d$, где d — поперечный размер системы, ω_{pi} — ионная плазменная частота.

В модели разрыва нейтрального слоя, предложенной С. И. Сыроватским [2], процесс П. рассматривается как динамический и существенно нестационарный. Исходная конфигурация магн. полей имеет прибл. такой же

вид, как на рис. 1, но величина электрич. поля полагается настолько большой, что вместо квазистационарного течения плазмы в системе реализуется течение кумулятивного типа. Поток вмороженного в плазму магн. поля, поступающий к нейтральной линии, не успевает пересоединиться и «расплющивает» её в широкий токовый слой, вблизи к-рого плотность частиц прогрессирующе убывает, что приводит к разрыву слоя. При быстрых перестройках (разрывах) магн. поля возникают сильные импульсные индукц. электрич. поля, к-рые могут ускорять заряж. частицы до больших скоростей (см. *Разрывы магнитогидродинамические*). Динамич. модели вынужденного П. используются при исследовании вспышек на Солнце. Подобные явления наблюдались и при лаб. моделировании процесса П.

При рассмотрении П. как спонтанного (самопроизвольно возникающего) процесса простейшая модель нейтрального слоя (рис. 2,*а*) представляет собой плазменную конфигурацию с антипараллельными магн. полями, в центре к-рой существует плоскость, где магн. поле обращается в нуль. В более общем случае в системе возможно и магн. поле, перпендикулярное плоскости рисунка. Важно, чтобы имелась компонента магн. поля, меняющая свой знак (на рис. 2 по оси z). Неоднородное магн. поле, показанное на рис. 2, создаётся поперечными токами, локализованными в окрестности нейтрального слоя. Как всякие параллельные токи, эти токи притягиваются друг к другу и стремятся «слипнуться» в токовые волокна (пинчевание тока). Для того чтобы тенденция токов к пинчеванию реализовалась, необходимо, чтобы в рассматриваемой системе имелся хотя бы один из тех механизмов нарушения вмороженности, о к-рых говорилось выше. Пинчевание ведёт к перестройке магн. поля — перезамыканию магн. силовых линий и образованию магн. островков (рис. 2,*б*). Спонтанный процесс П. (т. е. разрыва силовых линий существующего магн. поля) обычно наз. разрывной (или тиринг-) неустойчивостью (РН). В зависимости от того, какой физ. механизм ответствен за разрыв магн. поля, рассматривают резистивные, инерционные и резонансные моды РН. Для процессов в высокотемпературной космич. плазме характерна резонансная мода РН, связанная с бесстолкновит. передачей энергии резонансным частицам (*Ландау затухание*). В термоядерных установках проявляются т. н. полустолкновит. кинетич. режимы РН, для к-рых уже неприменимо простое МГД-описание. Конкретным механизмом П. определяется характерное время процесса, но качественно во всех случаях эволюция системы осуществляется аналогичным образом, показанным на рис. 2. Спонтанное П. также удаётся наблюдать в лаб. экспериментах. Для анализа устойчивости реальных плазменных конфигураций необходимо учесть влияние всегда имеющейся нормальной компоненты магн. поля. Даже очень малая величина этой компоненты меняет свойства системы (особенно в бесстолкновит. случае) кардинальным образом [3]: РН стабилизируется, и конфигурация приобретает метастабильные свойства.

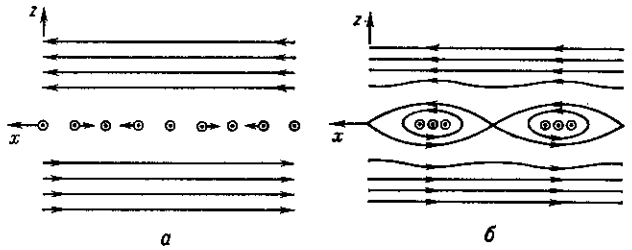


Рис. 2. Нейтральный слой в плазме: *а* — конфигурация неустойчива из-за притяжения друг к другу параллельных токов, текущих поперёк магнитного поля (кружки); *б* — спонтанное пересоединение магнитных полей (образование магнитных островов).

Магн. конфигурация с обращённым полем при наличии нормальной компоненты (рис. 3) способна накопить значит. кол-во магн. энергии без её немедленного высвобождения. Срыв процесса накопления при достижении системой порогового значения ведёт к бурному взрывному выделению запасённой энергии. Эта способность процессов П., по-видимому, проявляется в солнечных вспышках [4] и магнитосферных *суббурях*. П. является одним из осн. физ. процессов, контролирующих структуру и динамику магнитосферы. Согласно модели Данжи [5], межпланетное и геомагн. поля впервые пересоединяются в лобовой области на границе магнитосферы (рис. 4), где П. носит импульсивный нестационарный характер. Пересоединившиеся магн. волокна диам. ~1—2 радиуса Земли (рис. 5) вместе с потоком обтекающей магнитосферу солнечной плазмы уносятся на ночную сторону в магнитосферный хвост, где и пересоединяются в обратной последовательности [6]. Топологич. связь межпланетного поля с магн. полем Земли и наличие конвективных движений плазмы в магнитосфере, связанных с П., доказаны многолетними наземными и спутниковыми наблюдениями.

Процесс П. важен и в физике Солнца. Нагрев верх.

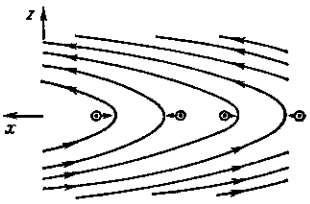


Рис. 3. Метастабильная магнитная конфигурация с обращённым магнитным полем при наличии нормальной компоненты.

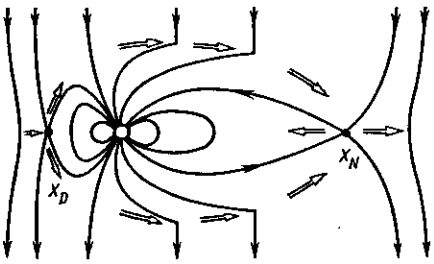


Рис. 4. Модель пересоединения магнитных силовых линий. X_D, X_N — дневная (лобовая) и почная (в хвосте магнитосферы) нейтральные области. Светлыми стрелками показано направление обтекания солнечным ветром магнитосферы.

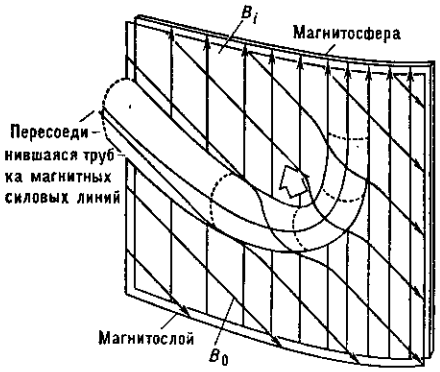


Рис. 5. Образование трубок магнитных силовых линий при спонтанном пересоединении на границе магнитосферы Земли.

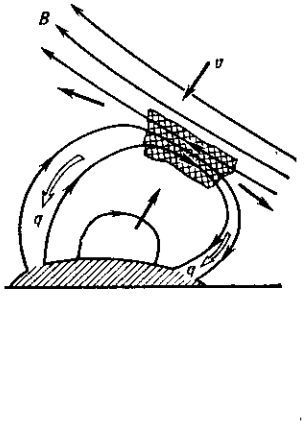


Рис. 6. Модель пересоединения всплывающего магнитного потока с лежащим выше полем для небольшой солнечной вспышки. q — потоки тепла. Тёмные стрелки — потоки плазмы. Заштрихована зона аннигиляции магнитных полей.

хромосферы и короны Солнца всё чаще связывают с диссипацией магн. полей (т. е. с одной из форм П.). П. магн. силовых линий используется в самых разнообразных моделях солнечных вспышек. По одной из таких моделей небольшой петельной вспышки всплывающий поток (рис. 6) пересоединяется с лежащим выше полем. Выделяющееся тепло и ускоряемые частицы направляются вниз в ниж. часть хромосферы, где вызывают H_α-вспышку [7] (см. *Вспышка на Солнце*).

Лит.: 1) Vasylinas V. M., Theoretical models of magnetic field line merging, «Revs Geophys. and Space Phys.», 1975, v. 13, № 1, p. 303; 2) Нейтральные токовые слои в плазме, «Тр. ФИАН», 1974, т. 74; 3) Галеев А. А., Зелёный Л. М., Метастабильные состояния диффузного нейтрального слоя и взрывная фаза суббури, «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, № 7, с. 360; 4) Сомов Б. В., Проблемы физики солнечных вспышек, М., 1982, с. 5—52; 5) Акасофу С. И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 2, М., 1975, с. 50; 6) Зелёный Л. М., Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства, т. 24, М., 1986; 7) Прист Э. Р., Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985. *Л. М. Зелёный.*

ПЕРЕСТАНОВОК ГРУППА степени n — множество $S(n)$ перестановок n «предметов». П. г. также наз. симметрической группой. Условимся считать, что данные предметы размещены на n занумерованных местах и символ

$$S = \downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \dots i_n \\ j_1 j_2 \dots j_n \end{pmatrix} \quad (i_k, j_k = 1,2,\dots,n)$$

обозначает перестановку, к-рая состоит в перемещении предмета с места i_k на место j_k (движение вниз). Из этого представления видно, что порядок расположения пар (i_k, j_k) в символе S не имеет значения, а умножение в группе $S(n)$

$$\downarrow\begin{pmatrix} j_1 j_2 \dots j_n \\ k_1 k_2 \dots k_n \end{pmatrix} \downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \dots i_n \\ j_1 j_2 \dots j_n \end{pmatrix} = \downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \dots i_n \\ k_1 k_2 \dots k_n \end{pmatrix}$$

напоминает закон умножения матриц. П. г. является конечной группой порядка $n!$

Элементы из $S(n)$ могут быть порождены более простыми элементами, наз. циклами или транспозициями, напр.

$$\downarrow\begin{pmatrix} 1\,2\,3\,4\,5\,6\,7\,8\,9 \\ 2\,3\,4\,1\,6\,7\,5\,8\,9 \end{pmatrix} = (1234)(567)(8)(9),$$

где каждый цикл $(i_1 i_2 \dots i_m)$ определяется как частичная перестановка

$$\downarrow\begin{pmatrix} i_1 i_2 \dots i_{m-1} i_m \\ i_2 i_3 \dots i_m i_1 \end{pmatrix}.$$

Цикл из двух символов наз. транспозицией. Цикл можно записать иначе: (1234) = (2341) = (3412) = (4123); произведение непересекающихся циклов коммутативно: (1234) (567) = (567) (1234); цикл с одним символом обычно опускают. Любой цикл можно представить как произведение транспозиций: (1234) = (12)(13)(14) (действие слева направо). Каждая перестановка представляется в виде произведения непересекающихся циклов (однозначно, с точностью до порядка множителей). Каждая конечная группа порядка n изоморфна подгруппе группы $S(n)$ (теорема Кэли).

Группа $S(n)$ допускает точное линейное представление (см. *Представление группы*) в векторном пространстве V_n размерности n. Оператор представления T_s переводит $x \in V_n$ в $x' = T_s x \in V_n$, так что в произвольном фиксиров. базисе $e_1, e_2, \dots, e_n$ представление T_s элемента S действует след. образом:

$$T_s e_{i_k} = e_{j_k} \quad (i_k, j_k = 1,2,\dots,n).$$

В каждом столбце и в каждой строке матрицы T_s содержится по единств. элементу, равному единице, все остальные элементы равны нулю. Все неприводимые представления П. г. можно описать при помощи *Юнга схем*.

Если физ. система состоит из n тождественных частиц, то группа симметрии её гамильтониана будет содержать группу $S(n)$.

Лит.: Любарский Г. Я., Теория групп и ее применение в физике, М., 1958; Хамермеш М., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1966; Барут А., Рончка Р., Теория представлений групп и ее приложения, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1980. *С. И. Азаков.*

ПЕРЕСТАНО́ВОЧНЫЕ СООТНОШЕ́НИЯ — алгебраич. равенства, к-рым подчинены коммутаторы или антикоммутаторы нек-рых матем. величин, в частности величин, встречающихся при формулировке квантовой теории, напр. операторов квантовой механики. Если A_1 и A_2 — две такие величины, то коммутатором $[A_1, A_2]$ наз. разность между произведениями A_1A_2 и A_2A_1, т. е. $[A_1,A_2] = A_1A_2 - A_2A_1$. Антикоммутатором $\{A_1,A_2\}$ наз. сумма этих произведений, т. е. $\{A_1,A_2\} = A_1A_2 + A_2A_1$. Обычно коммутаторы или антикоммутаторы нек-рой совокупности величин $A_1, A_2, \dots, A_n$ выражаются посредством П. с. через линейные комбинации тех же величин. Важнейшие свойства (напр., допустимые значения) физ. величин $A_1, \dots, A_n$ определяются именно П. с. и не зависят от представления последних, т. е. от того, каким конкретным способом реализованы величины $A_1, \dots, A_n$. Этим объясняется фундам. роль П. с. в квантовой физике.

Если П. с. не включают антикоммутаторов, т. е. имеют вид $[A_j, A_k] = \sum_l t_{jkl} A_l$, то П. с. задают нек-рую *Ли алгебру*, причём числа t_{jkl} наз. структурными константами соответствующей Ли группы, а величины $A_1, \dots, A_n$ — генераторами этой группы. Реализация генераторов $A_1, \dots, A_n$ самосопряжёнными операторами в *гильбертовом пространстве* или конечномерном евклидовом пространстве наз. представлением алгебры Ли. Приведём нек-рые примеры.

Если все $t_{jkl} = 0$, т. е. если все попарные коммутаторы равны нулю, то соответствующая группа наз. абелевой или коммутативной. Тогда в каждом представлении можно одновременно привести генераторы $A_1, \dots, A_n$ к диагональному виду. Физически это означает, что величины $A_1, \dots, A_n$ могут иметь одновременно точные значения. Если в числе генераторов есть *гамильтониан* $\hat{H}$ квантовой системы, то в состояниях с фиксиров. энергией $\mathscr{E}$ все др. физ. величины из числа генераторов $A_1, \dots, A_n$ также могут принимать вполне определ. значения. Поскольку гамильтониан управляет временной эволюцией системы, все величины $A_1, \dots, A_n$ оказываются интегралами движения, т. е. сохраняются с течением времени. Так, в задаче о движении частицы в центр. поле попарно перестановочными являются гамильтониан $\hat{H}$, оператор квадрата момента импульса $\hat{L}^2$ и оператор $\hat{L}_3$ проекции момента импульса на к.-л. ось. Поэтому в пространстве состояний существует базис, составленный из собств. векторов сразу трёх операторов: $\hat{H}$, $\hat{L}^2$ и $\hat{L}_3$. Это позволяет использовать стандартную классификацию состояний частицы с помощью трёх квантовых чисел — главного n, орбитального (азимутального) l и магнитного m.

Если $n = 3$, а $A_1 = \hat{L}_1$, $A_2 = \hat{L}_2$, $A_3 = \hat{L}_3$ — проекции операторов момента импульса на оси x, y, z, то П. с. приобретают форму $[\hat{L}_j, \hat{L}_k] = i\sum_l \varepsilon_{jkl}\hat{L}_l$, где ε_{jkl} — полностью антисимметричный тензор. В этом случае П. с. задают простейшую неабелеву алгебру — алгебру Ли группы SU_2. Группа SU_2 возникает в физике всегда, когда физ. система обладает симметрией по отношению к вращениям трёхмерного пространства. Из П. с. видно, что разл. проекции момента не перестановочны друг с другом, так что они не имеют одновременно точных значений. К диагональному виду можно привести любой, но только один из трёх операторов, напр. $\hat{L}_3$. Его собств. значения дискретны и равны $\hbar m$, где m — целое или полуцелое число. Квадрат оператора

момента $\hat{L}^2 = \hat{L}_1^2 + \hat{L}_2^2 + \hat{L}_3^2$ также имеет лишь дискретные собств. значения $\hbar^2 l(l+1)$, где l — целое или полуцелое неотрицат. число. При заданном l имеем $m = l, l-1, \ldots, -l$. Если l целое, то l и m являются упомянутыми орбитальным и магнитным квантовыми числами.

Если $n = 8$, а П. с. имеют ту же форму $[A_j, A_k] = i\sum_l \varepsilon_{jkl} A_l$, но $j,k,l = 1,2,\ldots,8$, то П. с. определяют алгебру Ли группы SU_3. Её генераторы порождают, напр., «вращения» в пространстве цветов *кварка*. По отношению к таким вращениям симметричен гамильтониан *квантовой хромодинамики* — теории, описывающей сильное взаимодействие элементарных частиц. Физ. состояния квантовой хромодинамики должны быть «бесцветными», т. е. принадлежать одномерным (синглетным) представлениям группы SU_3.

Пусть $n = 3$, а $A_1 = \hat{q}$, $A_2 = \hat{p}$, $A_3 = \hat{I}$, где $\hat{I}$ — единичный оператор, а $\hat{q}$ и $\hat{p}$ — операторы координаты и импульса частицы. Равенство $[\hat{q}\hat{p}] = i\hbar\hat{I}$ задаёт т. н. каноническое П. с. для системы с одной степенью свободы. Они определяют алгебру Ли группы Гейзенберга. Из них видно, что координата и импульс не могут принимать одновременно определ. значения. Если Δq и Δp — неопределённости в значениях координаты и импульса, то $\Delta q \Delta p \geqslant \hbar$. Это — частный случай *неопределённостей соотношения*. Для системы с m степенями свободы, т. е. для системы, гамильтониан к-рой зависит от m операторов обобщённых координат $\hat{q}_1, \ldots, \hat{q}_m$ и от m сопряжённых этим координатам импульсов $\hat{p}_1, \ldots, \hat{p}_m$, канонич. П. с. имеют вид $[\hat{q}_i, \hat{p}_i] = i\hbar\hat{I}$ (здесь выписаны только ненулевые коммутаторы). Вообще, переход от классического к квантовому описанию физ. системы можно трактовать как замену классических *Пуассона скобок* коммутаторами операторов соответствующих величин. Из канонич. П. с. следует, что каждая пара канонич. переменных q_i, p_i удовлетворяет соотношению неопределённостей. В представлении, в к-ром все операторы координат диагональны [т. е. в представлении, где состояние задаётся волновой ф-цией $\Psi(q_1, \ldots, q_m)$, причём $\hat{q}_j\Psi = q_j\Psi$], операторы импульсов действуют по правилу $\hat{p}_j\Psi = (\hbar/i)\partial\Psi/\partial q_j$. В случае конечного числа степеней свободы все др. корректные представления канонич. П. с. связаны с описанным посредством нек-рого унитарного преобразования, т. е. эквивалентны ему. Часто вместо координат и импульсов используют операторы рождения $a_j^+ = (\hat{q}_j - i\hat{p}_j)/\sqrt{2}$ и уничтожения $a_j = (\hat{q}_j + i\hat{p}_j)/\sqrt{2}$. П. с. для них принимают форму $[a_j, a_j^+] = \hbar\hat{I}$ (выписаны только ненулевые коммутаторы). В случае бесконечного числа степеней свободы (когда $m = \infty$) разл. представления канонич. П. с. уже не обязательно эквивалентны друг другу. Обычно используют *Фока представление* или представление с *вакуумом*.

Важнейшие системы с бесконечным числом степеней свободы — релятивистские квантовые поля. Так, свободное скалярное безмассовое веществ. поле $\varphi(x) = \varphi(x_0, \boldsymbol{x})$, зависящее от времени x_0 и координат $\boldsymbol{x}$ пространств. точки, задано равенством

$$\varphi(x_0,\boldsymbol{x}) = \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}}\int\frac{d\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}\{\exp(i|\mathbf{k}|x_0 - i\mathbf{k}\boldsymbol{x})a^+(\mathbf{k}) + \exp(-i|\mathbf{k}|x_0 + i\mathbf{k}\boldsymbol{x})a(\mathbf{k})\}$$

(в системе единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Операторные ф-ции $a^+(\mathbf{k})$ и $a(\mathbf{k})$ удовлетворяют П. с. $[a(\mathbf{k}), a^+(\mathbf{k}')] = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$, где $\delta(\mathbf{k})$ — *дельта-функция* Дирака. С дискретными операторами рождения и уничтожения a_j^+ и a_j функции $a^+(\mathbf{k})$ и $a(\mathbf{k})$ связаны равенствами

$$a_j^+ = \int d\mathbf{k} v_j(\mathbf{k}) a^+(\mathbf{k}) \text{ и } a_j = \int d\mathbf{k} v_j(\mathbf{k}) a(\mathbf{k}),$$

причём $\{v_j(\mathbf{k})\}$ — нек-рая ортонормиров. система ф-ций. Свободное поле $\varphi(x)$ подчинено след. одновременным П. с.:

$$\left[\dot{\varphi}(x_0,\boldsymbol{x}), \varphi(x_0',\boldsymbol{x}')\right]_{x_0 = x_0'} = i\delta(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'),$$

где точка означает производную по времени. Если времена x_0 и x_0' различны, то $[\varphi(x), \varphi(x')] = D(x - x')$, где $D(x)$ — *перестановочная функция* Паули — Йордана. Взаимодействующие поля обладают только частью свойств свободных полей, выраженных П. с., они должны быть локально коммутативны, т. е. их коммутаторы должны обращаться в нуль в точках, разделённых пространственноподобным интервалом (см. *Локальная коммутативность*). Одновременные П. с. для взаимодействующих полей теряют смысл в силу *Хаага теоремы*.

Классич. пример П. с. с участием антикоммутаторов или, как говорят, антиперестановочных соотношений — алгебра *Дирака матриц* γ: $\{\gamma_\mu\gamma_\nu\} = 2g_{\mu\nu}$ ($g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, $\mu, \nu = 0,1,2,3$; $-g_{00} = g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$). Физически существенны только эти алгебраич. равенства, конкретный выбор γ-матриц не играет роли. Антиперестановочным соотношениям удовлетворяет фермионное спинорное поле $\psi_\mu(x)$. Ненулевые антикоммутаторы для поля ψ имеют вид

$$\{\psi_\mu(x'), \overline{\psi}_\nu(x')\} = i\sum_\alpha\left(\gamma_\alpha\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\right)_{\mu\nu} D(x - x'),$$

где $\overline{\psi}$ — дираковски сопряжённый к ψ спинор: $\overline{\psi} = \psi^+\gamma_0$ (ψ^+ — эрмитово сопряжённый спинор). В релятивистской квантовой теории используются также П. с., в к-рые входят сразу и антикоммутаторы и коммутаторы физ. величин. Такие П. с. наз. супералгебрами. Если теория инвариантна относительно преобразований, образующих нек-рую супералгебру, она наз. суперсимметричной квантовой теорией поля (см. *Суперсимметрия*).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979.

О. И. Завьялов.

ПЕРЕСТАНО́ВОЧНЫЕ ФУ́НКЦИИ — коммутаторы (или антикоммутаторы) операторов свободных бозонных (фермионных) полей, взятых в разных пространственно-временны́х точках $x = (x_0, \boldsymbol{x})$ и $y = (y_0, \boldsymbol{y})$. Так, в теории вещественного скалярного поля $\varphi(x)$ П. ф. есть

$$D(x - y) = i[\varphi(x), \varphi(y)]_- \qquad (1)$$

[В. Паули (W. Pauli), П. Йордан (P. Jordan), 1922]. Важнейшее свойство П. ф.— обращение их в нуль вне *светового конуса*, т. е. при $(x - y)^2 = (x_0 - y_0)^2 - (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{y})^2 < 0$. Это свойство отражает *микропричинность* локальных квантовых теорий поля: любые операторы, определённые в точках, разделённых пространственноподобным интервалом, всегда коммутируют (даже при учёте взаимодействия), и соответствующие динамич. величины допускают независимое измерение. Явное выражение для $D(x)$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$) имеет вид

$$D(x) = \frac{i}{(2\pi)^3}\int e^{-ik\boldsymbol{x}}\varepsilon(k_0)\delta(k^2 - m^2)d^4k = \frac{1}{2\pi}\varepsilon(x_0)\delta(x^2) - \frac{m}{4\pi\sqrt{x^2}}\varepsilon(x_0)\theta(x^2)J_1(m\sqrt{x}), \qquad (2)$$

где m — масса скалярной частицы, $k = (k_0, \mathbf{k})$ — 4-импульс, $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака, $\varepsilon(z) = z/|z|$, $\theta(z) = {}^1/_2[1 + \varepsilon(z)]$ и $J_1(z)$ — ф-ция Бесселя (см. *Цилиндрические функции*). Т. о., $D(x)$ является обобщённой ф-цией с сингулярностью на световом конусе $x^2 = 0$.

$D(x)$ удовлетворяет однородному *Клейна—Гордона уравнению*

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+m^2\right)D(x)=0 \qquad (3)$$

и представима в виде суммы линейно независимых решений этого ур-ния $D_+(x)$ и $D_-(x)$:

$$D_{\pm}(x)=\mp\frac{i}{(2\pi)^3}\int e^{ikx}\theta(\pm k_0)\delta(k^2-m^2)d^4k, \qquad (4)$$

к-рые часто используются в приложениях. Имеет место равенство

$$\frac{\partial D(x-y)}{\partial x_0}\Big|_{x_0=y_0}=\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y}), \qquad (5)$$

являющееся следствием перестановочных соотношений для канонически сопряжённых величин $\varphi(x_0,\boldsymbol{x})$ и $\pi(x_0,\boldsymbol{x})=\partial\varphi(x_0,\boldsymbol{x})/\partial x_0$.

П. ф. массивного *Дирака поля* $\psi_\alpha(x)$ имеет вид

$$S_{\alpha\beta}(x)=i\{\psi_\alpha(x),\overline{\psi}_\beta(y)\}=(i\gamma_\mu\partial/\partial x_\mu+m)_{\alpha\beta}D(x), \qquad (6)$$

где $\overline{\psi}(x)=\psi^+(x)\gamma_0$, γ_μ ($\mu=0,1,2,3$) — *Дирака матрицы*, ψ^+ — эрмитово сопряжённое поле.

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. *А. В. Смилга.*

ПЕРЕХО́Д КВА́НТОВЫЙ — см. *Квантовый переход.*

ПЕРЕХО́Д МЕТА́ЛЛ — ДИЭЛЕ́КТРИК — фазовый переход, сопровождающийся изменением величины и характера электропроводности при изменении темп-ры T, давления p, магн. поля $\boldsymbol{H}$ или состава вещества. П. м.— д. наблюдаются в ряде твёрдых тел, иногда в жидкостях и газах (плотных парáх металлов). Проводимость σ при П. м.— д. может меняться сильно (в 10^7 раз в V_2O_3, в 10^{10} раз в нестехиометричном EuO). П. м.— д. легко идентифицируется, если он является *фазовым переходом* первого рода. В случае перехода 2-го рода классификация его как П. м.— д. часто затруднительна и условна, т. к. при $T\neq0$К проводимость $\sigma\neq0$ по обе стороны перехода и в самой точке перехода непрерывна. Строгое же разделение веществ на *металлы* и *диэлектрики* (*полупроводники*) можно дать только при $T=0$К: у металлов при $T=0$К $\sigma(\omega)\neq0$, у диэлектриков $\sigma(\omega)_{\omega\to0}=0$. С ростом T в металлах обычно сопротивление растёт, а в диэлектриках и полупроводниках падает.

В стандартной зонной схеме твёрдых тел в диэлектриках и полупроводниках заполненные зоны отделены от пустых запрещённой зоной (энергетич. щель) $\mathscr{E}_g$, а в металлах есть зоны, заполненные частично, и электроны могут двигаться по этим зонам в слабом электрич. поле (см. *Зонная теория*). Структура зон в одноэлектронном приближении связана с симметрией кристаллич. решётки. П. м.— д. может быть связан с изменением решётки, т. е. со структурным фазовым переходом. Такова природа П. м.— д. во мн. *квазиодномерных соединениях* и *квазидвумерных соединениях* (слоистых). В этом случае переход наз. *Пайерлса переходом* или переходом с образованием *волны зарядовой плотности*. С изменением симметрии решётки связаны П. м.— д. и в др. веществах, напр. переход белого олова в серое («оловянная чума»). С изменением ближнего порядка связаны П. м.— д., происходящие при плавлении мн. полупроводников (см. *Дальний и ближний порядок*). Так, в Ge и Si, имеющих в твёрдой фазе решётку типа алмаза, при плавлении меняется ближний порядок и они становятся *жидкими металлами*.

Уширением разрешённых зон и исчезновением энергетич. щели, обусловленными изменением симметрии решётки, обычно объясняют и металлизацию мн. диэлектриков и полупроводников при высоких давлениях. Возможно, этим определяется наличие металлич. ядра в недрах Земли.

Во мн. веществах наличие диэлектрич. осн. состояния (при $T=0$ К) и П. м.— д. не объясняются одноэлектронной зонной схемой и связаны с межэлектронным взаимодействием. Напр., во мн. соединениях переходных и редкоземельных металлов (*лантаноидов*) электроны внутренних, частично заполненных *d*- или *f*-оболочек оказываются локализованными в ионном остове, и перенос их на соседние ионы, требующийся для появления металлич. проводимости, невозможен вследствие большого проигрыша в энергии межэлектронного взаимодействия (перенесённый «лишний» электрон сильно отталкивается от уже имеющегося на ионе «своего» локализов. электрона). Вещества, являющиеся диэлектриками по этой причине, наз. *моттовскими диэлектриками* (или диэлектриками Мотта — Хаббарда). К ним относятся, напр., оксиды переходных металлов типа NiO, CoO и т. д. П. м.— д. в подобных системах может быть связан с исчезновением мотт — хаббардовской щели, напр. при изменении давления или темп-ры. Видимо, такова в осн. природа П. м.— д. в V_2O_3 и в сходных соединениях, хотя определ. вклад в переход здесь может давать и взаимодействие электронов с решёткой. В общем случае выделение осн. причины П. м.— д. часто затруднительно, т. к., по-видимому, в переход дают вклад разные механизмы. Если П. м.— д. имеет характер моттовского, то он обычно тесно связан с изменением магн. свойств вещества, т. к. локализов. электроны обладают локализов. магн. моментом. Поэтому вещества в фазе моттовского диэлектрика обычно имеют магн. упорядочение (как правило, антиферромагнитное).

В *неупорядоченных системах* (неупорядоченные сплавы, сильнолегиров. полупроводники, аморфные вещества) состояние электрона, движущегося в случайном (хаотич.) потенциале, может оказаться локализованным в пространстве, несмотря на то, что его энергетич. спектр непрерывен (*андерсоновская локализация*). Соответственно подвижность электрона обращается в нуль, и вещество может оказаться диэлектриком. В этих случаях П. м.— д. (или обратный переход) может быть вызван изменением степени неупорядоченности системы или изменением концентрации электронов (*химического потенциала*), если уровень Ферми пересечёт т. н. порог подвижности и выйдет в область делокализов. состояний.

Явление П. м.— д. используется на практике (термисторы и резисторы, устройства для записи и хранения информации и т. д.).

Лит.: Мотт Н. Ф., Переходы металл — изолятор, пер. с англ., М., 1979; Бугаев А. А., Захарчения Б. П., Чудновский Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979. *Д. И. Хомский.*

ПЕРЕХО́ДНОГО ИЗЛУЧЕ́НИЯ ДЕТЕ́КТОР — детектор быстрых заряж. частиц, регистрирующий *переходное излучение*, испускаемое при пересечении частицей границы раздела сред с разл. диэлектрич. проницаемостью. Интенсивность переходного излучения в широкой области энергий пропорц. квадрату заряда частицы (Ze^2) и лоренц-фактору частицы $\gamma=[1-(v/c)^2]^{-1/2}$, где v — скорость частицы. Осн. часть излучения лежит в рентг. диапазоне частот и направлена вперёд в угле $\theta\simeq1/\gamma$. Эти свойства рентг. переходного излучения (РПИ) используют для идентификации (определения массы или заряда) частиц высоких энергий ($\gamma\geqslant10^3$), когда применение др. методов невозможно или затруднено (рис. 1).

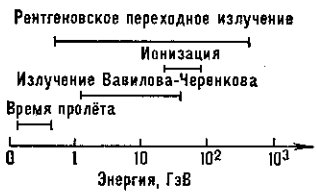


Рис. 1. Области энергии, где возможно разделение электронов и ионов при различных методах регистрации (длина детектора $L\leqslant2$ м).

П. и. д. состоит из радиатора и собственно детектора (напр., *дрейфовой камеры*; рис. 2), регистрирующего рентг. фотоны, испускаемые частицей в радиаторе. Радиатор должен удовлетворять противоречивым требованиям: эффективно генерировать и слабо поглощать РПИ. Поскольку интенсивность РПИ мала (в ср. 1 квант на 137 границ раздела), то применяют слоистые или пористые радиаторы с большим числом границ раздела из материалов с низким ат. номером. Слоистый радиатор представляет собой регулярную стопку, содержащую неск. сотен тонких (5—100 мкм) фольг или плёнок из лёгкого вещества (Li, Be, полипропилен, лавсан) с зазором 0,1—2 мм между ними. В качестве пористых радиаторов применяют гранулированный LiH, лёгкий пенопласт, полипропиленовое или углеродное волокно. Толщина фольги (волокна) и ширина зазоров должны удовлетворять требованиям к длине формирования РПИ. Правильно подобранный нерегулярный радиатор генерирует всего на 10—15% меньше фотонов РПИ, чем регулярный слоистый из того же материала.

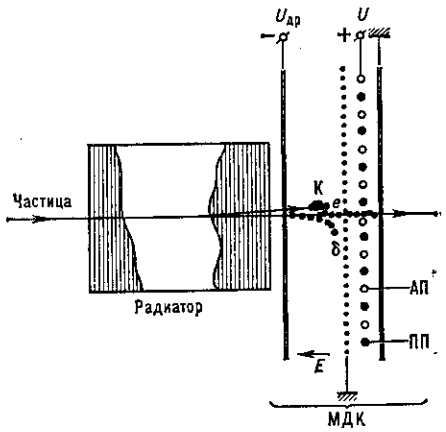


Рис. 2. Секция детектора: МДК — многопроволочная дрейфовая камера; АП — анодные проволочки; ПП — проволочки, формирующие поле; $U_{др}$ — дрейфовый потенциал; U — высокое напряжение; e — электроны ионизации вдоль трека частицы; δ — дельта-электроны; К — кластер, образованный в результате фотоионизации газа фотоном рентгеновского переходного излучения.

Для уменьшения поглощения фотонов в радиаторе П. и. д. секционируют; каждая из секций содержит короткий радиатор вместе с устройством, регистрирующим рентг. фотоны. Материал радиатора, толщину фольги или волокна, ширину зазоров, число слоёв в стопке, состав и толщину вещества регистрирующего устройства, число секций детектора при заданной его длине L предварительно оптимизируют на ЭВМ с целью обеспечить макс. число фотонов в наиб. удобном для регистрации энергетич. диапазоне (3—20 кэВ). Толщина радиатора в каждой секции, как правило, составляет 0,1—0,2 г/см², число регистрируемых фотонов 10—20 (т. е. ок. 0,1 на 1 см длины радиатора), число секций ~ 10, $L \sim 1$—3 м.

Для регистрации фотонов РПИ пригоден любой газоразрядный *детектор* частиц с тонким входным окном, содержащий тяжёлый инертный газ (Xe, Kr, Ar), или твердотельный детектор. Чаще всего применяют *пропорциональную камеру* или дрейфовую камеру (изредка *стримерную камеру*), а также *сцинтилляционные детекторы* и *полупроводниковые детекторы*. При этом возникает необходимость выделять сигнал РПИ на фоне ионизации, производимой быстрой заряж. частицей в том же детекторе. Из-за больших флуктуаций, характерных для обоих процессов, прямое вычитание вклада ионизации из суммарного сигнала невозможно. Для решения этой задачи пользуются неск. методами. 1) Отклонение частицы в магн. поле позволяет пространственно разделить её трек от фотонов РПИ. Применение метода ограничено необходимостью увеличения длины установки и снижением её светосилы. 2) Измерение энерговыделения. Используя различие в амплитудном распределении сигналов от фотоэлектронов РПИ и сигналов, связанных с электронами ионизации, удаётся с большой достоверностью разделять частицы, т. е. более или менее точно оценивать их массу или заряд. 3) Счёт сгустков ионизации (кластеров) с большим энерговыделением (>3—5 кэВ). В П. и. д. такие кластеры, как правило, образуются фотонами РПИ, значительно реже — на треке ионизирующей частицы. Для их регистрации обычно используют проволочную дрейфовую камеру, подключённую к быстрому *амплитудному дискриминатору* с порогом в неск. кэВ. Фон создаётся δ-электронами, к-рые благодаря большому пробегу часто удаётся отделить по сигналу на ближайших к треку проволочках. Метод счёта кластеров обладает наиб. достоверностью (рис. 3), и его легче использовать для идентификации частиц и создания быстрого *триггера*.

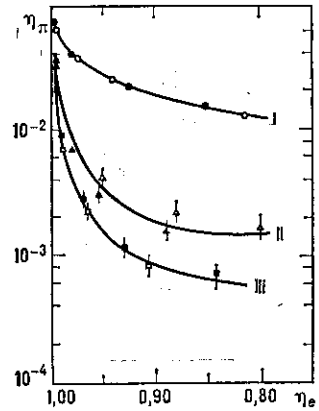


Рис. 3. Эффективность регистрации пионов η_π и электронов η_e с энергиями 10 ГэВ (○, △, □) и 15 ГэВ (●, ▲, ■) в 12-секционном детекторе длиной 66 см с радиаторами из литиевой фольги толщиной 35 мкм: I — метод энерговыделения; II — то же с применением амплитудного анализа сигналов с 4 участков трека в каждой дрейфовой камере при пороге 4 кэВ; III — метод счёта кластеров при пороге 4 кэВ.

Осн. характеристика П. и. д.— зависимость между эффективностями регистрации частиц (η_1 и η_2) с разными лоренц-факторами ($\gamma_1 < \gamma_2$), напр. пионов и электронов одинаковой энергии (рис. 3). Эта зависимость определяет т. н. коэф. режекции $R = \eta_1/\eta_2 \leqslant 1$ (при $\eta_2 = 90\%$), к-рый характеризует относит. кол-во частиц с меньшим γ среди зарегистрированных. Значение R зависит от параметров П. и. д., методов измерения и обработки данных, а также от порога электронных устройств, с помощью к-рых измеряют энерговыделение или число кластеров. В лучших компактных ($L \leqslant 1$ м) многосекционных П. и. д. $R = 10^{-2} - 10^{-4}$ при $\gamma = 10^3 - 10^5$.

П. и. д. входят в состав ряда *комбинированных систем детекторов*, используемых в экспериментах на больших ускорителях. В частности, они позволяют выделять электроны на фоне большого числа адронов в многочастичных взаимодействиях или разделять адроны с разл. массой во внеш. пучках ускорителей, а также при исследовании космич. лучей.

Лит.: Оганесян А. Г., Рентгеновское переходное излучение и его применение в эксперименте, «ЭЧАЯ», 1985, т. 16, с. 137; Dolgoshein B., Transition radiation detectors and particle identification, «Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research», 1986, v. A252, p. 137.

Г. И. Мерзон.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение эл.-магн. волн равномерно и прямолинейно движущейся заряж. частицей при пересечении ею границы раздела двух сред с разными показателями преломления. Предсказано в 1945 В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком, к-рые показали, что излучение должно возникать по обе стороны от границы раздела, и подсчитали энергию, излучаемую назад — в среду, из к-рой частица выходит. При движении заряж. частицы в однородной среде её поле перемещается вместе с ней; характер поля определяется скоростью частицы и свойствами среды.

Когда частица переходит в др. среду, её поле меняется, что сопровождается излучением эл.-магн. волн. Расчёты показали, что назад излучаются эл.-магн. волны видимого диапазона независимо от скорости частицы, интенсивность этого излучения мала (примерно 1 фотон при пересечении границы раздела 100 частицами). При малых энергиях $\mathscr{E}$ частицы энергия, теряемая ею при П. и. назад, растёт пропорц. $\mathscr{E}$, при высоких $\mathscr{E}$ этот рост замедляется.

Первое сообщение об эксперим. обнаружении П. и. назад появилось в 1958. П. и. от пучка частиц, падающего на металлич. поверхность в вакууме, наблюдается визуально в виде яркого белого светящегося пятна в том месте, куда падает пучок. Характеристики П. и., полученные экспериментально, оказались в хорошем согласии с теорией. С развитием эксперим. методов измерения определение П. и. в оптич. области стало настолько точным, что по его параметрам (спектру, поляризации, угл. распределению) можно судить об оптич. свойствах поверхностей.

Исследования П. и. вперёд показали, что при больших значениях $\mathscr{E}$ энергия этого излучения пропорц. $\mathscr{E}$, а распространяется оно под очень малыми (обратно пропорц. $\mathscr{E}$) углами к направлению движения частицы. Частота П. и. вперёд (в отличие от П. и. назад) занимает очень широкую спектральную область, причём макс. частота $\omega_{макс}$ пропорц. $\mathscr{E}$:

$$\omega_{макс} = \omega_0 \frac{\mathscr{E}}{m_0c^2},$$

где $\omega_0 = \frac{4\pi ne^2}{m}$, n — число электронов в единице объёма среды, m — масса электрона, m_0 — масса излучающей частицы. Потери энергии на П. и. при высоких энергиях также пропорц. энергии:

$$W \approx \frac{e^2\omega_0}{c^2}\left(\frac{\mathscr{E}}{m_0c^2}\right).$$

Напр., электрон с $\mathscr{E} = 10$ ГэВ, пересекающий границу раздела плотной среды и газа, излучает вперёд фотон с энергией 10 кэВ.

Линейный рост потерь на П. и. с увеличением $\mathscr{E}$ позволяет использовать его для определения энергии быстрых заряж. частиц (см. *Переходного излучения детекторы*).

П. и. на одной границе раздела представляет собой частный случай излучения, возникающего при движении заряж. частиц в неоднородной среде. Излучение, возникающее в сильно неоднородной среде, в принципе может быть использовано для детектирования заряж. частиц; П. и. может быть использовано также для определения свойств среды (плотности, периода кристаллич. решётки и т. д.). При движении быстрых заряж. частиц в определ. области углов имеет место интерференция между П. и. и *Черенкова — Вавилова излучением*.

Лит.: Гинзбург В. Л., Франк И. М., Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую, «ЖЭТФ», 1946, т. 16, с. 15; Гарибян Г. М., К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы, там же, 1959, т. 37, в. 2, с. 527; Барсуков К. А., Переходное излучение в волноводе, там же, в. 4, с. 1106; Тер-Микаелян М. Л., Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ер., 1969; Гарибян Г. М., Ян Ши, Рентгеновское переходное излучение, Ер., 1983; Гинзбург В. Л., Цытович В. Н., Переходное излучение и переходное рассеяние, М., 1984.

Б. М. Болотовский.

ПЕРЕХО́ДНЫЕ ЭЛЕМЕ́НТЫ — хим. элементы побочных подгрупп (*b*-подгрупп) *периодической системы элементов*. К ним относятся *d*- и *f*-элементы, т. е. элементы, у к-рых происходит заполнение 3*d*-, 4*d*-, 5*d*-оболочки (переходные металлы) или 4*f*- и 5*f*-оболочки (лантаноиды и актиноиды соответственно). Общее число П. э. 61. Все П. э.— металлы, особенности строения электронных оболочек П. э. определяют такие их свойства, как ферромагнетизм и антиферромагнетизм, аномалию в изменении упругих констант, изменение теплот сублимации и темп-р плавления при увеличении номера элемента. К П. э. обычно относят также Cu, Ag и Au, т. к. в соединениях, где их степень окисления больше 1 (напр., CuO), их *d*-оболочки заполнены не полностью и свойства соответствующих ионов (напр., Cu^{2+}) аналогичны свойствам ионов П. э.

Лит.: Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978.

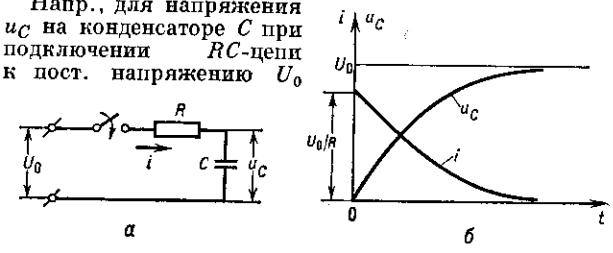
С. С. Бердоносов.

ПЕРЕХО́ДНЫЙ ПРОЦЕ́СС в электрической цепи — процесс установления нового режима в электрич. цепи, возникающий в момент её коммутации. Коммутацией наз. любые скачкообразные переключения пассивных элементов цепи, её ветвей или источников энергии. П. п. является промежуточным между прежним, установившимся процессом, существовавшим до коммутации, и новым, устанавливающимся в цепи теоретически через бесконечно большое время после коммутации. Практически значения токов и напряжений в П. п. становятся близкими к установившимся через конечные промежутки времени. Физ. причина П. п.— перераспределение энергии в реактивных элементах цепи (катушках индуктивности и конденсаторах), происходящее вследствие коммутации.

Обычно необходимо наименьшее время П. п. (импульсная техника, системы автоматич. регулирования и др.), однако имеются и исключения (напр., при ударном возбуждении колебат. контура для получения меток времени). При анализе линейных цепей применяют классический, операторный и суперпозиционный методы.

Классический метод анализа основан на решении системы интегро-дифференц. ур-ний для исследуемой цепи; полученную систему ур-ний сводят к линейному неоднородному ур-нию n-го порядка, где n определяется числом реактивных элементов в цепи. Решение этого ур-ния ищут в виде суммы двух ф-ций — вынужденной и свободной составляющих. Далее находят нач. условия, используя непрерывность тока в катушках индуктивности и напряжения на конденсаторах (эти величины не могут меняться скачком при коммутации). По нач. условиям определяют амплитуды вынужденной и свободной составляющих, причём момент коммутации принимают обычно за начало отсчёта ($t = 0$).

Напр., для напряжения u_C на конденсаторе C при подключении RC-цепи к пост. напряжению U_0



(рис., *а*) система интегро-дифференц. ур-ний такова: $jR + C^{-1}\int idt = U_0$, $C^{-1}\int idt = u_C$, где i — ток через сопротивление R. Отсюда получаем ур-ние

$$RCdu_C/dt + u_C = U_0,$$

решение к-рого, описывающее П. п., имеет вид

$$u_C(t) = U_0 + A\exp(-t/\tau),$$

где первое слагаемое соответствует вынужденной, а второе — свободной составляющим, A — постоянная интегрирования, $\tau = RC$ — постоянная времени RC-цепи. Используя нач. условие $u_C(0) = 0$, получаем

$$u_C(t) = U_0[1 - \exp(-t/\tau)],$$

$$i(t) = U_0R^{-1}\exp(-t/\tau).$$

Графики зависимостей $u_C(t)$ и $i(t)$ приведены на рис., *б*. Для более сложных систем используют численные методы решения.

Операторный метод анализа основан на операторном способе решения дифференц. ур-ний, при к-ром каждой ф-ции веществ. переменной (оригиналу) с помощью *интегрального преобразования* ставится в соответствие изображение. Дифференц. ур-ние при этом заменяется алгебраическим, к решению к-рого применяют обратное интегр. преобразование. Обычно в теории цепей используют *Лапласа преобразование*

$$F(p) = \int_0^\infty dt f(t)\exp(-pt).$$

Анализ П. п. проводят в след. порядке: 1) составляют операторную схему исследуемой цепи, в к-рой резистивному элементу соответствует R, индуктивному — pL, ёмкостному — $1/pC$; нач. условия учитывают с помощью эквивалентных источников энергии; источники эдс $u_C(0)$ учитывают нач. напряжения на ёмкостях, а источники тока $i_L(0)$ — нач. токи в индуктивностях; напряжения и токи, создаваемые реальными источниками, заменяют их изображениями; 2) по операторной схеме находят изображение искомого тока или напряжения; 3) с помощью обратного интегр. преобразования находят оригинал тока (напряжения). При выполнении преобразований пользуются справочными таблицами.

Суперпозиционный метод анализа в линейных цепях основан на принципе суперпозиции, при этом сложное воздействие разбивается на ряд более простых. Затем рассчитывают реакцию цепи на каждое из простых (стандартных) воздействий. Реакцию на сложное воздействие определяют как сумму реакций на стандартные воздействия.

Используют три вида стандартных сигналов: единичный сигнал — скачок напряжения (тока) $1(t)$; единичный импульс $\delta(t)$; единичный гармонический сигнал $\exp(i\omega t)$. Реакция цепи на единичный сигнал наз. переходной характеристикой $h(t)$. Реакция свободной от нач. запасов энергии цепи на единичный импульс наз. импульсной характеристикой $h_\delta(t)$. Реакция цепи на единичный гармонич. сигнал наз. передаточной характеристикой $K(i\omega)$. Стандартные сигналы $1(t)$, $\delta(t)$ и $\exp(i\omega t)$ связаны между собой зависимостями

$$\delta(t) = d1(t)/dt = (2\pi i)^{-1}\int_{-\infty}^{\infty} dt\exp(i\omega t),$$

откуда следует однозначная связь между соответствующими характеристиками, напр.

$$K(i\omega) = i\omega\int_0^\infty h(t)\exp(-i\omega t)dt = \int_0^\infty h_\delta(t)\exp(-i\omega t)dt.$$

Знание характеристик $K(i\omega)$, $h(t)$ и $h_\delta(t)$ и связей между ними позволяет судить в нек-рых случаях о характере П. п. в цепи. Так, предельные соотношения $h(\infty) = K(0)$ и $h(0) = K(\infty)$ показывают, что П. п. при воздействии единичного сигнала в первый момент определяется видом $K(i\omega)$ в области ВЧ, а по мере его приближения к установившемуся режиму — видом $K(i\omega)$ в области НЧ.

Переходная характеристика $h(t)$ описывает П. п. при подключении свободной цепи к пост. напряжению. Импульсная характеристика описывает П. п. при воздействии на свободную цепь короткого (по сравнению с постоянной времени цепи) импульса. Реакцию $b(t)$ свободной цепи на воздействие сигнала произвольной формы $a(t)$ можно вычислить при помощи интеграла Дюамеля

$$b(t) = a(0)h(t) + \int_0^t (da/d\tau)h(t-\tau)d\tau,$$

$$b(t) = a(t)h(0) + \int_0^\infty a(\tau)h_\delta(t-\tau)d\tau.$$

Описанные методы применяют также и при анализе П. п. в др. физ. системах.

Лит.: Диткин В. А., Прудников А. П., Интегральные преобразования и операционное исчисление, 2 изд., М., 1974; Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Попов В. П., Основы теории цепей, М., 1985.

В. В. Васин.

ПЕРИОД КОЛЕБА́НИЙ — наименьший промежуток времени, через к-рый система, совершающая колебания, снова возвращается в то же состояние, в к-ром она находилась в нач. момент, выбранный произвольно. Строго говоря, понятие «П. к.» применимо лишь, когда значения к.-л. величины точно повторяются через одинаковые промежутки времени, например в случае гармонических колебаний. Однако понятие «П. к.» часто применяется и для приблизительно повторяющихся процессов.

ПЕРИОД ПОЛУРАСПА́ДА — промежуток времени, в течение к-рого исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается в 2 раза. Если при $t = 0$ имелось N_0 радиоактивных ядер, то во времени их число убывает по закону:

$$N = N_0\exp(-\lambda t),$$

где λ наз. постоянной распада. Величина $\tau = 1/\lambda$ наз. ср. временем жизни радиоактивного ядра. П. п. $T_{1/2}$ связан с τ и λ соотношениями:

$$T_{1/2} = \tau\ln 2 = 0{,}693/\lambda.$$

Лит. см. при ст. *Радиоактивность*.

ПЕРИОДИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА ЭЛЕМЕ́НТОВ Д. И. Менделеева — система хим. элементов, отражающая периодич. закон Менделеева — периодич. зависимость физ. и хим. свойств элементов от их ат. веса (в совр. формулировке — от заряда ядра элемента, т. е. от ат. номера в П. с. э.). Первую П. с. э. Менделеев предложил в 1869, а в 1871 разработал т. н. короткую форму (сходную с совр. П. с. э.), получившую признание после того, как были открыты элементы, для к-рых Менделеев оставил в П. с. э. незаполненные клетки. Новое развитие П. с. э. получила после открытия радиоактивности (1896), изотопии [Ф. Содди (F. Soddy), 1913] и *Мозли закона* (1913). Полное научное объяснение П. с. э. осуществлено на основе квантовой механики.

Все известные хим. элементы образуют 8 вертикальных столбцов — групп (табл.), обозначаемых римскими цифрами, все группы состоят из двух подгрупп — *а* и *б* (напр., VII группа делится на подгруппу марганца и подгруппу галогенов); иногда подгруппы *а* и *б* наз. главной и побочной соответственно. Номер группы в П. с. э. соответствует высшей положит. валентности элемента. Свойства элементов в подгруппах *а* изменяются закономерно. Так, в подгруппе щелочных металлов (I*а*) увеличение ат. номера Z сопровождается повышением химической активности, тогда как в подгруппе галогенов (VII *а*) наблюдается обратная зависимость.

Горизонтальные ряды П. с. э. наз. периодами (их 7) и обозначаются араб. цифрами. Внутри каждого периода наблюдается б. или м. равномерный переход от активных металлов через менее активные металлы и слабоактивные неметаллы к очень активным неметаллам и, наконец, к инертным газам.

В каждом периоде, начиная с 4-го, между II и III группами находятся ряды переходных элементов — металлов со сходными хим. свойствами. 15 переходных элементов 6-го периода, начиная с лантана, практически не различимые по свойствам, наз. лантаноидами или редкоземельными элементами. В 7-м периоде также имеется ряд очень сходных металлов — актиноидов.

Структура П. с. э. полностью отвечает порядку заполнения электронных оболочек и слоёв в атомах. Число хим. элементов в периоде равно числу электронов в слое, к-рое определяется в соответствии с *Паули прин-*

ципом, запрещающим существование в атоме электронов в одинаковом квантовом состоянии. Состояние электрона определяют 4 квантовых числа: главное квантовое число $n = 1, 2, 3, \ldots$, орбитальное (азимутальное) квантовое число $l = 0, 1, 2, \ldots, n-1$, магн. квантовое число $m_l = 0, \pm1, \pm2, \ldots, \pm l$ и спиновое квантовое число $m_s = \pm 1/2$. Каждому значению l соответствуют $2l+1$ значений m_l, а каждому значению m_l — 2 возможных значения m_s. Т. о., замкнутая оболочка, характеризуемая определёнными значениями n и l, содержит $2(2l+1)$ электронов. Макс. число электронов в слое с определённым n равно: $\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = 2n^2$.

Т. о., замкнутая s-оболочка ($l = 0$) содержит 2 электрона, p-оболочка ($l = 1$) — 6 электронов, d-оболочка ($l = 2$) — 10 электронов и т. д. Число же электронов в слоях (число элементов в периодах) с $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$ составляет 2, 8, 18, 32, ... соответственно.

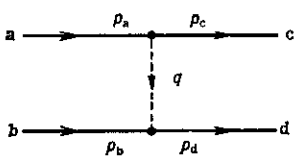
Свойства атомов элементов определяются числом электронов во внеш. электронной оболочке, поэтому элементы, имеющие одинаковое строение внеш. оболочки, принадлежат к одной группе П. с. э. Элементы с замкнутой внеш. оболочкой являются инертными газами. Для лёгких элементов сначала заполняются слои с меньшим, а затем с большим значением n; внутри слоя сначала заполняется s-, затем p- и т. д. оболочки. В переходных элементах порядок заполнения оболочек и слоёв нарушается, т. к. состояния с бóльшими значениями n могут иметь меньшую энергию, чем состояния с меньшим n и бóльшим l. В результате s-, p-оболочки застраиваются раньше, чем d- и f-оболочки (см. *Атом*). Все переходные элементы являются металлами (в зависимости от застраивающейся оболочки их иногда называют d- или f-элементами), входят в b-подгруппы соответствующих групп П. с. э., их свойства с ростом Z меняются не резко.

П. с. э. не завершена, конечное число элементов в ней не определено. Элементы с $Z > 95$ были синтезированы искусственно, время жизни изотопов этих элементов крайне мало. Работы по синтезу и теоретической интерпретации свойств изотопов элементов с $Z > 107$ продолжаются.

Лит.: Кедров Б. М., Трифонов Д. Н., О современных проблемах периодической системы, М., 1974; Учение о периодичности. История и современность, под ред. Д. Н. Трифонова, М., 1981; Химия и периодическая таблица, под ред. К. Сайто, пер. с япон., М., 1982.

В. Г. Дашевский.

ПЕРИФЕРИ́ЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЯ — процессы соударения частиц высокой энергии с малой передачей 4-импульса. К ним относятся: упругое рассеяние адронов, *дифракционная диссоциация* и неупругие процессы с небольшой *множественностью* вторичных частиц ($n \leqslant 4$). Эти процессы можно представить в виде диаграммы (рис.), где внеш. линии a и b соответствуют первичным частицам с 4-импульсами p_a и p_b, а c и d — вторичным частицам (или группам частиц) с 4-импульсами p_c и p_d [1, 2]. Внутр. линия отвечает обмену лёгкой частицей или полюсом Редже с 4-импульсом q. Инвариантная величина $q^2 = (p_a - p_c)^2$ является квадратом передачи 4-импульса t от a к c (или от b к d), и в физ. области она оказывается отрицательной. Процессы упругого рассеяния и дифракц. диссоциации адронов удовлетворительно описываются этой диаграммой, в к-рой доминирует обмен полюсом (особенностью) Померанчука (*помероном*). Амплитуда рассеяния $M(s,t)$ для бинарных ($\pi^-p \to \pi^0n$, ρ^0n, fn и т. д.) и неупругих процессов с малой множественностью ($NN \to NN\pi$, $NN\pi\pi$; $\pi N \to \pi\pi N$ и т. д.) имеет полюс при $t = \mu^2$, $[M(s, t) \sim (t - \mu^2)^{-1}]$, где μ — масса свободной частицы того же типа, за счёт к-рой и осуществляется П. в. (используется система единиц, где $c = 1$).



В частности, обмен пионом или пионным полюсом Редже приводит к наименьшему удалению полюса амплитуды $M(s, t)$ от физ. области и его доминирующему вкладу в П. в. при малых значениях t.

Анализ эксперим. данных по неупругим процессам с малой множественностью в интервале импульсов первичных адронов (p, π) от 4 до 1500 ГэВ/c показывает, что их характеристики описываются диаграммой с обменом пионным полюсом Редже (т. н. модель реджезованного однопионного обмена) при $|t| \lesssim 10m_\pi^2$ [1]. В совр. кварк-партонных моделях обмен виртуальной частицей трактуется как обмен кварк-антикварковой парой $(q\bar{q})$.

Лит.: 1) Пономарев Л. А., Описание эксклюзивных процессов в модели реджезованного однопионного обмена, «ЭЧАЯ», 1976, т. 7, с. 186; 2) Тер-Мартиросян К. А., Асимптотика амплитуд неупругих процессов, «ЖЭТФ», 1963, т. 44, с. 341.

В. Г. Гришин.

ПЕРКОЛЯ́ЦИЯ — см. в ст. *Протекания теория*.

ПЕ́РКУСА — ЙЕ́ВИКА УРАВНЕ́НИЕ — интегральное ур-ние для парной *корреляционной функции* $n_2(r)$ жидкости или плотного газа:

$$n_2(r)e^{\beta V(r)} = 1 - n\int(e^{\beta V(r_1)} - 1)[n_2(r - r_1) - 1]n_2(r_1)dr_1,$$

где $\beta = 1/kT$, $V(r)$ — потенциал взаимодействия между молекулами, n — плотность числа частиц.

П.— Й. у. предложено Дж. Перкусом (J. K. Percus) и Дж. Йевиком (G. J. Yevick) в 1958 и выведено ими методом *коллективных переменных*. Его можно получить на основе теории возмущений для парной корреляц. ф-ции, суммируя определённый класс диаграмм. В ряде случаев П.— Й. у. даёт лучшие результаты, чем *гиперцепное уравнение*, хотя и учитывает меньшее число диаграмм. П.— Й. у. можно получить также из *Орнштейна — Цернике уравнения* с помощью приближения для прямой корреляц. ф-ции:

$$C(r) = [1 - e^{\beta V(r)}]n_2(r).$$

Для потенциала твёрдых сфер П.— Й. у. допускает точное решение, к-рое согласуется с результатами численных расчётов при ср. плотностях, однако при больших плотностях не приводит к фазовому переходу, обнаруженному в машинных экспериментах.

Лит.: Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 8.

Д. Н. Зубарев.

ПЕТА... — первая составная часть наименования единицы измерения для образования названия *кратной единицы*, составляющей 10^{15} исходных единиц. Обозначения: П, P. Пример: 1ПГц (петагерц) = 10^{15} Гц.

ПЗС-ДЕТЕ́КТОР — координатный детектор частиц, основой к-рого является *прибор с зарядовой связью* (ПЗС,[1]). Создание детекторов частиц с высоким координатным разрешением — одна из важнейших задач ядерной физики и физики элементарных частиц (см. *Координатные детекторы*). Актуальность этой задачи возросла в связи с открытием семейства короткоживущих частиц (время жизни $\tau \leqslant 10^{-12}$ с), содержащих тяжёлые кварки. Регистрация таких частиц по продуктам их распада требует увеличения точности определения координат. Одним из наиб. перспективных управляемых координатных детекторов с электронным съёмом информации является ПЗС-Д. Матрица ПЗС с рабочей площадью ~ 1 см^2 и числом ячеек $\sim 2{,}5 \cdot 10^5$ (500×500) имеет один выходной канал и позволяет получить для каждой траектории (трека) частицы 2 координаты в одной плоскости, что существенно для многотрековых процессов с координатным разрешением $\sigma \sim 1$—6 мкм. Впервые ПЗС в качестве координатного детектора предложен в 1980 [2].

Матрица ПЗС представляет собой подложку из полупроводникового материала, на к-рую наносятся слой диэлектрика и система электродов (см. *МДП-структура*). При подаче на электроды напряжения под ними в полупроводнике образуются потенциальные ямы для

неосновных носителей (обеднённые области). Потенциальные ямы под электродами разделены потенциальными барьерами. Совокупность потенциальных ям (ячеек) образует матрицу. Вводить заряд в ячейку можно термо- или фотогенерацией, а также за счёт свободных носителей заряда, образуемых заряж. частицей. При подаче на электроды последовательности тактовых импульсов напряжения происходит управляемое перемещение зарядов, накопившихся в потенциальных ямах, вдоль полупроводниковой подложки в выходной регистр и далее в выходное устройство [1].

До прихода управляющего (триггерного) сигнала (см. *Триггер*) напряжения на ячейках матрицы устанавливаются малыми. С помощью внеш. источника света все ячейки матрицы заполняются носителями (избыток уходит в подложку), чтобы потенциальные ямы полностью отсутствовали. В этой ситуации при прохождении частицы образовавшиеся носители диффузионно рассасываются и рекомбинируют (см. *Рекомбинация носителей заряда*). По триггерному сигналу через ~100 нс после регистрируемого события (время «быстрой электроники») на матрицу подаются рабочие напряжения, появляются потенциальные ямы, в к-рые происходит сбор носителей вблизи траектории частицы.

Комбинируя неск. матриц, прослоённых веществом мишени, создают т. н. в е р ш и н н ы е детекторы [3,4]. По координатам т о ч е к п р о х о ж д е н и я частиц через ПЗС определяют траектории частиц. Пересечение траекторий позволяет непосредственно наблюдать точку (вершину) траектории, где произошло первичное взаимодействие или распад исследуемых частиц (см. *Комбинированные системы детекторов*).

Релятивистская частица оставляет в Si (подложке) ок. 110 электронно-дырочных пар на 1 мкм траектории. Сбор носителей заряда осуществляется с глубины потенциальной ямы ~10 мкм (пучок частиц направлен перпендикулярно матрице), а также за счёт диффузии с глубины ~ 50 мкм. В результате этого с учётом диффузионного размытия на центр. ячейку приходится $\sim 1{,}5 \cdot 10^3$ носителей. Благодаря малой выходной ёмкости ПЗС (~0,1 пФ) этот заряд создаёт на выходе сигнал ~1 мВ.

ПЗС обычно состоит из двух независимых секций — накопления и памяти. Пучок частиц падает на секцию накопления. По приходе триггерного сигнала информация за время ~50 мкс быстро выносится из области пучка в секцию памяти, откуда поэлементно считывается.

Разрешающее время ПЗС-Д. (точность, с к-рой можно определить момент прохождения частицы через детектор) определяется диффузионным размытием заряда по ячейкам. За счёт диффузионного размытия трека до подачи триггерного сигнала собранный заряд для исследуемой частицы имеет распределение по ячейкам с шириной на половине высоты, равной 3 ячейкам. Для фоновых частиц это распределение имеет др. ширину. Анализируя быстрым процессором на выходе ПЗС ширины распределения, можно определить момент прохождения частицы с точностью до 400 нс при $T = 300$ К и 100 нс при $T = 100$ К.

Мёртвое время прибора $\tau_м$ определяется временем считывания информации. При тактовой частоте $f \sim 10$МГц крупноформатная матрица считывается за время порядка 10 мс, для проектируемых ПЗС с f=1 ГГц (время $\tau_м \sim 0{,}1$ мс).

Шумы прибора включают шум предусилителя (расположенного на кристалле Si), флуктуации фонового заряда, системный шум (нестабильность источника питания и т. д.). Значит. часть шума можно подавить с помощью двойной коррелиров. выборки. Для частоты считывания ~10 МГц суммарный среднеквадратичный шум ~100 носителей при $T = 300$ К (~ 50 носителей при $T = 100$ К). Отношение сигнал/шум ~10. Эффективность регистрации одиночной релятивистской частицы > 98%.

Макс. загрузка детектора определяется кол-вом фоновых частиц за время его чувствительности (время накопления, быстрого сброса в секцию памяти и время считывания). При загрузках $\sim 10^6$ с$^{-1}$ фоновых частиц с учётом т. н. гало пучка (~1%) срабатывает ~200 ячеек (0,2% полезной площади), т. е. эффективность регистрации исследуемых частиц практически не изменится.

Диффузионное размытие определяет координатное разрешение — точность локализации точки траектории. Исследуя «центр тяжести» распределения заряда по ячейкам, можно для ячеек размером 20 × 20 мкм^2 получить координатное разрешение $\sigma = 1$—6 мкм (в зависимости от ширины распределения). Разрешение между треками составляет 40—100 мкм. С увеличением детектирующих матриц координатное разрешение улучшается в $1/\sqrt{n}$ раз, где n — число матриц. Используя 10 матриц, можно измерять т. н. распадные длины (путь, проходимый короткоживущей частицей до распада) ~ 10 мкм и достичь возможности измерять времена жизни частиц $\sim 5 \cdot 10^{-15}$с.

ПЗС применяют для съёма световой информации с искровых и стримерных камер, а также с пропорциональных камер. При этом свет путём переизлучения вводится в сцинтиллирующие волокна и далее в ПЗС. Перспективны сцинтилляц. годоскопы и детекторы на волокнах [5]. Свет от таких детекторов усиливается электронно-оптич. преобразователями и выводится на ПЗС. В детекторе на сцинтилляц. волокнах (диам. ~ 25 мкм) получено $\sigma \sim 20$ мкм при межтрековом разрешении ~50 мкм (см. *Сцинтилляционный детектор*). ПЗС — многоканальная система с аналоговой записью информации; поэтому в детекторах, где требуется обработка большого числа электрич. сигналов (калориметры), можно эти сигналы преобразовать в световые с последующей записью в ПЗС.

ПЗС применяются также для считывания электрич. сигналов с *детекторов* частиц. Чаще всего это линейные ПЗС, к-рые служат задержками аналоговых сигналов, а также используются, напр., для считывания с полосковых кремниевых детекторов (см. *Полупроводниковый детектор*).

Лит.: 1) С е к е н К., Т о м п с е т М., Приборы с переносом заряда, пер. с англ., М., 1978; 2) Г о л о в к и н С. В., Р ы к а л и н В. И., Препринт ИФВЭ 80—10, Серпухов, 1980; 3) Г о л о в к и н С. В., Р ы к а л и н В. И., Препринт ИФВЭ 84—82, Серпухов, 1984; 4) D a m e r e l l C. J. S., Vertex detectors. Rutherford Appleton Laboratory, Preprint RAL—86—077, July, 1986; 5) K i r k b y J a s p e r, Today and tomorrow for scintillating fibre detectors, Preprint CERN — EP 87 —60, March, 1987.

С. В. Головкин.

ПИ-ИМПУЛЬС (π-импульс) — импульс эл.-магн. излучения, резонансного двухуровневой квантовой системе, площадь к-рого

$$\theta = (1/\hbar) d_{21} \int_{-\infty}^{\infty} E(t)dt$$

равна π. Здесь $E(t)$ — амплитуда импульса, d_{21} — матричный элемент дипольного момента перехода между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ (см. *Двухуровневая система*). Понятие площади применимо к импульсам, длительность к-рых существенно меньше времён продольной (T_1) и поперечной (T_2) релаксации, когда их взаимодействие с ансамблем двухуровневых систем имеет когерентный характер. В этом случае при условии точного резонанса эволюцию двухуровневой системы в эл.-магн. поле можно представить как вращение вектора Блоха $\boldsymbol{R}$ с пост. длиной вокруг «реактивной» оси, т. е. как вращение, при к-ром изменяются «продольная» компонента $\boldsymbol{R}$ w (разность населённостей уровней) и его «активная» составляющая v, ответственная за поглощение (или испускание) эл.-магн. излучения. При этом полный угол поворота вектора Блоха равен θ. Т. о., площадь импульса θ полностью определяет состояние двухуровневой системы по окончании взаимодействия. В частности, при θ=π состояние квантовой системы инвертируется: «активная» компонента и разность населённостей принимают значения, равные по величине на-

чальным и противоположные им по знаку. Под действием $\pi/2$-импульса ($\theta = \pi/2$) в первоначально равновесной двухуровневой системе населённости уровней выравниваются ($w = 0$), а абс. величина «активной» компоненты v достигает максимума. Если площадь импульса равна $2\pi n$ ($2\pi n$-импульс, $n = 0, 1, 2, \ldots$), то по его окончании состояние системы совпадает с начальным.

Представление о площади импульсов играет важную роль в теории резонансного взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, в *радиоспектроскопии*, *лазерной спектроскопии*, *нелинейной оптике* резонансных сред. (См. также *Затухание свободной поляризации*, *Оптическая нутация*, *Самоиндуцированная прозрачность*, *Спиновое эхо*, *Фотонное эхо*.) Имеются также обобщения этого понятия на случай *многофотонных процессов*.

Лит.: Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Макомбер Д., Динамика спектроскопических переходов, пер. с англ., М., 1979.

К. Н. Драбович.

ПИКНОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ (от греч. pyknós — плотный) — ядерные реакции, протекающие в достаточно плотном и холодном (вплоть до $T = 0$) кристаллич. веществе за счёт *нулевых колебаний* реагирующих ядер в узлах кристаллич. решётки. Скорость П. р. не зависит от темп-ры, но зависит от плотности. Для осуществления ядерной реакции прежде всего необходимо, чтобы реагирующие ядра квантовомеханич. образом преодолели кулоновский барьер, обусловленный эл.-статич. отталкиванием ядер. Осн. отличие П. р. от термоядерных состоит в том, что в П. р. прохождение сквозь кулоновский барьер осуществляется за счёт нулевых колебаний ядер, а в термоядерных — благодаря тепловому движению ядер. При высоких темп-рах реакции идут как термоядерные, а при низких — как пикноядерные. Приближённо можно считать, что переход от одного режима к другому происходит при *Дебая температуре* кристаллич. решётки $\theta_D \approx \hbar\omega/k$, где ω — характерная частота колебаний ядер в решётке. При $T \ll \theta_D$ амплитуда колебаний ядра вблизи узла решётки $r \approx [\hbar/M\omega]^{1/2}$, где M — масса ядра. Скорость П. р. Q (кол-во реакций в единице объёма вещества в единицу времени) можно оценить по ф-ле

$$Q \sim nvr^{-3}\sigma P,\ P \sim \exp(-\gamma),\ \gamma \sim R^2/r^2. \qquad (*)$$

Здесь n — концентрация ядер, $R \sim n^{-1/3}$ — расстояние между соседними ядрами в узлах решётки, P — коэф. прохождения сквозь кулоновский барьер, $\sigma = S(\mathscr{E})/\mathscr{E}$ — сечение ядерной реакции, делённое на коэф. прохождения сквозь барьер при относит. энергии ядер $\mathscr{E}$, $S(\mathscr{E})$ — астрофиз. фактор, плавно зависящий от $\mathscr{E}$, $v \approx r\omega$. В земных условиях $\hbar\omega$ порядка нескольких сотых эВ, $r \lesssim 10^{-9}$ см, $R \sim 10^{-8}$ см. Поэтому коэф. прохождения сквозь барьер чрезвычайно мал, П. р. идут очень медленно и обычно не играют никакой роли.

П. р. могут быть важны в астрофиз. условиях — в вырожденных ядрах белых карликов и оболочках нейтронных звёзд, где плотность вещества ρ может достигать 10^8—10^{10} г/см^3 при $T < \theta_D$. В этих условиях ω близка к плазменной частоте колебаний ядер решётки, $\omega \approx \approx (4\pi Z^2e^2n/M)^{1/2}$, где Ze — заряд ядра. Поэтому $(R/r)^2$ пропорц. $\rho^{-1/3}$, т. е. с ростом плотности вещества вероятность прохождения сквозь барьер растёт и П. р. идут всё более интенсивно. При этом растёт и темп-ра Дебая $\theta_D \approx 7{,}8\cdot10^3\sqrt{\rho(Z/A)}$К ($A$ — массовое число иона, ρ в г/см^3), благодаря чему расширяется диапазон темп-р, где реакции являются пикноядерными.

Впервые на возможность осуществления П. р. в достаточно холодном и плотном звёздном веществе указал, по-видимому, У. Уайлдхек в 1940 [1]. Простой и наглядный модельный расчёт скорости П. р. выполнен Я. Б. Зельдовичем (1957) [2]. Наиб. детальный расчёт проделали Э. Солпитер и Х. ван Хорн (1969) [3]. Строгий расчёт Q очень сложен из-за того, что преодолеваемый кулоновский барьер определяется не только реагирующими ядрами, но и соседними ядрами кристаллич. решётки. Для показателя экспоненты в ф-ле (*), определяющего самую существ. величину — коэф. прохождения сквозь барьер, расчёты дают $\gamma = \alpha ZA^{2/3}\rho^{-1/6}$, где ρ в г/см^3, α — коэф., к-рый при расчётах в разл. приближениях оказывается равным 180—200. Следует добавить, что скорости П. р. могут значительно возрастать при наличии большого числа дефектов кристаллич. решётки.

Лит.: 1) Wildhack W. A., The proton-deuteron transformation as a source of energy in dense stars, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 81; 2) Зельдович Я. Б., О ядерных реакциях в сверхплотном холодном водороде, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 991; 3) Salpeter E. E., Van Horn H. M., Nuclear reaction rates at high densities, «Astrophys. J.», 1969, v. 155, p. 183.

Д. Г. Яковлев.

ПИКО... (от исп. pico — малая величина) — первая составная часть наименования единицы измерения для образования названия *дольной единицы*, составляющей 10^{-12} от исходной. Обозначения: п, p. Пример: 1 пф (пикофарада) = 10^{-12}Ф.

ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность методов оптич. спектроскопии, в к-рых используются световые импульсы пикосекундной ($\sim10^{-12}$ с) длительности. С получением ещё более коротких импульсов (фемтосекундных, $\sim10^{-15}$) П. и. с. развилась в *фемтосекундную спектроскопию*.

ПИ-МЕЗОНЫ (π-мезоны, пионы) — группа сильно взаимодействующих элементарных частиц (адронов), в к-рую входят две противоположно заряженные (π^+, π^-) и одна нейтральная (π^0) частицы. Пионы обладают массой, промежуточной между массами протона и электрона, в связи с чем и были названы мезонами (от греч. mesos — средний, промежуточный). Пионы являются связанными состояниями пар *кварков* и антикварков: π^+ образован парой $(u, \bar{d})$-кварков, π^- — парой $(\bar{u}, d)$, в π^0 в равных пропорциях входят $(\bar{u}, u)$- и $(\bar{d}, d)$-пары кварков.

Основные характеристики и квантовые числа пионов. Массы, времена жизни и осн. способы распада пионов приведены в таблице.

Частицы	Масса m_π, МэВ	Время жизни, τ, с	Способы распада	Вероятность распада, %
$\pi^\pm$	139,5685(10)	$2{,}6030(23)\cdot10^{-8}$	$\mu^\pm+\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	99,98
			$e^\pm+\nu_e(\bar{\nu}_e)$	$1{,}23\cdot10^{-2}$
			$\mu^\pm+\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+\gamma$	$\sim10^{-2}$
			$e^\pm+\nu_e(\bar{\nu}_e)+\gamma$	$\sim10^{-5}$
			$e^\pm+\nu_e(\bar{\nu}_e)+\pi^0$	$1{,}0\cdot10^{-6}$
π^0	134,9642(38)	$0{,}87(4)\cdot10^{-16}$	$\gamma+\gamma$	98,80
			$\gamma+e^+e^-$	1,20
			$e^+e^-+e^+e^-$	$3{,}24\cdot10^{-3}$

Т. к. время жизни пионов велико по сравнению с ядерным временем ($\sim10^{-23}$ с), в табл. элементарных частиц их условно относят к «стабильным» частицам. Электрич. заряд π^--мезона $Q=-1$ (т. е. совпадает с зарядом электрона), для π^+-мезона $Q = +1$, для π^0-мезона $Q = 0$. Спин пионов $J = 0$, т. е. они относятся к классу *бозонов*. Их *внутренняя чётность* отрицательна, $P = -1$. Частицы с такими характеристиками спина и чётности ($J = 0$, $P = -1$) наз. псевдоскалярными: *барионное число*, *лептонное число*, *странность*, *очарование*, *красота* пионов равны нулю. Из кваркового состава пионов видно также, что π^+ и π^- являются частицей и *античастицей* по отношению друг к другу, а π^0 тождествен своей античастице (т. е. является *истинно нейтральной частицей*); π^0-мезон имеет положит. *зарядовую чётность*: $C = +1$. *Изотопический спин* пионов $I = 1$, т. е. они образуют изотопич. триплет: трём возможным «проекциям» изотопич. спина $I_3 = +1, 0, -1$ соответствуют состояния π^+, π^0, π^-, *G-чётность* пионов отрицательна, $G = -1$.

Пионы — наиб. лёгкие в обширном классе адронов, что обусловливает их особую роль среди элементарных частиц. Облако виртуальных π-мезонов, окружающих адроны, определяет размеры адронов, составляющие в соответствии с *неопределённостей соотношением* величину $\hbar/m_\pi c \sim 10^{-13}$ см.

Распады пионов. Пионы участвуют во всех известных типах взаимодействий: сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном. Поскольку π-мезоны имеют наименьшую массу среди адронов, их распад на более лёгкие частицы не может происходить за счёт сильного взаимодействия и связан с появлением др. взаимодействий. Способы распада пионов определяются их квантовыми числами. Распад π^0 происходит за счёт эл.-магн. взаимодействия и из-за сохранения зарядовой чётности в этом взаимодействии возможен лишь на чётное число фотонов (фотон имеет отрицат. зарядовую чётность). Сохранение электрич. заряда требует, чтобы при распаде заряженного $\pi^\pm$-мезона его заряд компенсировался присутствием среди продуктов распада заряж. лептона ($\mu^\pm$ или $e^\pm$). В свою очередь сохранение лептонного числа требует появления $\mu^\pm$ или $e^\pm$ в паре с соответствующим типом *нейтрино* (антинейтрино), так чтобы их суммарное лептонное число равнялось нулю (табл.). Обязат. присутствие среди продуктов распада $\pi^\pm$-мезонов слабо взаимодействующей частицы — нейтрино (антинейтрино) означает, что распад $\pi^\pm$ обусловлен слабым взаимодействием. Это приводит к относительно большому (по сравнению с π^0) времени жизни заряж. пионов.

Процессы образования пионов. Пионы являются осн. продуктом сильного взаимодействия адронов при высоких энергиях. По этой причине пионы в значит. степени определяют состав *космических лучей* в пределах земной атмосферы. Будучи осн. продуктами ядерных взаимодействий частиц первичного космич. излучения (протонов и более тяжёлых ядер) с ядрами атомов воздуха, пионы входят в состав электронно-ядерных и широких атм. ливней. Распадаясь, $\pi^\pm$-мезоны создают проникающую компоненту космич. излучения — мюоны и нейтрино высоких энергий, а π^0-мезоны — электронно-фотонную компоненту.

Искусств. путём пионы получают на ускорителях. Благодаря сравнительно большому времени жизни из релятивистских заряж. пионов можно сформировать пучки и отвести их на значит. расстояние от точки образования пионов. При взаимодействии ускоренных протонов с ядрами на совр. ускорителях заряж. частиц можно получить пучки пионов с энергией до неск. сотен ГэВ. Продукты распада нейтральных пионов используются для получения пучков высокоэнергичных γ-квантов, электронов и позитронов. Потоки пионов, получаемые на *мезонных фабриках* — высокоинтенсивных ускорителях средних энергий (≤ 1ГэВ), могут превышать в пучке 10^{10} пионов/с.

История открытия. Существование пионов было постулировано Х. Юкавой (H. Yukawa) в 1935 для объяснения короткодействующего характера и большой величины ядерных сил. Из соотношения неопределённостей для энергии и времени следовало, что если действующие между нуклонами в ядре силы обусловлены обменом квантами поля ядерных сил, то масса этих квантов (позднее названных π-мезонами) должна составлять примерно 300 электронных масс. Поиски заряж. π-мезонов увенчались успехом лишь в 1947, когда Дж. Латтесом (G. Lattes), Х. Мьюирхедом (H. Muirhead), Дж. Оккиалини (G. Occhialini) и С. Ф. Пауэллом (S. F. Powell) были найдены в ядерных фотоэмульсиях, облучённых космич. лучами на большой высоте над поверхностью Земли, треки частиц, свидетельствующие о распаде $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ (рис. 1).

Существование нейтральных пионов следовало из обнаруженной на опыте зарядовой независимости ядерных сил (взаимодействие между одинаковыми нуклонами — двумя протонами или двумя нейтронами — может осуществляться только путём обмена нейтральными пионами). Экспериментально π^0-мезоны были обнаружены в 1950 по γ-квантам от их распада $\pi^0 \to \gamma + \gamma$; π^0 рождались в столкновениях фотонов и протонов с энергией ~300 МэВ с ядрами. Заряж. пионы в лаб. условиях были впервые получены в 1948 на ускорителе в Беркли (США). Обладая массой, пионы требуют для своего рождения затраты энергии, не меньшей их энергии покоя $m_\pi c^2$. Так, для рождения пиона при столкновении двух нуклонов, $N + N \to N + N + N + \pi$, необходимо, чтобы кинетич. энергия нуклона (в лаб. системе), налетающего на покоящийся нуклон, была выше пороговой энергии $\mathscr{E}_\pi = 292$ МэВ; для фоторождения пиона на нуклоне, $\gamma + N \to \pi + N$, $\mathscr{E}_\pi \approx 150$ МэВ.

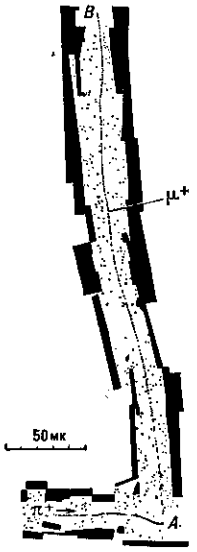


Рис. 1. Фотография одного из первых зарегистрированных в ядерных фотоэмульсиях случаев распада $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$.

Взаимодействие пионов. Количеств. изучение свойств пионов и их взаимодействий выполнены преим. на пучках частиц высоких энергий на ускорителях. Нейтральные пионы в силу малого времени жизни, как правило, распадаются до взаимодействия в веществе. Заряж. пионы с энергией ~ 10 МэВ и ниже при движении в веществе тратят

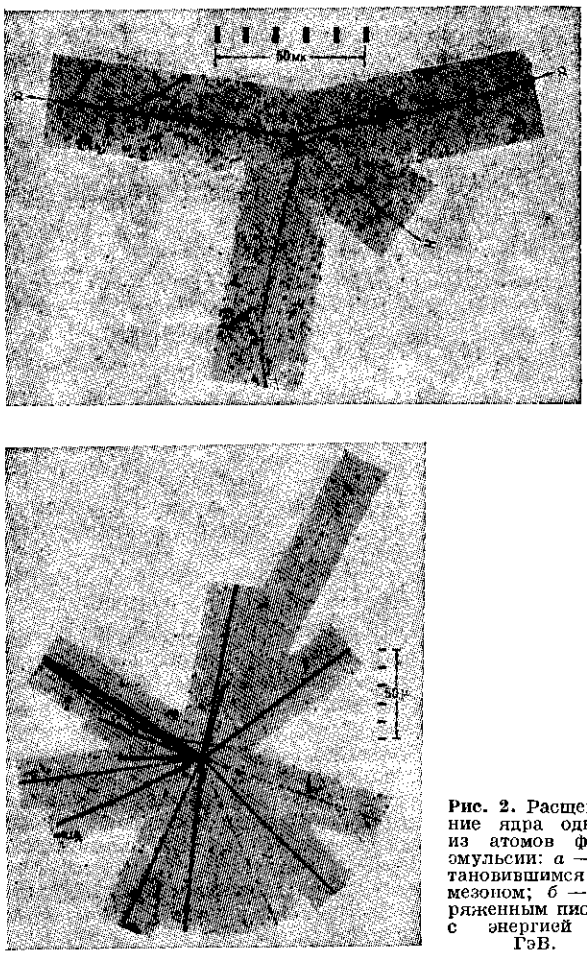


Рис. 2. Расщепление ядра одного из атомов фотоэмульсии: *а* — остановившимся π^--мезоном; *б* — заряженным пионом с энергией 3,8 ГэВ.

свою энергию в основном на ионизацию атомов (за счёт эл.-магн. взаимодействия с ними) и обычно не успевают до своей остановки провзаимодействовать с атомными ядрами. При этом остановившийся π^+-мезон распадается на положительно заряженный мюон и мюонное нейтрино. π^--мезон после остановки притягивается положит. зарядом ближайшего ядра, образуя π-мезоатом (см. *Адронные атомы*) с размерами в $m_\pi/m_e \approx 270$ раз меньшими, чем размеры обычного атома, а затем поглощается и расщепляет ядро с образованием т. н. звезды (рис. 2, *а*). π^+-мезоны с энергиями $\geqslant 100$ МэВ сильно взаимодействуют с атомными ядрами, вызывая, как правило, их расщепление (рис. 2, *б*).

В области энергий выше порога мезонообразования и до $\sim 10^9$ эВ при взаимодействии пионов с протонами или нуклонами ядер наблюдается интенсивное образование квазисвязанных мезонных и барионных систем, т. н. *резонансов*, с временем жизни 10^{-22} — 10^{-24} с. Эти состояния могут проявляться, напр., в виде максимумов в энергетич. зависимости полных или дифференц. сечений реакций рассеяния пионов (рис. 3). Неупругие взаимодействия пионов с энергией $\geqslant 10^{10}$ эВ обусловлены преим. процессами множеств. рождения частиц (см. *Множественные процессы*). Процессы рассеяния адронов (в т. ч. пионов) высоких энергий с большой передачей импульса (*глубоко неупругие процессы*) описываются на основе *квантовой хромодинамики*. Исследование процессов глубоко неупругого рассеяния пионов позволяет определить т. н. структурную функцию, характеризующую распределение по импульсам кварковки антикварков (партонов), входящих в состав рассеивающегося пиона (рис. 4).



Рис. 3. Зависимость полных сечений σ взаимодействий π^+- и π^--мезонов с протонами от полной энергии $\mathscr{E}_{ц.и.}$ сталкивающихся частиц в системе центра инерции.

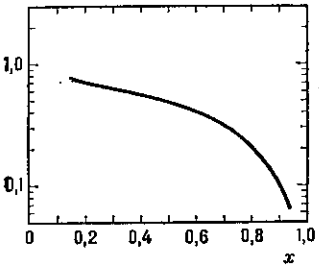


Рис. 4. Структурная функция заряженных пионов, характеризующая распределение входящих в пион кварков (партонов) в зависимости от уносимой ими доли x полного импульса пиона.

Теоретич. описание процессов сильного (и эл.-магн.) взаимодействия пионов промежуточных и низких энергий носит феноменологич. характер. Основой теоретич. описания процессов взаимодействия и распада адронов низких энергий с участием пионов является т. н. *киральная симметрия*, справедливая в приближении равенства нулю массы псевдоскалярных мезонов (пионов).

Взаимодействие пионов с γ-квантами определяется их эл.-магн. свойствами — электрич. зарядом, эл.-магн. радиусом, формфактором, поляризуемостью. Эл.-магн. характеристики пионов были определены в спец. опытах, в к-рых изучались редкие процессы рассеяния пионов высоких энергий на атомных электронах и на кулоновском поле атомных ядер. Найденное значение эл.-магн. радиуса заряженных пионов составляет $0{,}66 \cdot (0{,}01) \cdot 10^{-13}$ см, поляризуемости $\alpha_\pi = 6{,}9 \cdot (1{,}4) \cdot 10^{-43}$ см^3. Взаимодействие фотонов с адронами при энергиях выше ~ 150 МэВ определяется в основном процессами фоторождения пионов.

Использование пионов. Реакции взаимодействия и распада пионов служат ценным источником информации не только о свойствах пионов, но и об общих закономерностях взаимодействий элементарных частиц. В качестве примеров можно привести следующие. Измерения отношения вероятностей распадов $\pi^+ \to e^+ + \nu_e$ и $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ были использованы для проверки предположения М. Гелл-Мана (M. Gell-Mann) и Р. Фейнмана (R. Feynman), а также Р. Маршака (R. Marshak) и Э. Сударшана (E. Sudershan) о векторно-аксиальном ($V - A$) варианте гамильтониана слабого взаимодействия. Открытие бета-распада пиона $\pi^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e$ (Ю. Д. Прокошкин и др.) явилось эксперим. подтверждением сформулированной С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем гипотезы о сохранении векторного тока в слабом взаимодействии (см. *Векторного тока сохранение*). Теоретич. объяснение эксперим. значения вероятности распада $\pi^0 \to \gamma + \gamma$ в кварковой теории оказалось возможным лишь при использовании предположения о том, что кварки обладают квантовым числом *цвет*. Исследование спектра эфф. масс и распределений по углам вылета системы из трёх π-мезонов, образованных в результате *дифракционного рассеяния* π^--мезона на ядрах (т. е. рассеяния без изменения состояния ядра-мишени), привело к обнаружению новых мезонов — резонансных состояний с массами 1240(30) МэВ и 1770(30) МэВ и квантовыми числами, совпадающими с квантовыми числами пионов. Эти состояния, названные π'- и π''-мезонами, интерпретируются как радиальные возбуждения системы из двух кварков, входящих в пион (А. А. Тяпкин и др.).

Интенсивные пучки π-мезонов средних энергий, получаемые на мезонных фабриках, начинают применять в прикладных целях, в частности в лучевой терапии злокачеств. опухолей. Наиб. эффект даёт использование π^--мезонов, т. к. дополнит. энерговыделение, связанное с расщеплением ядер при поглощении ими остановившихся π^-, может быть хорошо локализовано в поражённом органе. Медленные заряж. пионы, и особенно образующиеся при их распаде мюоны, используются для изучения структуры вещества (см. *Мезонная химия*).

Лит.: Росси Б., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; Газиорович С., Физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1969; Перкинс Д., Введение в физику высоких энергий, пер. с англ., М., 1975; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990. *А. И. Лебедев, Г. В. Мицельмахер.*

***pin*-ДИОД** — полупроводниковый диод, в к-ром центральная (базовая) область легирована настолько слабо, что уже при небольшом обратном смещении она полностью перекрывается областью пространственного заряда (ОПЗ) p — n-*перехода*.

Обычно этот прибор является $p\nu n$- либо $p\pi n$-диодом, где ν, π означают слаболегиров. материал n- либо p-типа проводимости. Материал с собств. проводимостью (i-материал; от англ. *intrinsic* — собственный) может быть получен только путём точной взаимной компенсации легирующих примесей; технологически такая компенсация весьма сложна и применяется редко.

Используются *pin*-диоды обычно в качестве переключателей, аттенюаторов, ограничителей и модуляторов СВЧ-колебаний, а также в качестве быстродействующих фотоприёмников и мощных выпрямит. диодов.

Общим свойством *pin*-диода, к-рое используется при всех видах управления СВЧ-сигналом, является сильное изменение его проводимости под воздействием внеш. управляющего источника напряжения (тока). Такой диод включается в СВЧ-тракт, и путём изменения его проводимости производится изменение прохождения, отражения либо поглощения СВЧ-мощности. Увеличение проводимости осуществляется *инжекцией* неосновных носителей p — i- и n — i -переходами при смещении их в прямом направлении, а уменьшение — выведением носителей во внеш. цепь при обратном смещении и рекомбинацией.

При резком приложении прямого смещения p — ν-переход (рис. 1, 2) инжектирует дырки в базу, их поле

притягивает электроны, в результате чего у перехода образуется тонкий слой P_1 эл.-нейтральной электронно-дырочной *плазмы*. Протекающий электронный ток создаёт в базовой области поле, вытягивающее из слоя P_1 дырки. Эти дырки с компенсирующими их электронами движутся к n-слою в условиях биполярного дрейфа при промежуточном уровне инжекции, т. е. формируется плазменная концентрац. волна P_f, быстро достигающая n-слоя; после этого у его границы начинается формирование эл.-нейтрального плазменного слоя P_2. Одновременно с быстрым биполярным дрейфом идёт сравнительно медленное встречное диффузионное движение плазменных слоёв P_1 и P_2, после смыкания к-рых в базе через определ. время формируется стационарное распределение плазмы.

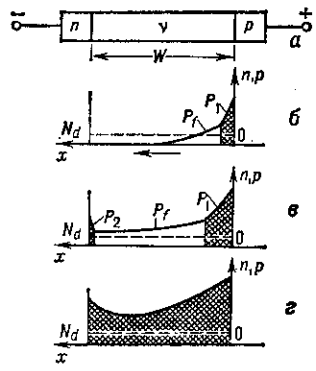


Рис. 1. $p\nu n$-диод: *а* — $p\nu n$-структура; *б* — формирование плазменного слоя P_1 и концентрационной волны P_f на начальной стадии включения; *в* — формирование слоя P_2; *г* — квазистационарное распределение плазмы после смыкания диффузионных слоёв.

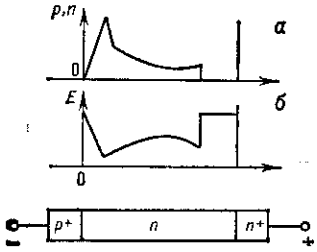


Рис. 2. Распределение концентрации плазмы (*а*) и напряжённости поля (*б*) при переключении диода на дрейфовой стадии накопления.

Характерные времена процессов биполярного дрейфа лежат в наносекундном, а времена диффузионных процессов — в микросекундном диапазонах ($t \simeq W^2/2D$, где D — коэф. амбиполярной диффузии, W — ширина базы); однако биполярный дрейф идёт при концентрации носителей, не сильно превышающей уровень легирования, а для диффузионных процессов превышение обычно составляет 2—3 порядка и более.

Характер процесса восстановления диода при переключении на обратное смещение существенно зависит от того, на какой стадии был прерван процесс накопления плазмы при прямом смещении. Если длительность накопления была достаточна для «схлопывания» диффузионных слоёв, то восстановление протекает довольно медленно. Дырки из плазмы у p — ν-перехода выводятся в p-слой, а электроны движутся к n-слою в слабом поле, создаваемом протекающим через плазму практически постоянным обратным током; одновременно идёт рекомбинация носителей в плазме. После спада концентрации дырок у p — ν-перехода до равновесного значения начинает формироваться ОПЗ, граница к-рой смещается к n-слою со скоростью движения электронов в слабом поле; ток в цепи падает, а напряжение на диоде нарастает. Затем ОПЗ занимает весь базовый слой, избыточные носители полностью удаляются из базы, и процесс переключения заканчивается; длительность такого процесса лежит обычно в микросекундном диапазоне. Характер процесса радикально меняется, если переключение производится на дрейфовой стадии накопления. В этом случае тонкий слой плазмы P_2 истощается очень быстро и у n-слоя формируется фронт концентрац. волны, к-рый в условиях биполярного дрейфа отходит от n-слоя, оставляя после себя область с концентрацией электронов, определяемой исходным легированием. Поскольку при биполярном дрейфе скорость носителей тем больше, чем меньше концентрация, то крутизна заднего фронта при движении нарастает. Одновременно идут рассасывание плазмы и образование ОПЗ у p — ν-перехода, причём момент подхода фронта к плазменной области P_1 совпадает с её полным истощением, и далее ОПЗ расширяется очень быстро за счёт ухода осн. носителей в поле, создаваемое в нейтральной ν-базе обратным током. Т. о., база легирована слабо, что даже при небольшом токе поле достаточно велико, для того чтобы носители и, следовательно, ОПЗ двигались с насыщенной скоростью; тогда длительность процесса восстановления составляет единицы нс и менее. Поэтому при дрейфовом характере процессов включения и выключения быстродействие $p\nu n$-диода очень велико, но концентрация плазмы в базе и, следовательно, проводимость её во включённом состоянии сравнительно невелики, в то время как диффузионные процессы позволяют обеспечить высокую проводимость, но протекают значительно медленнее. Для управления сравнительно небольшой СВЧ-мощностью, особенно в приёмных трактах, используются низковольтные *pin*-диоды с тонким базовым слоем. В этом случае достаточное быстродействие обеспечивают диффузионные процессы, позволяющие осуществить очень большие перепады концентрации и, следовательно, проводимости. При этом время жизни носителей в базе должно быть малым, но для приемлемой однородности распределения концентрации плазмы необходимо, чтобы выполнялось соотношение $W(D\tau)^2 \lesssim 1$, где τ — время жизни носителей в базе. Для управления СВЧ-сигналами большой мощности используются высоковольтные *pin*-диоды с широкой базой, работающие в осн. на дрейфовых процессах.

Следует отметить, что форма импульса тока через диод и форма импульса СВЧ-мощности в модуляторе могут не совпадать, поскольку проводимость диода существенно зависит от целого ряда нелинейных эффектов, возникающих при большой плотности тока и большой концентрации плазмы. Напр., в области больших плотностей тока рост проводимости диода с ростом тока и, следовательно, ослабление СВЧ-мощности насыщаются из-за падения коэф. инжекции переходов, уменьшения подвижности носителей из-за электронно-дырочного рассеяния и увеличения темпа их рекомбинации из-за оже-процессов. С др. стороны, при переключении диода из прямого смещения на обратное при относительно небольших плотностях тока ослабление СВЧ-мощности начинает уменьшаться практически сразу, хотя постоянный обратный ток протекает довольно долго. Это связано с уменьшением проводимости областей, прилегающих к p — n-переходам, из-за выведения носителей во внеш. цепь.

При прямом смещении и высокой концентрации плазмы в базе сопротивление диода можно считать чисто активным независимо от величины СВЧ-сигнала, но при малой либо нулевой концентрации приходится учитывать, что при непрерывном воздействии СВЧ-сигнала у p — n-переходов возникает избыточная концентрация неравновесных носителей, осциллирующая около некрой постоянной составляющей. Поведение этой составляющей аналогично поведению избыточных носителей, инжектированных в базу при прямом смещении. Это означает, что избыточная концентрация распространяется путём диффузии либо биполярного дрейфа на всю базу, повышая её проводимость; поэтому при достаточной мощности СВЧ-сигнала проводимость диода увеличивается даже без воздействия управляющего смещения.

Диапазон параметров совр. *pin*-диодов, предназначенных для управления СВЧ-мощностью, очень широк. Сравнительно маломощные диоды с макс. мощностью рассеяния < 1 Вт имеют времена переключения в наносекундном диапазоне. Мощные диоды (рассеиваемая мощность $\sim$10 Вт) коммутируют импульсную СВЧ-мощность ($\sim$10 кВт) с временами переключения в макросекундном диапазоне. Осн. материалами для этих приборов являются кремний, германий и арсенид гал-

лия, осн. технол. методами изготовления — диффузия, сплавление, *эпитаксия* и *ионная имплантация*.

Вторая важная область применения *pin*-диодов — *оптоэлектроника*, где они используются в качестве высокочувствительных быстродействующих фотоприёмников. На рис. 3 показана фоточувствительная $p^+i(\nu)n^+$-структура при обратном смещении, величина к-рого выбирается такой, чтобы ОПЗ p^+ — ν-перехода занимала всю базу. Падающее на прозрачное окно фотодиода излучение $\hbar\omega$ с незначит. потерями в p^+-слое достигает $i(\nu)$-базы, в к-рой поглощается с генерацией электронно-дырочных пар. Пары разделяются в поле ОПЗ и дрейфуют к соответствующим электродам, вызывая появление фототока. Предельное быстродействие *pin*-фотодиода ограничивается временем пролёта носителей через $i(\nu)$-базу с насыщенной скоростью, а предельная чувствительность — шумовым током. Осн. материалом для *pin*-фотодиодов является кремний, осн. технол. методами изготовления — планарно-эпитаксиальные.

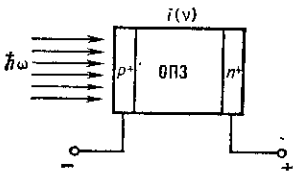


Рис. 3. $p^+i(\nu)n^+$-структура фотодиода.

$p^+i(\nu)n^+$-структура лежит в основе конструкции полупроводникового элемента совр. выпрямит. диодов большой мощности, в к-рых толщина $i(\nu)$-базы выбирается так, чтобы ОПЗ p^+ — $i(\nu)$-перехода занимала всю толщину базы при напряжении лавинного пробоя, соответствующем уд. сопротивлению материала базы. Такая геометрия позволяет сочетать высокое блокируемое напряжение с относительно малым напряжением в проводящем состоянии при большой плотности тока, определяемой в осн. толщиной базы и временем жизни носителей в ней. Однако при этом необходимо использовать спец. конструкцию краевого контура p — n-перехода, препятствующую смыканию ОПЗ p^+ —ν-перехода с n^+-контактом на поверхности полупроводника, граничащей с окружающей средой.

Лит.: Дзехцер Г. Б., Орлов О. С., *pin*-диоды в широкополосных устройствах СВЧ, М., 1970; Носов Ю. Р., Оптоэлектроника, 2 изд., М., 1989; Тучкевич В. М., Грехов И. В., Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами, Л., 1988. *И. В. Грехов.*

ПИНЧ-ЭФФЕКТ (от англ. pinch — сужение, сжатие) — эффект сжатия, стягивания сильноточного газового разряда (плазменного образования) в результате взаимодействия тока разряда с магн. полем, собственным или внешним. Впервые подобное явление описано в 1934 У. Беннеттом (W. H. Bennett) применительно к потокам быстрых заряж. частиц в газоразрядной плазме. Термин «П.-э.» введён в 1937 Л. Тонксом (L. Tonks) для описания физ. процессов в сильноточной дуге.

В зависимости от направления тока в плазменном столбе различают z- и θ-пинч. Если ток $\boldsymbol{J}$ протекает вдоль оси z цилиндрич. плазменного столба и взаимодействует с собственным магн. полем, П.-э. наз. z-пинчем. Если к цилиндрич. разрядной камере приложено внеш. продольное магн. поле, то в плазме индуцируется азимутальный ток J_θ, в результате взаимодействия к-рого с внеш. магн. полем происходит стягивание плазмы к оси — θ-пинч. Сжатие плазмы наблюдается и в конфигурациях, имеющих вид тонкого плоского плазменного слоя с током — нейтральный токовый слой.

Механизм П.-э. можно рассмотреть на примере z-пинча. Силовые линии магн. поля $\boldsymbol{B}$, создаваемого током, имеют вид концентрич. окружностей, плоскости к-рых перпендикулярны оси. Возникающая электродинамич. сила $\boldsymbol{F}$, действующая на единицу объёма проводящей среды с плотностью тока $\boldsymbol{j}$, равна $c^{-1}[\boldsymbol{jB}]$, направлена по радиусу к оси цилиндра и вызывает сжатие токового канала. Сжимающее действие протекающего тока можно считать также простым следствием закона Ампера о магн. притяжении отд. параллельных токовых нитей с одинаковым направлением, создающих полный ток $\boldsymbol{J}$.

При описании П.-э. в терминах магн. гидродинамики для случая идеально проводящей среды объёмная электродинамич. сила $\boldsymbol{F}$ может быть заменена на поверхностное магн. давление $p_{\text{магн}} = B^2/8\pi$, к-рому в случае П.-э. в металлич. проводниках противодействует сила упругости, а при сжатии газоразрядной плазмы — газокинетич. давление, обусловленное тепловым движением частиц — ионов и электронов.

При нек-рой величине тока магн. давление на поверхности подвижной, легко сжимаемой газовой среды (плазмы) может стать больше газокинетического и токовый канал начнёт уменьшать своё сечение — возникает П.-э.

П.-э. может наблюдаться только в проводящих средах, где подвижные носители заряда (электроны и ионы в газоразрядной плазме, электроны и дырки — в полупроводниках) присутствуют в приблизительно одинаковом кол-ве. Если же имеется только один тип носителей тока, то электрич. поле пространственного заряда эффективно препятствует сжатию тока к оси. Прохождение больших токов (10^5 — 10^6 А) через газ сопровождается ионизацией и нагревом вещества и переходом его в состояние плазмы. Нагрев плазмы происходит при токовом тепловыделении на омич. сопротивлении плазменного канала (джоулев нагрев) и при адиабатич. сжатии пинча как целого (образуется высокотемпературная плазма).

Магн. поле тока отжимает плазменный канал от стенок разрядной камеры, и образуется изолиров. токовый шнур — пинч. Само магн. поле сосредоточено в пристеночном вакуумном зазоре между пинчем и стенкой, тем самым создаются условия для магн. термоизоляции высокотемпературной плазмы. Линии магн. поля параллельны поверхности пинча, и вылетающие из плазмы заряж. частицы движутся поперёк магн. поля, процесс диффузии плазмы (и перенос тепла) на стенку существенно замедляется: характерная длина — свободный пробег частиц λ заменяется на ларморовский радиус $\rho = emv/B$, к-рый, в зависимости от величины магнитного поля B, меньше λ на несколько порядков величины.

Этим свойством пинчей — магн. термоизоляцией высокотемпературной плазмы — объясняется возникший в связи с проблемой УТС интерес к П.-э. Исследование пинчей в действии началось в 50-х гг. одновременно в СССР, США и Великобритании в рамках нац. программы по УТС. Осн. внимание при этом уделялось двум типам пинчей — линейному и тороидальному.

Ток пинча $\boldsymbol{J}$ должен был выполнять ещё одну необходимую для УТС ф-цию — обеспечивать магн. удержание пинча в состоянии равновесия. Неограниченному магн. сжатию при П.-э. противодействует газокинетич. давление плазмы $p_{\text{пл}} = k(n_eT_e + n_iT_i)$, к-рое в плотной высокотемпературной плазме в силу её квазинейтральности ($n_e = n_i = n$) и обычно выполняющемуся условию $T_e = T_i$ становится равным $p_{\text{пл}} = 2nkT$ (n — плотность, а T — темп-ра пинча). При равновесии легкоподвижная граница пинча располагается на поверхности равного давления, т. е. после нек-рого нач. сжатия на границе плазменного образования должно непрерывно выполняться условие квазиравновесия пинча $p_{\text{пл}} = p_{\text{магн}} = B^2/8\pi$.

Из этого условия следует т. н. соотношение Беннетта $B^2/8\pi = 2nkT$. Т. к. для цилиндрич. проводника $\boldsymbol{B} = 2\boldsymbol{J}/cr$, то $J^2 = 4c^2kNT$, где $N = \pi r^2 n$ — число частиц в сечении пинча. Это соотношение показывает, что для достижения в плазме $T \simeq 10^8$ К, при к-рой скорость протекания термоядерных реакций в равнокомпонентной дейтерий-тритиевой смеси уже настолько велика, что синтез ядер может стать энергетически выгодным, требуется хотя и большой, но вполне достижимый ток пинча ($\simeq 10^5 \div 10^7$ А, в зависимости от N).

Исследования линейного (цилиндрич.) z-пинча проводились в двухэлектродных керамич. камерах. Разрядная камера состояла из изолирующей трубы (фарфор, кварц), торцы к-рой вакуумно-плотно закрывались металлич. электродами. Камера заполнялась дейтерием при давлении $\sim 10^{-3}$ тор, и через газ пропускался импульсный ток ($10^4 \div 10^6$ А), источником к-рого служила малоиндуктивная конденсаторная батарея (напряжение зарядки $10^3 \div 10^5$ В), включаемая через разрядное устройство. Протекающий через газ ток изменялся во времени по закону, близкому $J_0 \sin \pi t/\sqrt{LC}$, где C — ёмкость конденсаторного накопителя, L — эфф. индуктивность, состоящая из внеш. индуктивности контура и изменяющейся во времени индуктивности плазменного столба. Скорость нарастания тока достигала величины $\lesssim 10^{12}$ А/с. В первых же экспериментах по исследованию z-пинча выяснились две главные не учитывавшиеся ранее особенности сильноточного газового разряда.

При изменяющемся во времени токе плазменный шнур скинируется (см. *Скин-эффект*), и в нагреве плазмы существенным оказывается не джоулево тепловыделение, а электродинамич. ускорение тонкой токовой оболочки (скин-слоя) к оси, сопровождающееся образованием мощной сходящейся ударной волны. Движение токово-плазменной оболочки происходит при $p_{магн} > p_{пл}$, и определяющую роль в движении играют силы инерции; условия нагрева в ударной волне и при кумуляции на оси в результате перехода кинетич. энергии в тепловую оказались более выгодными, но никакого квазиравновесия пинча не обеспечивалось. Оказалось также, что в линейном z-пинче с резкой границей плазма — магн. поле в принципе невозможно получить равновесие пинча из-за развивающихся плазменных неустойчивостей (см. *Неустойчивости плазмы* и *Магнитные ловушки*). Эта особенность сильноточного разряда связана с крайне высокой подвижностью и неравновесностью коллектива частиц, составляющих плазменную среду, и отсутствием внутр. «жёсткости» у плазмы, способствующей сохранению пинчем устойчивой формы. Более того, при сжатии магн. полем диамагн. свойства плазмы способствуют выталкиванию её целиком (или отд. её частей) из области с большим $\boldsymbol{B}$ в сторону уменьшающегося поля.

В экспериментах наблюдалась сначала первая фаза — сжатие плазмы к оси, при к-ром диам. токового канала уменьшался в ~ 10 раз и на оси камеры образовывался ярко светящийся плазменный шнур, а затем вторая — быстрое развитие плазменных неустойчивостей токового канала — возникали местные пережатия пинча («перетяжки», «шейки»), его изгибы, винтовые возмущения и т. д. Нарастание этих неустойчивостей происходит чрезвычайно быстро и ведёт к разрушению пинча — выбрасыванию плазменных струй, разрывам пинча, образованию вихрей и т. д. В результате возникают условия, при к-рых ток не сжимает плазму, как следовало бы из соотношения Беннетта, а перехватывается образующейся околопинчевой плазмой или шунтируется вследствие приизоляторных пробоев.

В 1952 Л. А. Арцимовичем, М. А. Леонтовичем с сотрудниками была обнаружена одна из наиб. интересных особенностей линейного П.-э. в дейтерии, связанная с развивающимися неустойчивостями. При определённых условиях мощный импульсный z-пинч в разреженном дейтерии становится источником жёсткого рентг. излучения и нейтронов, происхождение к-рых не могло быть объяснено термоядерным механизмом. Разрушение пинча неустойчивостями ограничивает время жизни высокотемпературной плазмы, поэтому в линейном пинче оказывается нереальным достижение *Лоусона критерия* (соблюдения условия $n\tau \geqslant 10^{14}$см$^{-3}$ с).

Изучение самосжимающихся разрядов явилось своеобразной школой плазменных исследований, позволивших получать плотную плазму со временем жизни, хотя и малым ($\sim 10^{-6}$ с), но достаточным для изучения физики П.-э., разработать разнообразные методы диагностики плазмы, развить совр. теорию процессов в ней. Эволюция установок с пинчем привела к созданию мн. типов плазменных устройств, в к-рых неустойчивости П.-э. либо стабилизируются с помощью внеш. магн. полей (квазистационарные системы типа *токамака*), либо сами эти неустойчивости используются для получения короткоживущей сверхплотной плазмы в т. н. быстрых процессах (*плазменный фокус*, микропинчи), либо весь процесс имеет столь малую длительность ($\sim 10^{-7}$ с), что неустойчивость пинча не успевает развиться.

В связи с успехами техники получения больших импульсных токов по-новому встал вопрос о П.-э. в металлич. проводниках в виде полых тонкостенных цилиндров. Пропускание большого тока через полый цилиндр приводит к его разрушению — сжатию, смятию, сплющиванию, потере первонач. формы. Такой эффект наблюдается, напр., при попадании молнии в трубчатый громоотвод. Сжатие металлич. цилиндра в варианте z-пинча или θ-пинча стало широко использоваться в работах по получению импульсных магн. полей, сверхвысоких давлений, в процессах магн. сварки металлов и т. д.

Новая интересная идея использовать z-П.-э. связана с радиац. охлаждением плазмы сильноизлучающих газов. Потери плазмой энергии на излучение уменьшают противодействие магн. сжатию, и микропинчи позволяют надеяться на получение сверхвысокой плотности вещества при т. н. явлении радиац. коллапса.

П.-э. имеет место также и в плазме твёрдых тел, особенно в сильно вырожденной электронно-дырочной плазме полупроводников, где этот эффект влияет на их проводящие свойства.

Лит.: Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Стил М., Вюраль Б., Взаимодействие волн в плазме твёрдого тела, пер. с англ., М., 1973; Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975. *Т. И. Филиппова.*

ПИОННЫЕ АТОМЫ — см. *Адронные атомы.*

ПИОНЫ — то же, что *пи-мезоны.*

ПИППАРДА УРАВНЕНИЕ — связывает плотность тока в сверхпроводнике с магн. полем. Установлено А. Б. Пиппардом (A. B. Pippard) в 1953. Согласно П. у., эта связь нелокальна, т. е. плотность тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ определяется значением вектора-потенциала $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})$ не только в той же точке, а в целой области:

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}) = \frac{c}{4\pi}\int K(\boldsymbol{r}')\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')d\boldsymbol{r}', \qquad (1)$$

причём $K(\boldsymbol{r}')$ отлично от нуля в области с размерами порядка т. н. длины когерентности $\xi_0 = \hbar v_F/\Delta$ (v_F — скорость электронов на поверхности Ферми, Δ — сверхпроводящая щель). Для компонент Фурье плотности тока и вектор-потенциала (соотв. j_q и A_q) ур-ние (1) принимает вид

$$j_q = (c/4\pi)K(q)A_q,$$

где q — волновой вектор. При $q \ll 1/\xi_0$ ядро $K(q)$ стремится к постоянной. В этом случае П. у. сводится к *Лондонов уравнению* (лондоновский предельный случай). Когда $q \gg 1/\xi_0$ (пиппардовский предельный случай),

$$K(q) = \frac{4\pi N_s e^2}{mc^2} \cdot \frac{3\pi^2\Delta}{4qv_F} \qquad (2)$$

(N_s — плотность сверхпроводящих электронов, e, m — заряд и масса электрона). Поскольку в сверхпроводнике наиб. существенны $q \sim 1/\delta$, где δ — глубина проникновения магн. поля в сверхпроводник, ф-ла (2) применима для металлов, в к-рых $\delta \ll \xi_0$ (сверхпроводники пиппардовского типа, напр. Al).

Если сверхпроводник загрязнён примесями, так что длина свободного пробега электронов $l \ll \xi_0$ (сверхпроводящий сплав), то связь $\boldsymbol{j}$ с $\boldsymbol{A}$ выражается тем же П. у. (1), однако теперь ядро $K(\boldsymbol{r})$ отлично от нуля лишь в области с размером порядка l.

Лит. см. при ст. *Сверхпроводимость.* *Л. П. Питаевский.*

ПИРОМЕТРИ́Я ОПТИ́ЧЕСКАЯ (от греч. ру́р — огонь и metréō — измеряю) — совокупность оптических (бесконтактных) методов измерения темп-ры. Почти все оптич. методы основаны на измерении интенсивности теплового излучения (иногда — поглощения) тел. Интенсивность теплового излучения резко убывает с уменьшением темп-ры T тел, поэтому методы П. о. применяют для измерения относительно высоких темп-р. При $T \leqslant 1000$ °С они играют второстепенную роль, но при $T > 1000$ °С становятся основными, а при $T > 3000$ °С — практически единств. методами измерения T. Это связано с тем, что методы П. о. не требуют контакта датчика измерит. прибора с телом, темп-ра к-рого измеряется. Методами П. о. в промышл. и лаб. условиях определяют темп-ру в печах и др. нагреват. установках, темп-ру расплавл. металлов и изделий из них (проката и т. п.), темп-ру пламён, нагретых газов, плазмы. Осн. условие применимости методов П. о.— излучение тела должно быть тепловым, т. е. подчиняться *Кирхгофа закону излучения*. Твёрдые тела и жидкости при высоких темп-рах обычно удовлетворяют этому требованию, в случае же газов и плазмы необходима спец. проверка его выполнения. Так, излучение однородного слоя плазмы подчиняется закону Кирхгофа, если распределения молекул, атомов, ионов и электронов плазмы по скоростям соответствуют *Максвелла распределению*, населённости возбуждённых уровней — распределению Больцмана (см. *Больцмана статистика*), а диссоциация молекул и ионизация атомов определяются законом действующих масс, причём во все эти соотношения входит одно и то же значение T. Такое состояние плазмы наз. термически равновесным. Интенсивность излучения однородной равновесной плазмы однозначно определяется её хим. составом, давлением, атомными константами и равновесной темп-рой. Если плазма неоднородна, то даже в условиях термич. равновесия её непосредственно наблюдаемое излучение не подчиняется закону Кирхгофа. В этом случае необходимо спец. приёмами определить локальные интенсивности излучения. Методы П. о. плазмы многообразны и сложны, они являются составной частью *диагностики плазмы*. Напротив, для твёрдых тел и жидкостей, спектр излучения к-рых чаще всего сплошной, методы П. о. довольно просты. В этом случае измерение темп-ры осуществляют пирометрами, действие к-рых основано на применении законов излучения *абсолютно чёрного тела*. Обычно в исследуемом теле вытачивают полость с небольшим выходным отверстием. Полость по отношению к попадающему в неё излучению обладает коэф. поглощения, близким к единице (т. е. по оптич. свойствам она близка к абсолютно чёрному телу).

Наиб. универсальны методы П. о., осн. на измерении интенсивности спектральных линий. Они обеспечивают макс. точность, если известны вероятность соответствующего квантового перехода и концентрация атомов данного сорта. Если же концентрация атомов не известна с достаточной точностью, то применяют метод относит. интенсивности, в к-ром темп-ры вычисляют по отношению интенсивностей двух или неск. спектральных линий.

В др. группе методов П. о. темп-ра определяется по форме или ширине спектральных линий, к-рые зависят от темп-ры либо непосредственно (доплеровское уширение спектральных линий), либо косвенно (в соответствии со *Штарка эффектом* и зависимостью плотности плазмы от темп-ры). В нек-рых методах T определяют по абс. или относит. интенсивности сплошного спектра («континуума»). Особое значение имеют методы измерения T по спектру рассеянного плазмой излучения лазера, позволяющие исследовать неоднородную плазму. К недостаткам П. следует отнести трудоёмкость измерений, сложность интерпретации результатов, невысокую точность (например, погрешности измерений температуры плазмы в лучшем случае составляют 3—10%).

Лит.: Рибо Г., Оптическая пирометрия, пер. с франц., М.— Л., 1934; Оптическая пирометрия плазмы, пер. с англ., М., 1960; Гордов А. Н., Основы пирометрии, 2 изд., М., 1971.

ПИРО́МЕТРЫ — приборы для измерения темп-ры тел по интенсивности их теплового излучения в оптич. диапазоне длин волн. Тело, темп-ру к-рого определяют П., должно находиться в состоянии термодинамич. равновесия и обладать коэф. поглощения, близким к единице (см. *Пирометрия оптическая*). Применяют яркостные, цветовые и радиац. П. Яркостные П. обеспечивают наиб. точность измерений темп-ры в диапазоне 10^3—10^4 К. В простейшем визуальном яркостном П. с исчезающей нитью объектив фокусирует изображение исследуемого тела на плоскость, в к-рой расположена нить (ленточка) спец. лампы накаливания. Через окуляр и красный фильтр, позволяющий выделять узкую спектральную область вблизи длины волны $\lambda_э = 0{,}65$ мкм, нить рассматривают на фоне изображения тела и, изменяя ток в нити накала лампы, добиваются, чтобы яркости нити и тела стали одинаковыми (нить становится неразличимой на фоне тела). Шкалу прибора, регистрирующего ток, градуируют обычно в °С или К, и в момент выравнивания яркостей нити и тела прибор фиксирует т. н. яркостную темп-ру (T_b) тела. Истинная темп-ра тела T определяется на основе законов теплового излучения (Кирхгофа и Планка) по ф-ле

$$T = T_b c_2/(c_2 + \lambda_э T_b \ln\alpha_{\lambda,T}),$$

где $c_2 = 0{,}01488$ м·К (т. н. вторая постоянная излучения), $\alpha_{\lambda,T}$ — коэф. поглощения тела, $\lambda_э$ — эфф. длина волны П.

Точность результата в первую очередь зависит от строгости выполнения условий пирометрич. измерений (близость к единице коэф. поглощения $\alpha_{\lambda,T}$ и др.). Для выполнения этих условий обычно наблюдают излучение, выходящее из полости с небольшим отверстием, представляющим собой модель абсолютно чёрного тела. Осн. инструментальная погрешность обусловлена нестабильностью температурной лампы. Заметную погрешность могут вносить индивидуальные особенности глаза наблюдателя.

У фотоэлектрич. яркостных П. этот вид погрешности отсутствует. Погрешность образцовых лабораторных фотоэлектрич. П. не превышает сотых долей К при $T \sim 1000$ К. Образцовые яркостные П. приняты в качестве осн. интерполяц. приборов, определяющих Международную практич. температурную шкалу (МПТШ-68) при темп-рах выше точки затвердевания золота (1064,43°С).

Для измерения темп-ры тел, у к-рых коэф. α постоянен в оптич. диапазоне спектра, применяют цветовые П. Этими П. измеряют отношение яркостей $b_1(\lambda_1, T)/b_2(\lambda_2, T)$ обычно в синей и красной областях спектра (напр., для длин волн $\lambda_1 = 0{,}48$ мкм и $\lambda_2 = 0{,}60$ мкм). Шкала прибора градуируется в °С и показывает цветовую темп-ру T_c. Истинная темп-ра тела определяется по ф-ле

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_c} + \frac{\ln\alpha_{\lambda_1,T} - \ln\alpha_{\lambda_2,T}}{c_2\left(\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}\right)}.$$

Точность цветовых П. ниже, чем яркостных.

Наиб. чувствительны (но наименее точны) радиац. П. (П. суммарного излучения), регистрирующие полное излучение тела. Действие их основано на *Стефана — Больцмана законе излучения* и на *Кирхгофа законе излучения*. Объектив радиац. П. фокусирует наблюдаемое излучение на приёмник (обычно термостолбик или болометр), сигнал к-рого регистрируется прибором, калиброванным по излучению абсолютно чёрного тела или показывающим радиац. темп-ру T_r. Истинная темп-ра тела определяется по ф-ле

$$T = \alpha_T^{1/4} T_r,$$

где α_T — полный коэф. поглощения тела. Радиац. П. измеряет темп-ру начиная с 200 °С. В промышленности этот тип П. широко применяют в системах контроля и управления температурными режимами, разл. технол. процессов.

Лит. см. при ст. *Пирометрия оптическая.*

ПИРОЭЛЕКТРИКИ — кристаллич. *диэлектрики*, на поверхности к-рых при изменении темп-ры T возникают электрич. заряды. Появление электрич. зарядов связано с изменением спонтанной поляризации.

Историческая справка. В нач. 18 в. в Европу были завезены кристаллы турмалина («цейлонский магнит»), обладающие свойством при нагревании оказывать силовое воздействие на частицы пепла. Ф. У. Т. Эпинус (F. U. Th. Aepinus, 1756) установил причину — образование на концах нагретого кристалла зарядов противоположного знака. Термин «пироэлектричество» был введён Д. Брюстером (D. Brewster, 1824). Кельвин (W. Thomson, Lord Kelvin) связал пироэлектрич. эффект с изменением электрич. поляризации при изменении T. Аккерманн (W. Ackermann, 1915) исследовал пироэлектрический эффект в ряде кристаллов в широком интервале T и обнаружил тенденцию к убыванию пироэлектрич. эффекта при понижении T. Первая микроскопич. теория создана С. А. Богуславским (1915). В дальнейшем было установлено, что у *сегнетоэлектриков* величина эффекта весьма велика вблизи точки фазового перехода.

Спонтанная поляризация $\boldsymbol{P}_0$ может существовать только при достаточно низкой *симметрии кристалла*. Иметь зависящую от T спонтанную поляризацию, т. е. быть П., могут лишь кристаллы, в к-рых есть полярное направление, не изменяющееся при всех преобразованиях симметрии (полярные диэлектрики): вдоль этого направления располагается вектор $\boldsymbol{P}_0$. Таким полярным направлением обладают кристаллы 10 *точечных групп симметрии*: 1, 2, 3, 4, 6, m, $mm2$, $3m$, $4mm$, $6mm$ (рис. 1). В группах 1 и m бесконечно много таких направлений и направление $\boldsymbol{P}_0$ не предопределено. В остальных группах это оси симметрии.

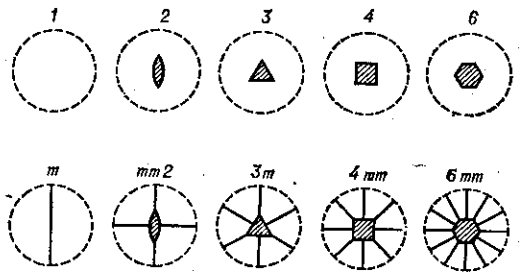


Рис. 1. Возможные точечные группы симметрии пироэлектриков, показаны оси симметрии кристаллов.

Спонтанная поляризация проявляется в виде связанного заряда в тех местах кристалла, где $\boldsymbol{P}_0$ зависит от координат:

$$-\rho_{св} = \mathrm{div}\boldsymbol{P}_0,$$

$\rho_{св}$ — объёмная плотность связанного заряда. Т. о., на поверхности П. возникает связанный поверхностный заряд, плотность к-рого равна нормальной компоненте $\boldsymbol{P}_0$. При этом внутри кристалла и вне его возникает электрич. поле $\boldsymbol{E}_0$. В бесконечной пластине, вырезанной перпендикулярно $\boldsymbol{P}_0$,

$$\boldsymbol{E}_0 = -4\pi\boldsymbol{P}_0.$$

В общем случае поле $\boldsymbol{E}_0$ и полная энергия П. зависят от его формы.

В реальном П. поле $\boldsymbol{E}_0$ внутри и вне его равно 0 (хотя $\boldsymbol{P}_0$ сохраняется). Причина — электропроводность — свободные заряды, перемещаясь к поверхностям, нейтрализуют связанный заряд. Поэтому пироэлектрич. свойства можно наблюдать только при достаточно быстром изменении темп-ры кристалла.

Свойства П. Ур-ние, связывающее изменение $\boldsymbol{P}_0$ и T, имеет вид:

$$\Delta\boldsymbol{P}_{0i} = \gamma_i\Delta T,$$

где γ_i — пироэлектрич. коэф., к-рые можно рассматривать как компоненты вектора $\boldsymbol{\gamma}(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$. В П. всех классов симметрии, кроме 1 и m, вектор $\boldsymbol{\gamma}$ направлен вдоль оси симметрии, к-рая является одной из координатных осей (z), т. е. $\boldsymbol{\gamma}$ (0,0, γ_3). В группе m вектор $\boldsymbol{\gamma}$ лежит в плоскости симметрии: $\boldsymbol{\gamma}(\gamma_1, \gamma_2, 0)$. В группе 1 направление $\boldsymbol{\gamma}$ произвольно относительно координатных осей: $\boldsymbol{\gamma}(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$.

Пироэлектрич. коэф. $\boldsymbol{\gamma}$ зависит от механич. условий: образец может быть «свободен» (механич. напряжение отсутствует) либо «зажат», когда внешние механич. напряжения σ_{ij} обеспечивают отсутствие механич. деформаций u_{ij}, возникающих за счёт теплового расширения при изменении T. При одноврем. изменении T, $\boldsymbol{E}$ термодинамич. потенциал Ф кристалла (при пост. механич. напряжении) изменяется на величину

$$d\Phi = -SdT - P_i dE_i,$$

где S — энтропия кристалла. Т. к. $P_i = -(\partial\Phi/\partial E)_T$, $S = -(\partial\Phi/\partial T)_{E_i}$, $\partial^2\Phi/\partial T\partial E_i = \partial^2\Phi/\partial E_i\partial T$, то

$$\gamma_i = \frac{\partial P_i}{\partial T} = \frac{\partial S}{\partial E_i}.$$

Т. о., пироэлектрич. коэф. определяет и изменение энтропии кристалла под действием электрич. поля:

$$\Delta S = \gamma_i E_i.$$

Это означает, что темп-ра П., находящегося в состоянии адиабатич. изоляции, при наложении электрич. поля вдоль полярной оси изменится на величину

$$\Delta T = \frac{T\Delta S}{C} = \frac{T\gamma_i}{C}E,$$

где C — теплоёмкость кристалла при постоянных механич. напряжении и электрич. поле (*электрокалорический эффект*). Изменение T для линейных П. с $\gamma = 10^{-4}$ Кл/м²·К и $C = 10^3$ Дж/кг·К в полях $E \sim 10^6$ В/м имеет порядок 10^{-4} К, в сегнетоэлектриках $1—10^{-2}$К.

Все П. являются *пьезоэлектриками*, поэтому изменение темп-ры «свободного» кристалла, приводящее к его тепловому расширению или сжатию (деформации), вызовет добавочную электрич. поляризацию:

$$\Delta\boldsymbol{P}''_{0i} = e_{ijk}\alpha_{jk}\Delta T = \gamma''\Delta T.$$

Здесь e_{ijk} — тензор 3-го ранга пьезоэлектрич. модулей, α_{jk} — компоненты тензора коэф. теплового расширения, а суммарная поляризация

$$\Delta\boldsymbol{P}_{0i} = \Delta\boldsymbol{P}'_{0i} + \Delta\boldsymbol{P}''_{0i} = \left(\gamma'_i + \gamma''_i\right)\Delta T.$$

Здесь γ'_i — коэф. «первичного», γ''_i — «вторичного» пироэлектрич. эффекта. Для разл. кристаллов соотношение между γ'_i и γ''_i варьируется в широких пределах: вторичный эффект может превышать первичный, иметь др. знак и т. д. «Третичный» пироэлектрич. эффект связывают с изменением $\boldsymbol{P}$ в неоднородно нагретом пьезоэлектрике.

Микроскопическая теория П., позволяющая выяснить природу пироэлектрич. эффекта и описать свойства П., основана на рассмотрении ангармонизма *колебаний кристаллической решётки*. Температурная зависимость пироэлектрич. коэф. в области низких темп-р удовлетворительно описывается соотношением

$$\gamma = \gamma_\infty^D D\left(\frac{\theta_D}{T}\right) + \sum_{i=1}^{r}\gamma_{i\infty}^{\vartheta}\vartheta\left(\frac{\theta_\vartheta}{T}\right).$$

Здесь θ_D, $\theta_Э$ — характеристич. темп-ры Дебая и Эйнштейна, D и Э — ф-ции Дебая и Эйнштейна, γ_∞^D, $\gamma_\infty^Э$ — постоянные коэф. (см. *Дебая температура*, *Эйнштейна температура*).

Экспериментальные методы. Для измерения γ необходимо определить величину заряда, возникающего на поверхности кристалла определённой ориентации и формы при изменении T. Для этого обычно используются плоскопараллельные пластинки, вырезанные перпендикулярно полярной оси кристалла. Большие поверхности образца покрываются проводящими электродами. Изменение ср. темп-ры кристалла на величину ΔT приводит к появлению на электродах связанного заряда $\Delta Q_{пиро} = \gamma S \Delta T$ (S — площадь электродов) и разности потенциалов $V = \Delta Q/C$ (C — ёмкость образца).

Для измерения заряда конденсатор К с образцом помещается в термостат (рис. 2), темп-ра к-рого может изменяться. При появлении пироэлектрич. заряда потенциал точки A изменяется, заряд может быть измерен

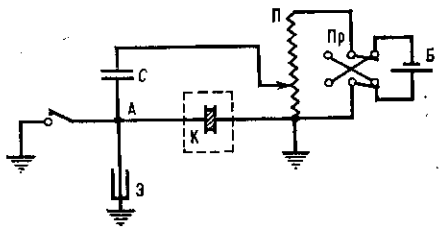


Рис. 2. Статический метод определения пироэлектрического коэффициента.

электрометром Э. Обычно электрометр используют в качестве нуль-индикатора и определяется заряд противоположного знака, по величине равный пироэлектрическому (компенсац. схема, состоящая из батареи Б, потенциометра П и ёмкости С, переключателя Пр, служит для изменения знака заряда конденсатора). Заряд на конденсаторе Q подбирается так, чтобы потенциал точки A был равен 0. В этом случае $Q = \Delta Q_{пиро}$.

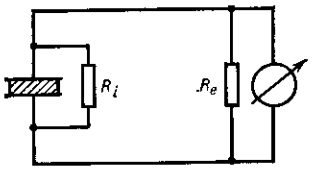


Рис. 3. Измерение пироэлектрического коэффициента в «токовом» режиме.

В др. методе измеряется пироэлектрич. ток I, протекающий между обкладками конденсатора по внеш. цепи при непрерывном изменении T образца (рис. 3). При заданной скорости изменения темпры dT/dt величина γ определяется при $R_i \gg R_e$:

$$\gamma = (I/S)(dT/dt)^{-1}.$$

Пироэлектрические материалы и их практическое применение. Типичными П. являются турмалин, $Li_2SO_4 \cdot H_2O$. Среди П. особое место занимают сегнетоэлектрики, в к-рых температурная область полярной фазы ограничена: при повышении T спонтанная поляризация уменьшается и исчезает в точке фазового перехода $T_к$. Вблизи $T_к$

$$\gamma \sim (T_к - T)^{-1/2}$$

и может достигать бесконечно больших значений.

Для практич. целей важны П., в к-рых γ сохраняет высокие значения в достаточно широком интервале T. Ряд сегнетоэлектриков удовлетворяет этому условию; осн. препятствие их применения — деполяризация из-за разбиения кристаллов на домены. Используются разл. способы сохранения в кристаллах монодоменного состояния: введение в растущий кристалл примесей, γ-облучение в электрич. поле; для кристаллов с высокими $T_к$ — охлаждение при переходе через $T_к$ в электрич. поле. При введении примесей и облучении в сегнетоэлектриках возникают внутр. поля, достигающие 10^6 В/м. Помимо стабилизации монодоменного состояния эти поля приводят к «размытию» фазового перехода, причём область T, где γ имеет аномально высокие значения, расширяется. Пироэлектрич. свойствами обладают керамич. сегнетоэлектрики, поляризованные электрич. полем, а также нек-рые полимеры (табл.).

Пироэлектрические свойства некоторых материалов при T=300 К

		γ, 10^{-8} Кл·см$^{-2}$·К$^{-1}$
Турмалин		0,04
$Li_2SO_4 \cdot H_2O$		0,8
Сегнетоэлектрич. монокристаллы	триглицинсульфат	2,5
	с примесью L—α-аланина	2,1
	$LiTaO_3$	0,4
	$LiNbO_3$	0,5
	$Pb_5Ge_3O_{11}$	
Керамич. сегнетоэлектрики	титанат-цирконат Pb	0,6÷5,0
	титанат-цирконат Pb с примесью La	3,5—17
	$BaTiO_3$	2,3
Полимеры	поливинилфторид PVF	0,3
	полиакрилнитрил PAN	0,01

П. используются как термоэлектрич. преобразователи. Основой является пироэлектрич. пластина с металлич. электродами, нанесёнными на срез, перпендикулярный полярной оси. На входе — поток лучистой энергии, изменяющий темп-ру П., на выходе — электрич. заряд или напряжение. Преимущества пироэлектрич. преобразователей — широкий диапазон частот детектируемых излучений, высокая чувствительность, быстродействие, способность к работе при $T \sim 300$ К. Пироэлектрич. приёмники применяются как детекторы

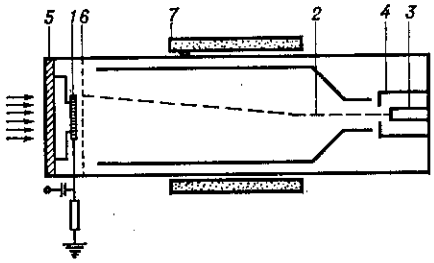


Рис. 4. Схема пироэлектрического видикона: *1* — пироэлектрическая мишень; *2* — электронный луч; *3* — катод; *4* — ускоряющий анод; *5* — окно; *6* — сетка-коллектор; *7* — фокусирующие и отклоняющие катушки.

ИК-излучения малой мощности; детекторы формы и мощности коротких (10^{-5}—10^{-11} с) импульсов излучения; чувствит. датчики в спектро- и радиометрии; пирометры.

Особенно перспективно их применение для индикации пространственного распределения излучений, в т. ч. в системах визуализации ИК-изображений. Созданы пироэлектрич. видиконы — тепловые передающие телевизионные трубки с пироэлектрич. мишенью (рис. 4). С внеш. стороны через окно 5 на мишень 1 в виде тонкой (10—100 мкм) пироэлектрич. пластины (диам. 18÷20 мм) проецируется изображение объекта; внутр. сторона обращена к считывающему электронному лучу 2. Изображение объекта создаёт на мишени температурный и соответствующий ему зарядовый и потенциальный рельеф. Этот рельеф модулирует ток, протекающий в цепи нагрузочного сопротивления при сканировании мишени электронным лучом. Создаваемое током напряжение управляет яркостью луча, воспроизводящего изображение на телевизионном мониторе.

Лит.: Най Дж., Физические свойства кристаллов, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Желудев И. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1968; Новик В. К., Гаврилова Н. Д., Фельдман Н. Б., Пироэлектрические преобразователи, М., 1979; Кременчугский Л. С., Ройцина О. В., Пироэлектрические приемные устройства, К., 1982.

Б. А. Струков.

ПЛА́ВАНИЕ ТЕЛ — состояние равновесия твёрдого тела, частично или полностью погружённого в жидкость (или газ). Осн. задача теории П. т.— определение равновесия тела, погружённого в жидкость, выяснение условий устойчивости равновесия. Простейшие условия П. т. указывает *Архимеда закон*.

Осн. понятия теории П. т. (рис. 1): 1) водоизмещение тела — вес жидкости, вытесняемой телом в состоянии равновесия (совпадает с весом тела); 2) плоскость возможной грузовой ватерлинии — всякая плоскость ab, отсекающая от тела объём, вес жидкости в к-ром равен водоизмещению тела; 3) поверхность грузовых ватерлиний — поверхность I, в каждой точке к-рой касательная плоскость является плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 4) центр водоизмещения (или центр величины) — центр тяжести A объёма, отсекаемого плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 5) поверхность центров водоизмещения — поверхность II, являющаяся геом. местом центров водоизмещения.

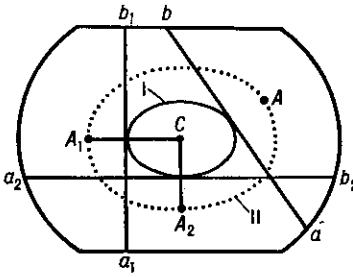


Рис. 1. ab, a_1b_1, a_2b_2 — плоскости возможной грузовой ватерлинии; A, A_1, A_2 — центры водоизмещения для объёмов, отсекаемых плоскостями ab, a_1b_1, a_2b_2; I — поверхность грузовых ватерлиний; II — поверхность центров водоизмещения.

Если тело погрузить в жидкость до к.-н. плоскости возможной грузовой ватерлинии ab (рис. 2), то на тело будут действовать направленная перпендикулярно этой плоскости (т. е. вертикально вверх) выталкивающая сила $\boldsymbol{F}$, проходящая через центр A, и численно равная ей сила тяжести $\boldsymbol{P}$. Как доказывается в теории П. т., направление силы $\boldsymbol{F}$ совпадает одновременно с направлением нормали An к поверхности II в точке A.

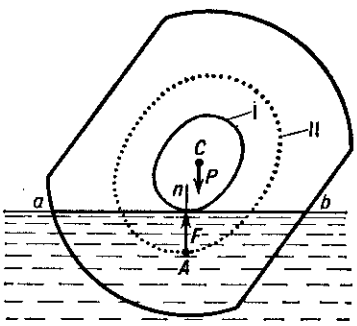


Рис. 2. Силы, действующие на тело, погружённое в жидкость до грузовой ватерлинии.

В положении равновесия силы $\boldsymbol{F}$ и $\boldsymbol{P}$ должны быть направлены вдоль одной прямой, т. е. нормаль к поверхности II, восстановленная из центра A, должна проходить через центр тяжести C тела (нормали A_1C, A_2C на рис. 1). Число нормалей к поверхности II, проходящих через центр тяжести C, даёт число возможных положений равновесия плавающего тела. Если тело вывести из положения равновесия, то на него будет действовать *пара сил* $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{P}$. Когда эта пара стремится вернуть тело в положение равновесия, равновесие устойчиво, в противном случае — неустойчиво. Об устойчивости равновесия можно судить по положению *метацентра*. Другой простой признак: положение равновесия устойчиво, если для него расстояние между центрами A и C является наименьшим по сравнению с этим расстоянием для соседних положений (на рис. 1 при погружении до плоскости a_2b_2 равновесие устойчиво, а до a_1b_1 — неустойчиво).

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.— Л., 1952. *С. М. Таре.*

ПЛАВАЮЩИЙ ПОТЕНЦИА́Л — потенциал тела, помещённого в плазму (зонд, диэлектрич. стенка, арматура), когда суммарный ток на него равен нулю (ионный ток равен электронному). П. п. возникает, если на электрод течёт амбиполярный ток. Т. к. скорость электронов из-за малой массы больше скорости ионов, то электроны заряжают тело отрицательно по отношению к плазме. В дальнейшем потенциал достигает такой величины, когда скорость сбора положительных ионов на к.-л. тело в точности совпадает со скоростью сбора диффундирующих на него электронов. П. п. определяется из равенства электронного и ионного токов и имеет величину порядка

$$\sim (kT_e/2e)\ln(T_eM_i/T_im_e),$$

где T_e, T_i — темп-ры электронов и ионов, e — заряд, m_e и M_i — масса электронов и ионов. П. п., обусловленный различием в скорости диффузии заряж. частиц, может возникать не только на теле, помещённом в плазму, но и в электролитах.

Лит.: Леб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.— Л., 1950. *В. Г. Юрьев.*

ПЛАВЛЕ́НИЕ — переход вещества из кристаллич. твёрдого состояния в жидкое. П. происходит с поглощением тепла как *фазовый переход* 1-го рода, оно состоит в позиционном разупорядочении системы: регулярное пространственное расположение атомов (молекул) сменяется нерегулярным при незначит. изменении ср. расстояний между ними. Температура П. $T_{пл}$ зависит от давления P. Для двух- и многоатомных молекул при П. наблюдается также ориентационное разупорядочение, у нек-рых веществ оно предшествует П.

Линия фазового равновесия кристалл — жидкость, отвечающая равенству химических потенциалов фаз $\mu_{крист}(T, P) = \mu_ж(T, P)$, начинается в *тройной точке* A чистого вещества (рис. 1) и прослеживается до давлений ~10ГПа. Если в системе происходит полиморфное превращение (см. *Полиморфизм*), то линия П. имеет излом в тройной точке кристалл I — кристалл II — жидкость. У ряда веществ с изменением темп-ры и давления наблюдается более двух полиморфных превращений.

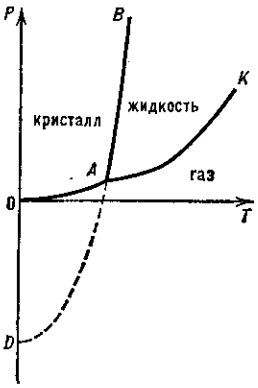


Рис. 1. Линия плавления AB на диаграмме состояния чистого вещества: A — тройная точка равновесия кристалл — жидкость — газ, K — критическая точка, AD — экстраполяция линии плавления за тройную точку.

Для большинства веществ темп-ра П. увеличивается с ростом давления, $dT_{пл}/dP > 0$. Но для воды, Ga, Bi, Sb, нек-рых сплавов $dT_{пл}/dP < 0$ в окрестности тройной точки A. При плавлении энтропия S возрастает, $\Delta S = S_ж - S_{крист} > 0$, т. е. теплота плавления $L = T\Delta S$ положительна. (Известно исключение, относящееся к ^{3}He при $T < 0{,}32$ К. Оно связано с явлением преимущественного ориентац. упорядочения ядерных спинов в жидкой фазе.) Тогда, согласно *Клапейрона — Клаузиуса уравнению*, $dP/dT = \Delta S/\Delta v$, знак dP/dT совпадает со знаком скачка объёма $\Delta v = v_ж - v_{крист}$. Для нормально плавящихся веществ объём при П. увеличивается, $\Delta v > 0$. В табл. даны значения $T_{пл}$ при

Вещество	$T_{пл}$, К	$\Delta S/R$	$\Delta v/v_{крист}$	Вещество	$T_{пл}$, К	$\Delta S/R$	$\Delta v/v_{крист}$
Ar	83,8	1,69	0,142	Cu	1358	1,15	0,046
Xe	161,3	1,71	0,151	Au	1338	1,15	0,055
N_2	63,2	1,37	0,072	Zn	692,7	1,25	0,041
O_2	54,4	0,99	0,075	Al	933	1,36	0,064
CH_4	90,7	1,24	0,081	Pb	600,2	1,00	0,037
C_6H_6	278,6	4,25	0,133	Fe	1811	1,01	0,039
C_6F_{14}	185,0	4,96	0,091	Ni	1728	1,23	0,063
Na	370,8	0,86	0,026	NaCl	1073	3,37	0,250
K	335,7	0,86	0,025	KCl	1043	3,12	0,173

атм. давлении, приведённых значений скачков энтропии $\Delta S/R$ (R — *газовая постоянная*) и объёма $\Delta v/v_{крист}$ для нек-рых веществ.

Из табл. видно, что для простых веществ $\Delta S/R$ лежит в интервале 0,86—1,71 ($\Delta S \approx 7{,}2$—$14{,}2$ Дж/моль·К). Более высокие значения ΔS характерны для веществ, у к-рых при П. возбуждаются дополнительные (напр., ориентационные) степени свободы (C_6H_6, C_6F_{14} и др.) или перестраивается электронная структура (Si, Ge, Bi и др.). Увеличение объёма у металлов значительно меньше, чем у инертных газов и ионных солей. Зависимость $T_{пл}$ элементов от их ат. номера Z немонотонна и обнаруживает периодичность (рис. 2). Похожий вид имеет зависимость от Z теплоты плавления L.

Термодинамич. движущей силой П. является отклонение двухфазной системы от равновесия. Мерой этого отклонения служит разность химических потенциалов $\mu_{крист}(T, P) - \mu_{ж}(T, P) > 0$. Стационарное состояние обеспечивается подводом тепла к границе раздела фаз при постоянном внеш. давлении. П.— результат конкуренции двух фаз, каждая из к-рых устойчива по отношению к малым возмущениям.

П. сопровождается скачкообразным изменением S, v и внутр. энергии при медленном изобарич. нагревании образца. При П. не только теряется регулярность структуры (дальний порядок в расположении атомов), но существенно изменяется в среднем и координация соседних атомов (ближний порядок).

Зависимость между T и P на линии П. приближённо передаётся эмпирич. ур-нием $(P/P_0) + 1 = (T/T_0)^c$. Здесь $c > 1$ — индивидуальная постоянная, к-рую следует рассматривать как параметр термодинамич. подобия веществ относительно П., значения T_0 и P_0 (T_0 — темп-ра плавления при $P=0$, $P_0 = -P$ при $T=0$) получены экстраполяцией линии П. за тройную точку (линия $АД$ на рис. 1). Для нормально плавящихся веществ $P_0 > 0$.

Физически продолжение линии фазового равновесия за тройную точку возможно. Обе сосуществующие фазы при этом находятся в растянутом состоянии и удовлетворяют условию $\mu_{крист} = \mu_{ж}$. Эмпирич. ур-ние приводит к асимптотике $dP/dT \to 0$ при $T \to 0$, к-рая согласуется с теоремой Нернста. Поиск высокотемпературной асимптотики линий П. не привёл к универсальному результату. В отличие от равновесия жидкость — пар критическая точка на линии равновесия кристалл — жидкость не обнаружена. Её появление считается невозможным, что объясняется различием симметрии кристалла и жидкости.

При П. имеет место размерный эффект: темп-ра П. T_R малых частиц (R — эфф. радиус частицы) ниже, чем $T_{пл}$ больших кристаллов. Эффект связан с поверхностной энергией, к-рая относительно велика для малых частиц. Напр., для Sn $T_{пл} = 505$ К, $T_R \approx 480; 460; 415$ К соответственно для $R = 10; 6; 4$ нм.

П. частично аморфных веществ, напр. полимеров, происходит в нек-ром интервале темп-р. Для двух- и многокомпонентных систем равновесные составы кристаллич. и жидкой фаз различны, темп-ра П. двойного сплава зависит от его состава (концентрации x). Вид простой диаграммы состояний показан на рис. 3. Система образует непрерывный ряд растворов в жидком и кристаллич. состояниях. Равновесные составы жидкой ($x_ж$) и кристаллич. ($x_{крист}$) фаз при заданной темп-ре T_1 определяются, как показано на рис. 3.



Рис. 3. Диаграмма состояния кристалл — жидкость двухкомпонентной системы, x — атомная (молекулярная) доля компонента B в растворе.

Относит. количества фаз зависят от исходной концентрации однородной системы и определяются из условия сохранения масс компонент. Верхняя линия l наз. кривой ликвидуса, нижняя линия s — кривой солидуса.

П. и *кристаллизация* играют важную роль в природе: образование снега и льда, вечной мерзлоты, процессы во внутр. слоях Земли, вулканич. явления. П.— составная часть мн. процессов в технике (произ-во чистых металлов и сплавов, стекла, изделий из них).

Лит.: Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Любов Б. Я., Теория кристаллизации в больших объемах, М., 1975; Тонков Е. Ю., Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении, М., 1979; Уббелоде А. Р., Расплавленное состояние вещества, пер. с англ., М., 1982; Скрипов В. П., Коверда В. П., Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей, М., 1984. *В. П. Скрипов.*

ПЛА́ВНЫХ ВОЗМУЩЕ́НИЙ МЕ́ТОД (метод Рытова) — приближённый метод решения *волнового уравнения* или *Леонтовича параболического уравнения*, описывающего распространение волн с учётом дифракции в среде с крупномасштабными (по сравнению с длиной волны λ) неоднородностями показателя преломления; одна из разновидностей метода возмущений. Предложен С. М. Рытовым в 1937 для решения задачи о дифракции света на УЗ-волне. В дальнейшем П. в. м. применялся в разл. статистич. задачах распростране-

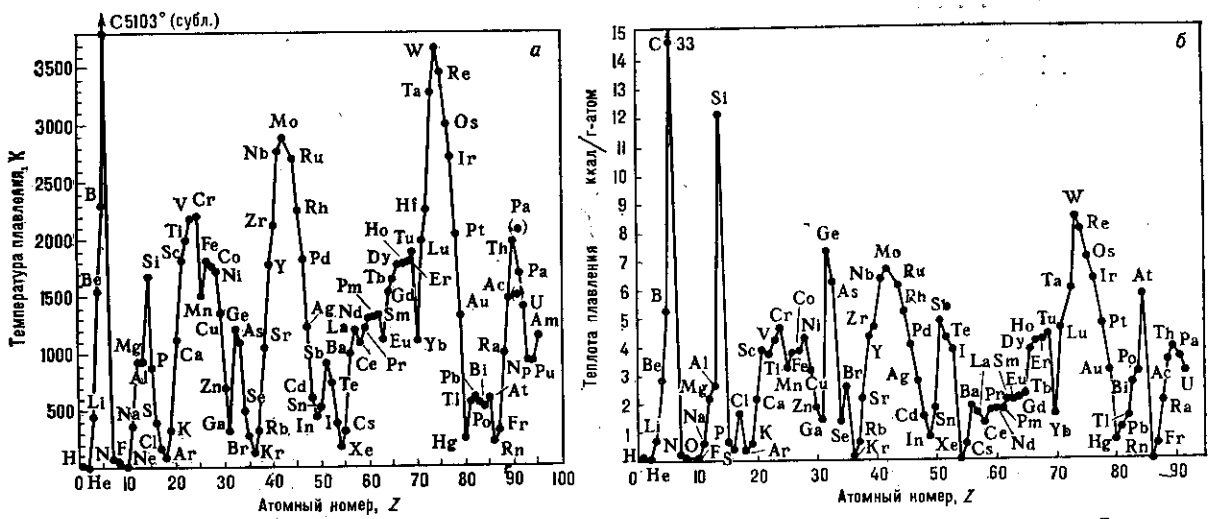


Рис. 2. Зависимость температуры (*а*) и теплоты (*б*) плавления элементов от их атомного номера Z.

ния волн в статистически неоднородных средах (напр., распространение радиоволн, света и звука в турбулентной атмосфере). Суть П. в. м. состоит в том, что теория возмущений строится не для комплексной амплитуды волны, а для комплексной фазы волны, что соответствует частичному суммированию рядов теории возмущений, т. е. определённому учёту многократного рассеяния волн.

Ур-ние П. в. м. для комплексной фазы Φ, получаемое из параболич. ур-ния, имеет вид

$$2ik\partial\Phi/\partial z + \Delta_\perp\Phi + (\nabla_\perp\Phi)^2 + k^2\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho},z) = 0.$$

Решение ищут в виде ряда $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \ldots$, представляющего собой разложение по степеням $|\tilde{\varepsilon}|$. В результате получается система ур-ний последоват. приближений:

$$2ik\partial\Phi_l/\partial z + \Delta_\perp\Phi_l = f_l, \quad l = 1,2,\ldots,$$
$$f_1 = -k^2\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho},z), \quad f_2 = -(\nabla_\perp\Phi_1)^2,$$
$$f_3 = -2\nabla_\perp\Phi_1\nabla_\perp\Phi_2, \ldots$$

Граничные условия для Φ_l имеют один и тот же вид: $\Phi_l(\boldsymbol{\rho}, 0) = 0$. Решение любого из ур-ний можно представить в виде

$$\Phi_l(\boldsymbol{\rho},z) = \int_0^z dz' \int d\boldsymbol{\rho}' K(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}', z-z') f_l(\boldsymbol{\rho},z'),$$

где K — *Грина функция* линейного дифференциального оператора $2ik\partial/\partial z + \Delta_\perp$, описывающего дифракцию волн во френелевском приближении. На практике удаётся вычислить лишь неск. первых членов Φ_l, обычно используют только Φ_1. Условие применимости П. в. м. требует достаточной плавности изменения Φ_1, отсюда и происходит название.

Лит.: Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Исимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 2, М., 1981. *В. У. Заворотный.*

ПЛА́ЗМА (от греч. plásma, букв.— вылепленное, оформленное) — частично или полностью ионизованный газ, в к-ром плотности положит. и отрицат. зарядов практически одинаковы.

Содержание:

Основные понятия 594
Основные свойства 595
Движение частиц 596
Магнитогидродинамическое описание 596
Кинетическое описание 597
Классификация взаимодействий 597
Линейные волны 598
Нелинейные волны 599
Методы нагрева 599
Излучение плазмы 599
Диагностика 600
Применения 600

Основные понятия

При сильном нагревании любое вещество испаряется, превращаясь в газ. Если увеличивать темп-ру и дальше, резко усилится процесс термич. ионизации, т. е. молекулы газа начнут распадаться на составляющие их атомы, к-рые затем превращаются в ионы. *Ионизация* газа, кроме того, может быть вызвана его взаимодействием с эл.-магн. излучением (фотоионизация) или бомбардировкой газа заряж. частицами.

Свободные заряж. частицы, особенно электроны, легко перемещаются под действием электрич. поля. Поэтому в состоянии равновесия пространственные заряды входящих в состав П. отрицат. электронов и положит. ионов должны компенсировать друг друга так, чтобы полное поле внутри П. было равно нулю. Именно отсюда вытекает необходимость практически точного равенства плотностей электронов и ионов в плазме — её к в а з и н е й т р а л ь н о с т и. Нарушение квазинейтральности П. в объёме, ею занимаемом, ведёт к немедленному появлению сильных электрич. полей пространственных зарядов, тут же восстанавливающих квазинейтральность. Степенью ионизации плазмы α наз. отношение числа ионизов. атомов к полному их числу в единице объёма плазмы. В условиях термич. равновесия она определяется *Саха формулой*:

$$\alpha = 1/\sqrt{1+K}; \quad K = N_\lambda \exp(I/kT),$$

где I — энергия ионизации, $N_\lambda = n\lambda_e^3$ — число частиц всех сортов в кубе с ребром, равным тепловой длине волны де Бройля для электронов $\lambda_e = h\sqrt{2\pi/m_e kT}$.

Для *многозарядных ионов* следует учитывать кратность ионизации атомов. В зависимости от величины α говорят о слабо-, сильно- и полностью ионизованной П.

Ср. энергии разл. типов частиц, составляющих П., могут отличаться одна от другой. В таком случае П. нельзя охарактеризовать одним значением темп-ры T, и различают электронную темп-ру T_e, ионную темп-ру T_i (или ионные темп-ры, если в П. имеются ионы неск. сортов) и темп-ру нейтральных атомов T_a (см. *Температуры компонент плазмы*). Подобная П. наз. н е и з о т е р м и ч е с к о й, в то время как П., для к-рой темп-ры всех компонент равны, наз. и з о т е р м и ч е с к о й.

Применительно к П. несколько необычный смысл (по сравнению с др. разделами физики) вкладывается в понятия «низкотемпературная» и «высокотемпературная». *Низкотемпературной плазмой* принято считать П. с $T \leqslant 10^5$ К, а высокотемпературной — с $T \gtrsim 10^6$ — 10^8 К. Это условное разделение связано с тем, что проблема осуществления УТС решается для высокотемпературной П.

В состоянии П. находится бóльшая часть вещества Вселенной — звёзды, звёздные атмосферы, галактич. туманности и межзвёздная среда. Около Земли П. существует в космосе в виде *солнечного ветра*, заполняет *магнитосферу Земли* (образуя *радиационные пояса* Земли) и *ионосферу*. Процессами в околоземной П. обусловлены *магнитные бури* и *полярные сияния*. Отражение радиоволн от ионосферной П. обеспечивает возможность дальней радиосвязи на Земле.

В лаб. условиях и пром. применениях П. образуется в *электрических разрядах в газах* (*дуговом разряде*, *искровом разряде*, *тлеющем разряде* и пр.), в процессах горения и взрыва, используется в *плазменных ускорителях*, *магнитогидродинамических генераторах*, в установках для исследования УТС. Мн. характерными для П. свойствами обладают совокупности электронов и дырок в полупроводниках и электронов проводимости, нейтрализуемых неподвижными положит. ионами в металлах, к-рые наз. *плазмой твёрдых тел*. Её отличит. особенность — возможность существования при сверхнизких для «газовой» П. темп-рах — комнатной и ниже, вплоть до абс. нуля темп-ры. Газовая П. при темп-рах, близких к абсолютному нулю, наз. *криогенной плазмой*.

Возможные значения плотности П. n охватывают очень широкий диапазон: от $n \sim 10^{-6}$ см$^{-3}$ в межгалактич. пространстве и $n \sim 10$ в солнечном ветре до $n \sim 10^{22}$ для твёрдых тел и ещё бóльших значений в центр. областях звёзд.

Термин «П.» в физике был введён в 1929 И. Ленгмюром (I. Langmuir) и Л. Тонксом (L. Tonks), проводившими зондовые измерения параметров низкотемпературной газоразрядной П. Кинетика П. рассматривалась в работах Л. Д. Ландау (1936 и 1946), А. А. Власова (1938) и др. В 1942 Х. Альвен (H. Alfvén) предложил ур-ния *магнитной гидродинамики* для объяснения ряда явлений в *космической плазме*. В 1950 в СССР А. Д. Сахаровым и И. Е. Таммом, а также Л. Спитцером в США была предложена идея магн. термоизоляции П. для осуществления УТС. В 50—80-е гг. изучение П. стимулировалось её разл. практич. применениями,

развитием астрофизики, космофизики (наблюдение космич. П. и объяснение процессов в ней) и физики верхней атмосферы Земли — особенно в связи с полётами космич. летат. аппаратов, а также интенсификацией исследований по проблеме УТС.

Основные свойства

В резком отличии свойств П. от свойств нейтральных газов определяющую роль играют два фактора. Во-первых, взаимодействие частиц П. между собой характеризуется кулоновскими силами притяжения и отталкивания, убывающими с расстоянием гораздо медленнее (т. е. значительно более дальнодействующими), чем силы взаимодействия нейтральных частиц. По этой причине взаимодействие частиц в П. является, строго говоря, не парным, а коллективным — одновременно взаимодействует друг с другом большое число частиц. Во-вторых, электрич. и магн. поля сильно действуют на П., вызывая появление в ней объёмных зарядов и токов и обусловливая целый ряд специфич. свойств П. Эти отличия позволяют рассматривать П. как особое, «четвёртое» состояние вещества.

К важнейшим свойствам П. относится квазинейтральность. Она соблюдается, если линейные размеры области, занимаемой П., много больше *дебаевского радиуса экранирования*

$$r_D = \sqrt{kT_eT_i/4\pi e_e e_i(n_eT_e + n_iT_i)};$$

e_e и e_i — заряды электронов и ионов, n_e и n_i — электронная и ионная плотности; здесь и ниже используется абсолютная *Гаусса система единиц*. Следовательно, лишь при выполнении этого условия можно говорить о П. как таковой. Электрич. поле отд. частицы в П. экранируется частицами противоположного знака, т. е. практически исчезает на расстояниях порядка r_D от частицы. Величина r_D определяет и глубину проникновения внеш. электростатич. поля в П. Квазинейтральность может нарушаться вблизи границы П., где более быстрые электроны вылетают по инерции за счёт теплового движения на длину $\sim r_D$ (рис. 1).

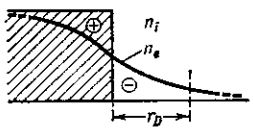


Рис. 1. Нарушение квазинейтральности плазмы на длине порядка дебаевского радиуса экранирования r_D.

П. наз. и д е а л ь н о й, если потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с их тепловой энергией. Это условие выполняется, когда число частиц в сфере радиуса r_D велико: $N_D = {}^4/_3\pi n r_D^3 \gg 1$. В молнии $T \approx 2\cdot10^4$К, $n \approx 2{,}5\cdot10^{19}$ (плотность воздуха) и, следовательно, $r_D \sim 10^{-7}$ см, но $N_D \sim 1/10$. Такую П. называют с л а б о н е и д е а л ь н о й.

Помимо хаотич. теплового движения частицы П. могут участвовать в упорядоченных коллективных процессах, из к-рых наиб. характерны продольные колебания пространственного заряда — *ленгмюровские волны*. Их угл. частота $\omega_p = \sqrt{4\pi ne^2/m}$ наз. плазменной частотой (e и m — заряд и масса электрона). Многочисленность и разнообразие коллективных процессов, отличающие плазму от нейтрального газа, обусловлены дальностью кулоновского взаимодействия, благодаря чему П. можно рассматривать как упругую среду, в к-рой легко возбуждаются и распространяются разл. шумы, колебания и волны. Наличие собств. колебаний и волн — характерное свойство П.

В магн. поле с индукцией B на частицы П. действует *Лоренца сила*; в результате этого заряж. частицы П. вращаются с циклотронными частотами $\omega_B = eB/mc$ по ларморовским спиралям (кружкам) радиуса $\rho_B = v_\perp/\omega_B$, где $v_\perp$ — перпендикулярная $\boldsymbol{B}$ составляющая скорости частицы (подробнее см. *Магнитные ловушки*). В таком взаимодействии проявляется *диамагнетизм плазмы*: создаваемые электронами и ионами круговые токи уменьшают внеш. магн. поле; при этом электроны вращаются по часовой стрелке, а ионы — против неё (рис. 2). Магн. моменты таких круговых токов равны $\mu = mv^2/2B$, и в неоднородном поле П., как всякое диамагн. вещество, выталкивается из области сильного поля в область более слабого поля, что является важнейшей причиной неустойчивости П. в неоднородных полях.

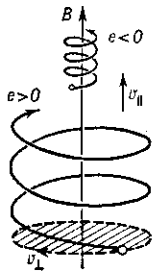


Рис. 2. Вращение электронов и ионов по ларморовским спиралям. Радиус вращения иона ($e > 0$) больше радиуса вращения электрона ($e < 0$).

Взаимные столкновения частиц в П. описывают эфф. поперечными сечениями, характеризующими площадь мишени, в к-рую нужно «попасть», чтобы произошло столкновение. Напр., электрон, пролетающий мимо иона на расстоянии *прицельного параметра* ρ (рис. 3), отклоняется силой кулоновского притяжения на угол θ, примерно равный отношению потенциальной энергии

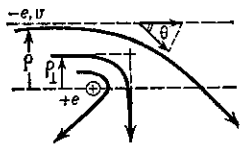


Рис. 3. Электрон, пролетающий мимо иона, движется по гиперболе. θ — угол отклонения.

к кинетической, так что $\theta \simeq 2\rho_\perp/\rho$, где $\rho_\perp = e^2/mv^2 \simeq e^2/kT$ (здесь $\rho_\perp$ — прицельное расстояние, при к-ром угол отклонения $\theta = 90°$). На большие углы $\theta \sim 1$ рад рассеиваются все электроны, попадающие в круг с площадью $\sigma_{близ} \simeq 4\pi\rho_\perp^2$, к-рую можно назвать сечением «близких» столкновений. Если, однако, учесть и далёкие пролёты с $\rho \gg \rho_\perp$, то эфф. сечение увеличивается на множитель $\Lambda = \ln(r_D/\rho_\perp)$, наз. *кулоновским логарифмом*. В полностью ионизов. П. обычно $\Lambda \approx 10$—15, и вкладом близких столкновений можно вообще пренебречь. При далёких же пролётах скорости частиц изменяются на малые величины, что позволяет рассматривать их движение как процесс диффузии в пространстве скоростей.

Удобными характеристиками столкновит. процессов являются *длина свободного пробега* частицы $l = 1/n\sigma$, число её столкновений $\nu = nv\sigma$ за единицу времени, а также «время между столкновениями» $\tau = 1/\nu$; однако, в отличие от обычных газов, в П. эти величины оказываются различными для разных процессов. Напр., максвелловское распределение электронов устанавливается за время τ_{ee}, а аналогичный процесс для ионов — за большее время $\tau_{ii} = \tau_{ee}\sqrt{m_i/m_e}$, выравнивание же электронной T_e и ионной T_i темп-р, т. е. установление максвелловского распределения для П., происходит ещё медленнее — за время $\tau_{ei} = \tau_{ee}\, m_i/m_e$.

Именно различие этих времён позволяет ввести разные темп-ры для электронов и ионов $T_e \neq T_i$, если последний процесс ещё не успел завершиться.

Если в П. не возбуждены к.-л. интенсивные колебания и неустойчивости, то именно столкновения частиц определяют её т. н. диссипативные свойства — электропроводность, вязкость, теплопроводность и диффузию. В полностью ионизов. П. электропроводность σ не зависит от плотности П. и пропорциональна $T^{3/2}$; при $T \sim 15\cdot10^6$ К она превосходит электропроводность серебра, поэтому часто, особенно при быстрых крупномасштабных движениях, П. можно приближённо рассматривать как идеальный проводник, полагая $\sigma \to \infty$. Если такая П. движется в магн. поле, то эдс при обходе любого замкнутого контура, движущегося вместе с П., равна нулю, что по закону Фарадея для эл.-магн.

индукции приводит к постоянству магн. потока, пронизывающего контур (рис. 4). Эта *вмороженность магнитного поля* также относится к важнейшим свойствам плазмы. Ею обусловлена, в частности, возможность самовозбуждения (генерации) магн. поля за счёт увеличения длины магн. силовых линий при хаотич. турбулентном движении среды (см. *Гидромагнитное динамо*).

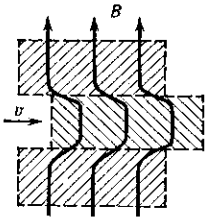


Рис. 4. Движение силовых линий магнитного поля B вместе с плазмой (свойство вмороженности силовых линий); v — скорость среды.

Напр., в космич. туманностях часто видна волокнистая структура, свидетельствующая о наличии возбуждённого таким способом магн. поля.

Движение частиц

Осн. методами теоретич. описания П. являются: исследование движения отд. частиц П.; магнитогидродинамич. описание П.; кинетич. рассмотрение частиц и волн в П.

В разреженной П., где можно пренебречь столкновениями, заряж. частица летит со скоростью $v_\parallel$ вдоль магн. силовой линии, быстро вращаясь по ларморовской спирали (рис. 2). При наличии возмущающей силы $\boldsymbol{F}$ частица также медленно дрейфует в направлении, перпендикулярном как магн. полю, так и направлению силы $\boldsymbol{F}$. Скорость поперечного дрейфа равна $\boldsymbol{v}_д = c[\boldsymbol{FB}]/eB^2$, и при этом сила, вызывающая дрейф, в общем случае содержит пять слагаемых:

$$\boldsymbol{F} = m\boldsymbol{g} + e\boldsymbol{E} - \mu\nabla\boldsymbol{B} - \boldsymbol{n}_1\left(mv_\parallel^2/R\right) - m\dot{\boldsymbol{v}}_{д\perp},$$

каждое из к-рых приводит к соответствующему виду дрейфа — гравитац., электрич., диамагнитному (в неоднородном поле), центробежному (в искривлённом поле, $\boldsymbol{n}_1$ — нормаль к силовой линии) и поляризационному (см. *Дрейф заряженных частиц*).

В случае $g = E = 0$ остающиеся диамагн. и центробежный члены в сумме дают «дрейф по бинормали» со скоростью $v_\perp = (v_\parallel^2 + v_\perp^2/2)/R\omega_B$, где R — радиус кривизны силовой линии. В продольном направлении диамагн. сила тормозит частицу, приближающуюся к области более сильного магн. поля. При этом остаются неизменными полная энергия частицы $m(v_\parallel^2 + v_\perp^2)/2$ и её магн. момент $\mu = mv_\perp^2/2B$, являющийся адиабатич. инвариантом. Таково, напр., движение в магн. поле Земли космич. частиц (рис. 5), к-рые отражаются от полярных областей, где поле сильнее, и вместе с тем дрейфуют вокруг Земли (протоны — на запад, электроны — на восток). Поле Земли является магн. ловушкой, оно удерживает захваченные им частицы в радиационных поясах. Аналогичными свойствами удержания плазмы обладают т. н. зеркальные магн. ловушки, применяемые в исследованиях по УТС (подробнее см. *Открытые ловушки*). В термоядерных исследованиях используется и другой, «замкнутый» тип магн. ловушки, напр. тороидальная установка токамак (рис. 6). В этой установке силовые линии магн. поля имеют вид спиралей, навитых на торы, и такой же вид имеют траектории быстрых заряж. частиц. Однако медленные частицы, испытывая дрейф по бинормали,

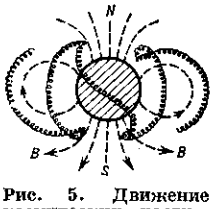
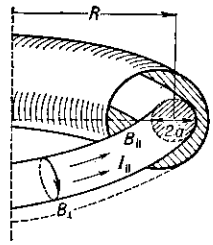


Рис. 5. Движение космических частиц, захваченных магнитным полем Земли.

Рис. 6. Токамак. Токи, текущие в проводящем кожухе, препятствуют смещению плазменного шнура.



движутся по поверхностям, сечения к-рых имеют очертания бананов или серпов. Такой «банановый» режим разряда возможен в токамаке лишь при малой плотности П., когда столкновения не мешают движению частиц.

Магнитогидродинамическое описание

При описании П. с помощью ур-ний магн. гидродинамики (МГД), имеющих в идеальном случае вид

$$\dot{\rho} = -\rho\mathrm{div}\boldsymbol{v};\ \rho\dot{\boldsymbol{v}} = -\nabla p + c^{-1}[\boldsymbol{jB}];\ p \sim \rho^\gamma,$$

П. рассматривается как сплошная среда, в к-рой могут протекать токи $\boldsymbol{j}$. Взаимодействие этих токов с магн. полем $\boldsymbol{B}$ создаёт объёмную силу Ампера и магн. давление $p_{маг} = B^2/8\pi$, к-рое может уравновешивать газодинамич. давление П. $p_{газ}$. Ур-ния МГД позволяют рассмотреть разл. течения плазмы, а также равновесные конфигурации П. и их устойчивость. В состоянии равновесия при $\boldsymbol{v} = 0$ имеем ур-ние $[\boldsymbol{jB}] = c\nabla p$, к-рое показывает, что магн. силовые линии и линии тока располагаются на поверхностях пост. давления. Для аксиально-симметричных конфигураций удобно пользоваться цилиндрич. координатами r, φ, z и ввести вертикальный (по оси z) магн. поток Φ, с помощью к-рого осн. ур-ние равновесия можно привести к виду

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = F_1 + r^2F_2,$$

где ф-ции F_1, F_2 зависят лишь от потока Φ. Это ур-ние Грэда — Шафранова используется при расчётах равновесия тороидальных систем. В термоядерных исследованиях для *удержания плазмы* кроме токамаков применяют также много др. установок (стеллараторы, амбиполярные ловушки, винтовые торы и т. д.), в к-рых должны быть выполнены определённые критерии устойчивости П. Напр., простейший критерий $\delta B > 0$, к-рый выполняется в антипробкотронах (см. *Открытые ловушки*), означает общее требование возрастания магн. поля $\boldsymbol{B}$ к периферии системы. Это способствует устойчивости плазменного сгустка, т. к. сильное поле снаружи отталкивает П. внутрь в область с более слабым полем. В др. системах он не выполняется, но для систем с замкнутыми силовыми линиями достаточным оказывается более мягкое условие $\delta\oint dl/B < 0$, в к-ром интеграл берётся вдоль силовой линии магн. поля. Для систем с незамкнутыми линиями применяют критерий $d^2V/d\Phi^2 < 0$ (наз. также условием магн. ямы): вторая производная объёма V по пронизывающему его продольному магн. потоку Φ должна быть < 0. Др. критерии имеют более частное применение. Напр., для амбиполярных ловушек, где давление П. анизотропно ($p_\parallel \neq p_\perp$), используют критерий устойчивости в виде требования

$$\int\delta B(p_\parallel + p_\perp)B^{-2}dl > 0.$$

Для токамаков применяют критерий Крускала — Шафранова в виде $q = aB_\parallel/RB_\perp > 1$, где R и a — большой и малый радиусы тороидального плазменного шнура. Величину q называют запасом устойчивости. Наиб. общим магнитогидродинамич. критерием устойчивости произвольного равновесного сгустка П. является т. н. энергетич. принцип, выражаемый условием $\ddot{K} < 0$, к-рое содержит вторую производную по времени от полной кинетич. энергии П. $K = {}^1/_2\int\rho v^2dV$. Предполагается, что в нач. момент времени $t = 0$ П. придаётся нек-рый нач. «толчок», и если выполнен критерий $\ddot{K} < 0$, то последующее движение замедляется, что и указывает на устойчивость (см. также *Неустойчивости*

плазмы). При рассмотрении движения П. методами МГД необходимо учитывать степень вмороженности поля, определяемую магнитным *Рейнольдса числом* $N_R = 4\pi L v \sigma c^{-2}$, где σ — электропроводность, L — характерный для П. размер.

Примером неустойчивого равновесия может служить т. н. *z*-пинч, возникающий при разряде между двумя электродами (рис. 7). Протекание тока по *z*-пинчу является сложным процессом, т. к. появление в нём к.-л. электрич. полей вызывает одинаковый дрейф и электронов, и ионов, что само по себе не приводит к току. Ток в пинче возможен лишь за счёт его неоднородности, однако

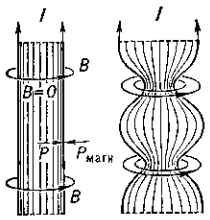


Рис. 7. Образование перетяжек на канале разряда, сжатого собственным магнитным полем: I — ток; B — индукция магнитного поля, равная нулю внутри разряда.

эта неоднородность приводит к неустойчивости: на поверхности *z*-пинча легко образуются желобки, идущие вдоль магн. поля (*желобковая неустойчивость*), и быстро нарастают перетяжки, стремящиеся его оборвать (см. *Пинч-эффект*). В мощных разрядах с токами $\sim 10^6$ А в дейтериевой плазме такой процесс сопровождается нек-рыми ядерными реакциями и испусканием нейтронов и жёстких рентг. лучей, что впервые было обнаружено Л. А. Арцимовичем, М. А. Леонтовичем и их сотрудниками.

Если внутри пинча создать продольное магн. поле $B_\parallel$, то, двигаясь вместе с П. (из-за вмороженности), оно своим давлением будет препятствовать развитию перетяжек. Условие равновесия пинча — равенство газокинетич. и магн. давлений $p_{\text{газ}} = B^2/8\pi$ (т. н. условие Беннетта).

Кинетическое описание

Наиб. детальным методом описания П. является кинетический, основанный на использовании ф-ции распределения частиц по координатам и импульсам $f(t, \boldsymbol{r}, \boldsymbol{p})$. В состоянии термодинамич. равновесия эта ф-ция имеет вид универсального *Максвелла распределения*, а в общем случае её находят из *кинетического уравнения Больцмана*:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + \boldsymbol{F}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = C(f).$$

Здесь $\boldsymbol{F} = e\boldsymbol{E} + (e/c)[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]$ — внеш. сила, действующая на заряж. частицу П., а член $C(f)$ учитывает взаимные столкновения частиц. При рассмотрении быстрых движений П. столкновениями часто можно пренебречь, полагая $C(f) = 0$. Тогда кинетич. ур-ние наз. бесстолкновительным ур-нием Власова с самосогласов. полями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$, к-рые сами определяются движением заряж. частиц (см. *Кинетические уравнения* для плазмы). Если П. полностью ионизована, т. е. в ней присутствуют только заряж. частицы, то их столкновения ввиду преобладающей роли далёких пролётов (см. выше) эквивалентны процессу диффузии в пространстве импульсов (скоростей). Выражение $C(f)$ для такой П. было получено Л. Д. Ландау и может быть записано в виде

$$C(f) = \nabla(\hat{D}\nabla f - f F_{\text{дин}}), \qquad (*)$$

где $\nabla = \partial/\partial p$ — градиент в импульсном пространстве, $\hat{D}$ — тензорный коэф. диффузии в этом же пространстве, $F_{\text{дин}}$ — сила взаимного (т. н. динамического) трения частиц. При расчётах плазменных потерь в токамаке членом с $F_{\text{дин}}$ можно пренебречь, а в тензоре $\hat{D}$ учитывать лишь компоненты, описывающие диффузию только по направлениям скорости.

Кинетич. описание позволяет рассчитать коэф. переноса для таких явлений, как электропроводность, вязкость, теплопроводность и диффузия, к-рые необходимо учитывать в ур-ниях МГД в условиях, когда столкновения играют существенную роль. Электропроводность П. примерно равна $\sigma = \tau_{ee}\, ne^2/m_e$, а др. коэф.— температуропроводности, кинематич. вязкости и диффузии можно оценить по единой ф-ле

$$\chi \sim \nu \sim D \approx l^2/\tau,$$

если в П. нет магн. поля (l — длина свободного пробега). Если же оно присутствует и достаточно велико, так что выполнено условие $\tau\omega_B \gg 1$ («замагниченная» П.), то длину свободного пробега в предыдущей ф-ле следует заменить на ларморовский радиус электронов либо ионов в зависимости от того, какие частицы участвуют в рассматриваемом процессе. В термоядерных установках определяющую роль играет группа т. н. запертых частиц, имеющих малую продольную скорость и захватываемых неоднородностями магн. поля. Напр., в токамаке такие частицы описывают «банановые» траектории, и для них коэф. диффузии определяется не ларморовским радиусом, а размером «банана». Кроме того, следует учитывать, что столкновения переводят частицы из состояния «запертых» в состояние «пролётных» и наоборот, и этот процесс определяет эфф. значение времени $\tau_{\text{эфф}}$ в коэф. диффузии. Такая теория процессов переноса в П., учитывающая геометрию магн. поля, наз. неоклассической, и она хорошо описывает потери ионов (см. *Переноса процессы* в плазме). Во мн. случаях, однако, в П. могут рождаться мелкие «вихри» и возбуждаться интенсивные колебания. Тогда реальные процессы переноса определяются не столкновениями, а величиной, уровнем этих колебаний, как это имеет место, напр., в токамаке для электронов. Такие потери наз. аномальными.

Классификация взаимодействий

При высоких темп-рах и низкой плотности П. можно пренебречь столкновениями частиц с частицами. Однако в случае, когда в П. возбуждены волны к.-л. типа (см. ниже), необходимо учитывать *взаимодействие частиц с волнами*. При не слишком больших амплитудах колебаний в П. подобные «столкновения», как и при далёких пролётах, сопровождаются малыми изменениями импульса частиц и член $C(f)$ сохраняет свой «диффузионный» вид с тем отличием, что коэф. $\hat{D}$ определяется интенсивностью волн. Важнейшим результатом кинетич. описания П. является учёт взаимодействия волны с группой т. н. резонансных частиц, скорости к-рых совпадают со скоростью распространения волны. Именно эти частицы наиб. эффективно обмениваются с волной энергией и импульсом. В 1946 Ландау предсказал возможность основанного на таком обмене бесстолкновительного затухания ленгмюровских волн, впоследствии обнаруженного в опытах с П. (*Ландау затухание*). Если в П. направить дополнит. пучок частиц, то подобный обмен может приводить не к затуханию, а к усилению волн.

По аналогии с квантовой электродинамикой разл. типы взаимодействий в П. удобно изображать графически, подобно диаграммам Фейнмана, на к-рых сплошная ломаная линия означает частицу, волнистая линия изображает волну к.-л. типа, а пересечение этих линий образует «узел». По числу узлов различают процессы первого порядка, второго, третьего и т. д., условно изображённые в таблице (рис. 8).

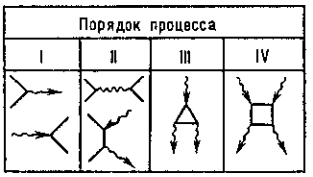


Рис. 8. Графическое изображение различных типов взаимодействия частиц и волн в плазме.

Две диаграммы первого порядка изображают процесс излучения и по-

глощения волн частицами, к-рый описывается т. н. квазилинейной системой ур-ний

$$\frac{dN}{dt} = 2\gamma N;\ \frac{df}{dt} = \nabla(\hat{D}\nabla f);\ \hat{D} = \int \mathbf{k}\mathbf{k} N w d\mathbf{k},$$

где N — число квантов, пропорц. интенсивности волны, w — вероятность спонтанного излучения кванта, $\mathbf{k}$ — волновой вектор. Эти ур-ния описывают турбулентный нагрев П. волнами; предполагается, что они могут описать процесс ускорения частиц, входящих в состав *космических лучей*.

Верхняя диаграмма II порядка изображает кулоновское столкновение двух частиц, упомянутое ранее, а нижняя диаграмма указывает, что частица вначале поглощает один квант (или взаимодействует с полем), а затем испускает другой квант-волну. Эта диаграмма условно изображает сразу 4 важных процесса: рассеяние лазерного луча в плазме (метод диагностики); тормозное излучение электронов при их рассеянии на кулоновских полях ионов; поглощение циклотронной волны частицей в магн. поле (циклотронный нагрев П.); циклотронное излучение частиц, закручиваемых магн. полем.

Среди возможных диаграмм III порядка наиб. важной оказывается диаграмма, изображающая т. н. распадные процессы — распад волны на две другие волны или, наоборот,— слияние двух волн в одну. В таких распадных процессах должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса квантов:

$$\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3,\quad \hbar\mathbf{k}_1 = \hbar\mathbf{k}_2 + \hbar\mathbf{k}_3.$$

Если эти законы не выполняются, то трёхволновые распадные процессы оказываются запрещёнными и на первый план выступают четырёхволновые процессы, изображаемые диаграммой IV порядка. Примером таких четырёхволновых процессов может быть взаимодействие волн на воде, приводящее к зависимости частоты волны от амплитуды a по ф-ле Стокса $\omega^2 = kg(1 + k^2a^2)$. Аналогичные нелинейные процессы возможны и в П., напр. модуляц. неустойчивость ленгмюровских волн (см. ниже), при к-рой частота также зависит от амплитуды.

Линейные волны

Волны в П. отличаются объёмным характером и разнообразием свойств. С помощью разложения в ряд Фурье любое малое возмущение в П. можно представить как набор монохроматич. волн простейшего синусоидального вида (рис. 9) с частотой ω, длиной волны λ и фазовой скоростью v_ϕ. Кроме того, волны могут

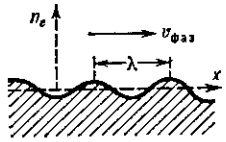


Рис. 9. Синусоидальный профиль плотности электронов в монохроматической плазменной волне.

различаться поляризацией, т. е. направлением вектора $\boldsymbol{E}$ электрич. поля в волне. Если это поле направлено вдоль скорости распространения, волна наз. продольной, а если поперёк — поперечной. В П. без магн. поля возможны волны трёх типов: продольные ленгмюровские с частотой ω_p, продольные звуковые (точнее, ионно-звуковые) волны со скоростью $v_{зв} = \sqrt{T_e/m_i}$ и поперечные эл.-магн. (световые или радиоволны) с частотой $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + k^2c^2}$.

Поперечные эл.-магн. волны могут обладать двумя поляризациями и могут распространяться в П. без магн. поля, только если их частота ω превышает плазменную частоту ω_p. В противоположном же случае $\omega < \omega_p$ показатель преломления плазмы становится мнимым и поперечные волны отражаются её поверхностью (см. *Волны в плазме*). (Именно поэтому радиоволны с $\lambda > 20$ м отражаются ионосферой, что обеспечивает возможность дальней радиосвязи на Земле.)

Однако при наличии магн. поля поперечные волны, резонируя с ионами и электронами на их циклотронных частотах, могут распространяться внутри П. и при $\omega < \omega_p$. Это означает появление в П. ещё двух типов волн, наз. альвеновскими и быстрыми магнитозвуковыми.

Альвеновская волна представляет собой поперечное возмущение, распространяющееся вдоль магн. поля со скоростью $v_A = B/\sqrt{4\pi n_i m_i}$ (m_i — масса иона). Её природа обусловлена вмороженностью и упругостью силовых линий, к-рые, стремясь сократить свою длину и будучи «нагружены» частицами П., в частности массивными ионами, колеблются подобно натянутым струнам.

Быстрая *магнитозвуковая волна* в области малых частот по существу лишь поляризацией отличается от альвеновской (их скорости близки и определяются магн. полем и инерцией тяжёлых ионов). Скорость магнитозвуковой волны в области малых частот равна

$$v_+ = \tfrac{1}{2}(|\boldsymbol{v}_A + \boldsymbol{v}_{зв}| + |\boldsymbol{v}_A - \boldsymbol{v}_{зв}|).$$

В области больших частот, где ионы можно считать неподвижными, она определяется инерцией электронов и имеет специфич. винтовую поляризацию. Поэтому её называют геликонной ветвью колебаний или ветвью вистлеров (свистов), поскольку в магнитосферной П. она проявляется в виде характерных свистов при радиосвязи (см. *Атмосферик*). Кроме того, в П. может распространяться медленная магнитозвуковая волна, к-рая представляет собой обычную звуковую волну с характеристиками, несколько изменёнными магн. полем. Её скорость равна

$$v_- = \tfrac{1}{2}(|\boldsymbol{v}_A + \boldsymbol{v}_{зв}| - |\boldsymbol{v}_A - \boldsymbol{v}_{зв}|).$$

Т. о., при наличии магн. поля в однородной П. возможны волны шести типов: три высокочастотные и три низкочастотные. Зависимость квадрата показателя преломления $N = kc/\omega$ от частоты для этих шести волн схематически изображена на рис. 10.

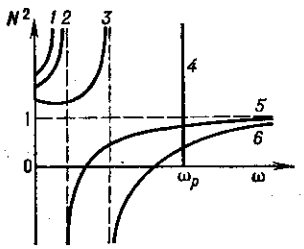


Рис. 10. Шесть типов волн в плазме при наличии магнитного поля: *1* — ионно-звуковая; *2* — альвеновская; *3* — быстрая магнитозвуковая (вистлер); *4* — ленгмюровская; *5* — обыкновенная электромагнитная; *6* — необыкновенная.

Если темп-ра или плотность П. в магн. поле неоднородны, то возникают ещё т. н. дрейфовые волны со скоростью $v_д = v_T \rho_B \varkappa$, где $\varkappa = \nabla \ln(nT)$ (см. *Дрейфовые неустойчивости*).

В неравновесной П. при определённых условиях возможна раскачка неустойчивостей, т. е. нарастание к.-л. из перечисленных типов волн до нек-рого уровня насыщения. Возможны и более сложные случаи индуциров. возбуждения волн одного типа за счёт энергии волн др. типа. При больших амплитудах возможны *бесстолкновительные ударные волны* (возбуждаемые, напр., на границе магнитосферы набегающим на Землю солнечным ветром), уединённые волны (*солитоны*), а также ряд др. нелинейных волн и сильно развитая *турбулентность плазмы*.

Электрич. поле $\boldsymbol{E}$ возбуждает в П. индуциров. ток $j_{инд} = \hat{\sigma}\boldsymbol{E}$. Это соотношение наз. *Ома обобщённым законом*, а тензор $\hat{\sigma}$ — тензором электропроводности. Наиб. удобной характеристикой электродинамич. свойств П. является тензор диэлектрич. проницаемости

$\hat{\varepsilon} = \hat{1} + 4\pi i\omega^{-1}\hat{\sigma}$. В частности, все перечисленные типы волн в П. определяются из детерминанта $|\hat{\varepsilon} + N\hat{N} - \hat{1}N^2| = 0$, позволяющего найти закон дисперсии $\omega = \omega(\mathbf{k})$, т. е. зависимость частоты ω от волнового вектора $\mathbf{k}$ для к.-л. определённой волны. В П. без магн. поля тензор $\hat{\varepsilon}$ фактически содержит лишь две независимые величины $\varepsilon_{\parallel}$ и $\varepsilon_{\perp}$. В магн. поле необходимо рассматривать все компоненты $\varepsilon_{\alpha\beta}$ тензора, наиб. точно определяемые из решения указанного выше кинетич. ур-ния.

Нелинейные волны

В линейном приближении амплитуды всех волн формально считаются бесконечно малыми, их взаимодействие не учитывается и для них выполняется *суперпозиции принцип*. Однако любая реальная волна имеет конечную амплитуду, и картина, даваемая линейной теорией, может не соответствовать действительности. Взаимодействие волн учитывается с помощью нелинейных ур-ний, к-рые в сложных случаях можно решить лишь численными методами. Часто, однако, в результате упрощений (напр., рассматривая волну, бегущую лишь в одном направлении) нелинейные ур-ния в П. удаётся свести к нек-рым хорошо изученным каноним. нелинейным ур-ниям, допускающим полную интегрируемость при любых нач. условиях. Напр., разл. волны со слабой дисперсией хорошо описываются *Кортевега — де Фриса уравнением* (КдФ)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} + \alpha\frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0,$$

частным решением к-рого является солитон $v = v_0/\mathrm{ch}[(x - v_c t)/L]$, где v_c — скорость солитона, а L — его ширина. Решается также задача об эволюции узкого пакета волн к.-л. типа в случае, когда их частота зависит от амплитуды. Напр., частота ленгмюровской волны с учётом дисперсии и нелинейной зависимости от амплитуды определяется ф-лой $\omega = \omega_p(1 + k^2r_D^2 - sE^2)$, где $s = {}^1/_{32}\,\pi p_0$, и эта ф-ла эквивалентна *Шрёдингера уравнению нелинейному*

$$i\omega_p^{-1}\frac{\partial E}{\partial t} - E + r_D^2\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + sE|E|^2 = 0,$$

допускающему полное решение. В приближении длинных волн (т. е. для волн, длина к-рых больше к.-л. характерного параметра П.) мн. неустойчивости плазмы описываются нелинейными ур-ниями вида

$$\dot{\rho}_{\text{эфф}} = -\rho_{\text{эфф}}\mathrm{div}\,\boldsymbol{v}; \quad \dot{\boldsymbol{v}} = c_0^2 m\nabla\rho_{\text{эфф}}^{1/m},$$

также допускающими аналитич. решение. Эти ур-ния отличаются от ур-ний движения идеального газа лишь знаком в правой части, поэтому их называют квазигазовыми или квазичаплыгинскими (С. А. Чаплыгин в 1896 впервые рассмотрел эти ур-ния с $m = -{}^1/_2$). Параметр m, как правило, оказывается либо целым, либо полуцелым, а роль «эффективной плотности» $\rho_{\text{эфф}}$ в разных случаях могут играть разные величины. Эти ур-ния описывают нелинейные перетяжки на плазменном пинче ($m = -1$). При $m = -{}^1/_2$ они описывают апериодич. *параметрическую неустойчивость* П. во внеш. колеблющемся поле, бунемановскую неустойчивость П. при сверхтепловом потоке электронов, а также разрывную тиринг-неустойчивость *нейтрального токового слоя*, разбивающегося на отд. пинчи вследствие *пересоединения* магн. силовых линий (возможно в токамаках, в хвосте магнитосферы Земли, а также в плазменной атмосфере Солнца при вспышках). При $m = 1$ указанные ур-ния описывают различного рода *модуляционные неустойчивости* в П.— коллапс ленгмюровских волн, разбиение электронного пучка в П. на сгустки, слои и нити. Теми же квазигазовыми ур-ниями описываются солитоны мн. типов, являющиеся решениями КдФ ур-ний, *Кадомцева — Петвиашвили уравнения*, а также кноидальные волны. Напр., солитоны, описываемые ур-нием КдФ, в приближении длинных волн ведут себя подобно идеальному одноатомному газу. Решения квазичаплыгинских ур-ний в многомерном случае могут быть автомодельного типа $v \sim r/t$ (см. *Автомодельность*), а в одномерном нестационарном или в двумерном стационарном случаях исходные нелинейные ур-ния могут быть сведены к двум линейным ур-ниям для обратных ф-ций, и более того — к простому ур-нию Лапласа $\Delta\psi(r,\varphi,z) = 0$ в своеобразном трёхмерном фазовом пространстве, что и показывает возможность их полной интегрируемости при любых нач. условиях.

Методы нагрева

Термоядерная реакция слияния ядер дейтерия и трития $\mathrm{d} + \mathrm{t} \to {}^4\mathrm{He} + \mathrm{n} + 17{,}6$ МэВ эффективно протекает при темп-рах $\sim(1-2)\cdot10^8$К и выполнении *Лоусона критерия* $n\tau > 10^{14}$ см$^{-3}\cdot$с, где τ — время жизни П. Для достижения столь высоких темп-р используются след. методы *нагрева плазмы*: джоулевым теплом, адиабатич. сжатием, инжекцией высокоэнергичных частиц, за счёт поглощения разл. волн (электронных и ионных циклотронных, альвеновских и нижнегибридных), лазерным облучением и пучками релятивистских электронов. После зажигания термоядерной реакции образующиеся энергичные α-частицы, задерживаемые маги. полем, должны обеспечить «самонагрев» П. и последующее самоподдерживание реакции. Коэф. поглощения и трансформации разл. волн в П., определяющие эффективность нагрева, находят из мнимых (антиэрмитовых) компонент тензора диэлектрич. проницаемости $\hat{\varepsilon}$. При малой длине волны поглощение происходит обычно на нек-рой поверхности, где выполнены «условия резонанса». При нагреве П. инжекцией энергия $\mathscr{E}$ отд. быстрых частиц, пронизывающих П., уменьшается по ф-ле $\partial\mathscr{E}/\partial t = -\mathscr{E}/\tau$ вследствие столкновений и излучения ими волн. При интенсивных потоках частиц возможно образование ударных волн, также нагревающих П. (напр., при набегании плазменного солнечного ветра на магнитосферу Земли). При лазерном облучении мишени важную роль играет явление абляции — быстрого испарения поверхностного слоя с последующим «эффектом отдачи», приводящим к сжатию центр. части «таблетки» термоядерного топлива, что должно облегчить выполнение критерия Лоусона (см. *Лазерный термоядерный синтез*).

Излучение плазмы

Спектр излучения низкотемпературной (напр., газоразрядной) П. состоит из отд. спектральных линий (линейчатый спектр). В газосветных трубках наряду с ионизацией происходит и обратный процесс — *рекомбинация ионов и электронов*, дающая т. н. *рекомбинационное излучение* со спектром в виде широких полос.

Для высокотемпературной П. со значит. степенью ионизации характерно *тормозное излучение* с непрерывным рентг. спектром, возникающее при столкновениях электронов с ионами.

Уд. мощность излучения указанных трёх типов можно записать в виде $W = An_e n_Z g(T)$ [Вт/см^3], где $A = 0{,}5\cdot10^{-30}$, а множитель $g(T)$ для каждого из типов излучения равен соответственно:

$$g_{\text{лин}} = 1{,}25Z^3 \text{ при } T < T_1 = (Z/16)^2;$$

$$g_{\text{рек}} = Z^5/200T \text{ [кэВ] при } T_1 < T < T_2;$$

$$g_{\text{тор}} = Z^2\sqrt{T\text{ [кэВ]}} \text{ при } T > T_2 = (Z/6)^2.$$

Здесь Z — заряд ионов, а n_Z — их плотность.

В магн. поле ларморовское вращение электронов П. приводит к появлению т. н. магнитотормозного излучения (*синхротронное излучение*, *циклотронное излучение*) на гармониках циклотронной частоты, особенно существенного при больших (релятивистских)

энергиях электронов. В термоядерных условиях можно считать, что один электрон излучает мощность kT/τ, где время излучения равно τ [с] = 250 B^{-2}[кГс]. Все электроны сгустка (N_e) излучали бы мощность $W = N_e kT/\tau$, однако значительная её часть поглощается внутри самой П., в отличие от тормозного излучения, свободно выходящего наружу (см. также *Излучение плазмы*). Как показывают численные расчёты, из плазменного шнура радиуса a наружу выходит лишь небольшая доля K суммарной циклотронной мощности, прибл. равная $K = 60t\sqrt{t/p}$, где $t = kT/mc^2$, $p = a\omega_p^2/c\omega_B$ — безразмерные параметры. Номер макс. циклотронной гармоники, излучаемой с поверхности П., можно оценить по ф-ле $n_{макс} = 7\sqrt{t}\,p^{1/6}$.

Важную роль в космич. плазме играет вынужденное излучение типа обратного *Комптона эффекта*. Им, а также магнитотормозным механизмом обусловлено излучение нек-рых космич. туманностей, напр. Крабовидной.

Корпускулярным излучением П. наз. быстрые частицы, вылетающие из неравновесной П. в результате развития разл. типов неустойчивостей. В первую очередь в П. возникают к.-л. характерные колебания, энергия к-рых затем передаётся небольшой группе резонансных частиц (см. выше). По-видимому, этим механизмом объясняется ускорение малоэнергичных космич. частиц в атмосфере Солнца и в туманностях.

Диагностика

Существует неск. методов диагностики П., т. е. определения её параметров. Помещая в плазму электрич. зонд (маленький электрод) и регистрируя зависимость тока от подаваемого напряжения, можно определить темп-ру и плотность П. С помощью миниатюрной индукц. катушки — магн. зонда — можно измерять изменение магн. поля во времени. Эти способы связаны, однако, с активным вмешательством в П. и могут внести нежелат. загрязнения. К более чистым методам относится просвечивание П. пучками нейтральных частиц и радиоволнами. Лазерное просвечивание П. в разл. вариантах, в т. ч. с использованием голографии, является наиб. тонким и к тому же локальным методом лаб. диагностики П.

Часто используют пассивные методы диагностики — наблюдение спектра излучения П. (единств. метод в астрономии), вывод быстрых нейтральных атомов, образовавшихся в результате *перезарядки ионов* в П., измерение уровня радиошумов. Плотную П. изучают с помощью сверхскоростной киносъёмки (неск. млн. кадров в с) и *развёртки оптической*. В исследованиях по УТС регистрируются также рентг. спектр тормозного излучения и нейтронное излучение дейтериевой П. (см. также *Диагностика плазмы*).

Применения

Высокотемпературная П. ($T \sim 10^8$К) из дейтерия и трития, а также изотопа гелия ^{3}He — осн. объект исследований по УТС.

Низкотемпературная П. ($T \sim 10^3$К) находит применение в газоразрядных источниках света и в газовых лазерах, в *термоэмиссионных преобразователях* тепловой энергии в электрич. и в *магнитогидродинамических генераторах*, где струя П. тормозится в канале с поперечным магн. полем B, что приводит к появлению между верх. и ниж. электродами (рис. 11) электрич. поля напряжённостью $E \sim Bv/c$ (v — скорость потока П.); напряжение с электродов подаётся во внеш. цепь.

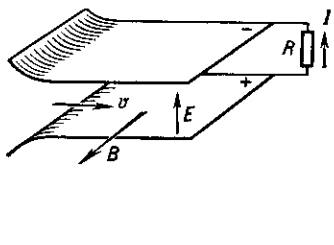


Рис. 11. Схема магнитогидродинамического генератора, преобразующего кинетическую энергию движущейся плазмы в электрическую энергию. R — внешняя нагрузка генератора, по которой протекает ток I.

Если «обратить» МГД-генератор, пропуская через П. в магн. поле ток от внеш. источника, образуется плазменный двигатель, весьма перспективный для длительных космич. полётов.

Плазмотроны, создающие струи плотной низкотемпературной П., широко применяются в разл. областях техники. В частности, с их помощью режут и сваривают металлы, наносят покрытия. В *плазмохимии* низкотемпературную П. используют для получения нек-рых хим. соединений, напр. галогенидов инертных газов, к-рые не удаётся получить др. путём. Кроме того, высокие темп-ры П. приводят к высокой скорости протекания хим. реакций — как прямых реакций синтеза, так и обратных реакций разложения. Если производить синтез «на пролёте» плазменной струи, расширяя и тем самым быстро охлаждая её на след. участке (такая операция наз. закалкой), то можно затруднить обратные реакции разложения и существенно повысить выход требуемого продукта.

Лит.: Альвен Х., Фельтхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Вопросы теории плазмы, в. 1—18, М., 1963—90; Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1965; Трубников Б. А., Введение в теорию плазмы, ч. 1—3, М., 1969—78; Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, т. 1—2, М., 1983—84; Чен Ф., Введение в физику плазмы, пер. с англ., М., 1987; Жданов С. К., Трубников Б. А., Квазигазовые неустойчивые среды, М., 1991.

Б. А. Трубников.

ПЛАЗМА ТВЁРДЫХ ТЕЛ — совокупность подвижных участвующих в электропереносе носителей заряда, взаимодействующих посредством кулоновских сил. Эти силы, описываемые, как правило, с помощью самосогласованных эл.-магн. полей, приводят к коллективному характеру движения заряж. частиц — осн. признаку *плазмы*. В отличие от газовой плазмы, все компоненты к-рой (электроны, ионы, нейтральные атомы) подвижны, ионы и атомы, входящие в состав твёрдого тела, совершают лишь малые колебания относительно положений равновесия, а в качестве подвижных носителей заряда, образующих П. т. т., выступает лишь нек-рая часть электронов. Последние движутся в самосогласов. поле в условиях, во-первых, сильного взаимодействия с атомами (ионами) кристаллич. решётки, формирующего их энергетич. спектр (см. *Зонная теория*), и, во-вторых, столкновений с примесями и дефектами кристаллич. решётки и с её колебаниями. Эти столкновения служат интенсивным каналом релаксации возбуждений П. т. т., отсутствующим в газовой плазме. Др. отличие состоит в более высокой концентрации носителей заряда в П. т. т. (10^{15}—10^{19} $см^{-3}$ в полупроводниках и полуметаллах и 10^{22}—10^{23} $см^{-3}$ в металлах).

П. т. т., как и газовая плазма, в среднем электрически нейтральна из-за компенсации зарядов разных знаков; вследствие временны́х флуктуаций плотности электрич. заряда в ней возникают плазменные или ленгмюровские колебания электронов, частота к-рых (для предельно длинных волн) определяется ф-лой (см. *Волны в плазме*):

$$\omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m\varepsilon. \qquad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, n — концентрация носителей заряда, m — их масса, ε — диэлектрич. проницаемость среды.

Если электронейтральность П. т. т. нарушена введением неподвижных сторонних зарядов, то их электрич. поле смещает подвижные заряды, обеспечивая экранирование этого поля. Характерный пространств. масштаб экспоненциального затухания поля даётся т. н. длиной экранирования Λ, равной

(по порядку величины) длине пробега носителей за период плазменных колебаний:

$$\Lambda = \bar{v}/\omega_p \qquad (2)$$

($\bar{v}$ — ср. скорость носителей). В невырожденной плазме длина экранирования наз. *дебаевским радиусом экранирования*

$$\Lambda_D^2 = \varepsilon k T_н/4\pi e^2 n. \qquad (3)$$

Здесь $T_н$ — темп-ра носителей заряда. В вырожденной плазме длина экранирования (радиус Томаса — Ферми) определяется ф-лой

$$\Lambda_{FT}^2 = \varepsilon \mathscr{E}_F/3\pi e^2 n, \qquad (4)$$

где $\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия*. В действительности на расстояниях $r > \Lambda_{FT}$ экспоненциальное затухание потенциала $r^{-1}\exp(-r/\Lambda_{FT})$ сменяется т. н. осцилляциями Фриделя, затухающими по закону $r^{-3}\cos(2p_F r/\hbar + \varphi)$, где p_F — фермиевский импульс электронов.

Как и в случае др. возбуждённых состояний твёрдых тел (*фононы*, *магноны*, *экситоны* и т. д.), при описании плазменных колебаний электронов вводят *квазичастицу*, наз. плазмоном, с энергией $\hbar\omega_p(q)$ и импульсом $\hbar\boldsymbol{q}$, где $\boldsymbol{q}$ — волновой вектор.

Отклик П. т. т. на переменное электрич. поле описывается зависящей от частоты поля ω и его волнового вектора $\boldsymbol{q}$ *диэлектрической проницаемостью* $\varepsilon(\omega,\boldsymbol{q})$. Закон дисперсии плазменных колебаний для конечных длин волн λ определяется из условия $\varepsilon(\omega,\boldsymbol{q}) = 0$. В частности, ф-лы (1—4) следуют из приближённых выражений

$$\varepsilon(\boldsymbol{q},\omega) = \begin{cases} 1 - (\omega_p/\omega)^2 = 0, & q \to 0, \\ 1 + (\Lambda q)^{-2} = 0, & \omega \to 0. \end{cases} \qquad (5)$$

Диэлектрич. проницаемость П. т. т.— тензор, причём в отличие от газовой плазмы в П. т. т. это обусловлено не только внеш. магн. полем, но и кристаллич. структурой твёрдого тела.

Для описания плазменных явлений в твёрдых телах обычно решают систему ур-ний, включающую *Максвелла уравнения* и *кинетическое уравнение*, позволяющее рассмотреть процессы релаксации, учесть тепловое движение носителей, а также квантовые эффекты. Более детальное многочастичное рассмотрение учитывает взаимодействие носителей на близких расстояниях, а гидродинамич. подход следует из кинетич. описания при рассмотрении плавных и низкочастотных эл.-магн. возмущений.

Металлы. Плазма типичных металлов — сильно вырожденная электронная ферми-жидкость, описание к-рой требует использования многочастичных методов и учёта структуры энергетич. зон. Однако мн. свойства простых металлов, в к-рых электроны проводимости принадлежат атомным s- и p-оболочкам, могут быть описаны в рамках т. н. модели «желе», когда кристаллич. решётка заменяется однородно размазанным положит. зарядом ионов, на фоне к-рого колеблются электроны. Концентрация электронов n фактически является единств. параметром модели, т. к. в этом случае в (1) $\varepsilon = 1$, а m — масса свободного электрона. Из-за высоких n частота $\omega_p \sim 10^{16}$ с$^{-1}$, а энергия плазмона $\hbar\omega_p$ для большинства простых металлов 5—25 эВ (в Na 5 эВ; в Mg 11 эВ, в Al 16 эВ).

В типичных металлах плазмоны — самые высокоэнергетич. возбуждения. Плазмоны исследуют измеряя спектры характеристич. потерь энергии быстрых электронов (с энергиями $\geqslant 1$ кэВ), проходящих сквозь металлич. фольгу, и неупругое рассеяние эл.-магн. волн (свет, *синхротронное излучение*). Если изменение импульса налетающего электрона мало́ по сравнению с фермиевским импульсом электронов металла p_F, то имеет место коллективный режим рассеяния, при к-ром первичные электроны теряют энергию на возбуждение плазмонов. Интенсивность потерь энергии пропорциональна $\mathrm{Im}\,\varepsilon^{-1}(q,\omega)$. Эта величина имеет максимум при $\varepsilon(\omega,\boldsymbol{q}) = 0$, что отвечает возбуждению плазмона. Зависимость потерь энергии от угла рассеяния позволяет определить закон дисперсии плазмона. В модели «желе» он определяется ф-лой

$$\omega_p^2(q) = \omega_p^2 + \frac{3}{5}(v_F q)^2 + \ldots \qquad (6)$$

Дисперсия плазменных колебаний обусловлена давлением сжимаемой электронной жидкости, возникающим вследствие хаотич. движения электронов (мера к-рого — фермиевская скорость $v_F = p_F/m$). Дисперсия плазменных колебаний демонстрирует их волновой характер: в плазме распространяются продольные волны, групповая скорость к-рых линейно растёт с ростом q. В экспериментах проявляется не учитываемая моделью «желе» зависимость ω_p от направления $\boldsymbol{q}$, существенная при больших q.

С ростом переданного импульса (с увеличением угла рассеяния) спектр характеристич. потерь первичных электронов «размывается». Это обусловлено тем, что при фазовой скорости плазмона $\omega_p/q \leqslant v_F$ «включается» механизм бесстолкновительного *Ландау затухания*, т. е. процесс передачи энергии плазмона одночастичным возбуждениям — электронам проводимости. Предельное волновое число, определяющее область существования плазмонов, равно $q_c \approx \omega_p/v_F$ (рис. 1), что в соответствии с (2) даёт $q_c \sim \Lambda_{FT}^{-1}$. Т. к. Λ_{FT} обычно не превышает постоянной решётки, то строгое рассмотрение затухания плазмонов требует многочастичного описания.

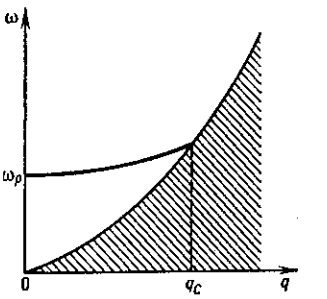


Рис. 1. Закон дисперсии плазмонов в металле (жирная кривая). Заштрихованная область — одночастичные возбуждения; вблизи q_c плазмоны сильно затухают.

Модель «желе» описывает ещё один тип возбуждений в металлах (аналогичный ионному звуку в газовой плазме), соответствующий медленным колебаниям ионного «желе», экранированного электронами. Закон дисперсии этих возбуждений (в ДВ-пределе) $\omega(q) = sq$; здесь $s = v_F(mZ/3M)$, где Z и M — валентность и масса иона. Это продольные звуковые волны в металле (поперечный звук модель «желе» не описывает).

В реальных металлах заметную роль играет взаимодействие электронов (многочастичные эффекты). Их вклад значителен при большой величине параметра $r_s = (a_B^3 n)^{-1/3}$ (a_B — боровский радиус), приближённо равного отношению потенциальной энергии взаимодействия электронов (на 1 электрон) к $\mathscr{E}_F$. В простых металлах $1{,}8 < r_s < 5{,}6$ и многочастичные эффекты дают, как правило, существенные количеств. поправки к описанной картине. Качественно взаимодействие электронов проявляется, напр., в существовании *спиновых волн* в неферромагн. металлах.

Полупроводники. Своеобразие *полупроводников* (*полуметаллов*) состоит в существовании двух отличающихся по частоте плазменных мод. ВЧ-мода обусловлена колебаниями всех электронов валентной зоны и аналогична плазменным колебаниям в простых металлах. Колебания этой моды также проявляются в характеристич. потерях быстрых электронов, а их частота может быть вычислена по ф-ле (1), где n — концентрация электронов в валентной зоне (равная произведению обратного атомного объёма на число валентных электронов). Энергии плазмонов — продольных

колебаний валентных электронов относительно ионного остова обычно ~ 14—17 эВ и намного превосходят ширину запрещённой зоны полупроводника $\mathscr{E}_g$.

НЧ-мода обусловлена колебаниями электронов проводимости или дырок. В случае полупроводника с одним типом изотропных носителей ω_p находится из ф-лы (1), где m — эфф. масса носителей заряда, ε — диэлектрич. проницаемость полупроводника, n — концентрация носителей. Плазменные колебания в этом случае — колебания газа свободных носителей относительно хаотически расположенных в кристаллич. решётке ионизиров. донорных или акцепторных примесных центров. Энергии плазмонов $\hbar\omega \sim 0{,}01$—$0{,}1$ эВ, что соответствует субмиллиметровому или ИК-диапазону. Такие плазмоны могут возбуждаться термически, причём подобно фононам они являются бозонами.

НЧ-плазмоны исследуют экспериментально, используя *комбинационное рассеяние света*. Падающие фотоны возбуждают или поглощают плазмоны, что соответствует стоксовой и антистоксовой линиям спектра (рис. 2). По спектру и угл. распределению рассеянного излучения находят $\omega_p(q)$. При $q\Lambda \ll 1$ имеет место рассеяние

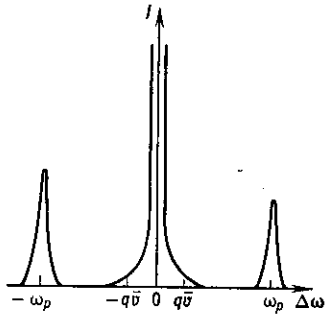


Рис. 2. Зависимости интенсивности I рассеянного излучения от изменения его частоты $\Delta\omega$ в коллективном режиме ($q\Lambda \ll 1$); 0 соответствует частоте накачки, $\pm\omega_p$ — частотам рассеянного излучения, соответствующим поглощению или возбуждению плазмонов.

на плазмонах; при $q\Lambda \geqslant 1$ плазмоны подавлены затуханием Ландау, а рассеянный свет образует широкую полосу $\Delta\omega \sim q\bar{v}$, где $\bar{v}$ — ср. скорость носителей.

НЧ-плазмоны затухают также из-за рассеяния носителей заряда на примесях, фононах и т. д., «сбивающего» коллективный характер их движения. Поэтому дополнит. условие их существования

$$\omega_p\tau_p \gg 1, \qquad (7)$$

где τ_p — время релаксации импульса носителей заряда (определяющее их подвижность μ). Это условие ограничивает (снизу) концентрации носителей, при к-рых могут существовать плазмоны. При низких концентрациях носителей, когда $\omega_p\tau_p \lesssim 1$, нач. отклонение от электронейтральности не приводит к плазменным колебаниям, а апериодически затухает за время максвелловской релаксации:

$$\tau_M = \left(\omega_p^2\tau_p\right)^{-1} = \mathscr{E}/4\pi e\mu n.$$

Соотношение (7) выполнено при $\tau_M \ll \tau_p$. Условие возбуждения плазмонов можно записать в виде $\Lambda \ll l = \bar{v}\tau_p$, где l — длина свободного пробега носителей, $\bar{v}$ — их ср. скорость.

Многокомпонентная плазма возникает в полупроводниках и полуметаллах, содержащих неск. групп носителей заряда (электроны и дырки разных долин в *многодолинных полупроводниках*, лёгкие и тяжёлые дырки и т. д.). Обычно энергетич. спектр таких полупроводников анизотропен; следствием анизотропии m и ε является анизотропия ω_p. Напр., в одноосных кристаллах плазмоны, распространяющиеся вдоль и поперёк оси, имеют разную частоту. В многодолинных полупроводниках электроны разных долин образуют многокомпонентную плазму, в к-рой могут существовать дополнит. моды плазменных колебаний.

Др. примером многокомпонентной плазмы является электронно-дырочная (биполярная) плазма в полуметаллах, содержащих равное кол-во вырожденных электронов и дырок, и в собств. полупроводниках. Частота ВЧ-плазмонов в биполярной плазме определяется ф-лой (1), куда входит приведённая масса, равная $m_э m_д/(m_э + m_д)$, где $m_э$ — эфф. масса электронов, $m_д$ — эфф. масса дырок. Электроны и дырки движутся в противофазе, как в продольных оптич. колебаниях ионных кристаллов (см. *Колебания кристаллической решётки*).

НЧ-акустич. ветвь (электроны и дырки двигаются синфазно) аналогична ионно-звуковым волнам в газовой плазме. Акустич. плазменная мода (дырочный звук) возникает из-за колебаний тяжёлых дырок, вслед за к-рыми движутся, экранируя их, лёгкие электроны. Такие плазмоны имеют линейный закон дисперсии $\omega_p = sq$. Их фазовая скорость s определяется ср. геометрическим фермиевских скоростей вырожденных электронов $\bar{v}_F^э$ и дырок $\bar{v}_F^д$; они слабо затухают, если эти скорости (или массы $m_э$ и $m_д$) сильно различаются. Если дырки не вырождены, то фазовая скорость равна $\bar{v}_F(m_э/3m_д)^{1/2}$. Звуковые моды возникают и в многодолинных полупроводниках, где продольные и поперечные массы сильно отличаются.

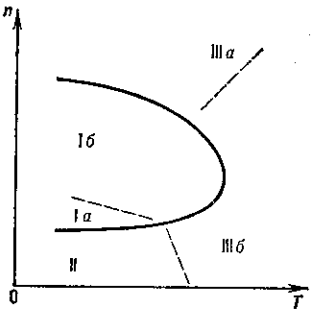


Рис. 3. Фазовая диаграмма электронно-дырочной плазмы на плоскости концентрация носителей — температура.

Возможность внеш. воздействием (обычно оптич. возбуждением) изменять плотность электронно-дырочной плазмы при фиксиров. темп-ре позволяет изменять её фазовое состояние. При высоких темпрах и концентрациях электроны и дырки образуют электронный газ, вырожденный в области IIIa и невырожденный в области IIIб (рис. 3). С понижением T при малых n электроны и дырки связываются в экситоны (область II). При промежуточных плотностях электроны и дырки конденсируются в электронно-дырочные капли, разделённые экситонным (область Ia) или электронно-дырочным (область Iб) газом низкой плотности. Сами же капли являются металлич. ферми-жидкостью высокой плотности (см. *Экситонная жидкость*).

Низкоразмерные системы. Наличие границ раздела изменяет картину плазменных явлений. Так, у границы проводник — вакуум возникает поверхностный плазмон — возбуждение, затухающее в глубь среды, частота к-рого в $\sqrt{2}$ меньше частоты объёмного плазмона ω_p. Дисперсия этих плазмонов определяется зависимостью частоты от двумерного волнового вектора $\boldsymbol{q}_\parallel$, лежащего в плоскости поверхности. Поверхностный плазмон содержит наряду с продольной поперечную составляющую электрич. поля, нормальную к поверхности.

В квазидвумерных системах электроны или дырки, локализованные в обогащённых или *инверсионных слоях (гетропереходов, МДП-структур* и др.), образуют двумерную плазму, заряд к-рой скомпенсирован зарядом противоположного знака на удалённом электроде. В этих условиях могут возбуждаться двумерные плазмоны, частота к-рых

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_s q_\parallel}{m(\varepsilon_+ + \varepsilon_-)}. \qquad (8)$$

Здесь n_s — концентрация носителей в слое на единицу его площади, $q_\parallel \ll p_F/\hbar$, ε_+, ε_- — диэлектрич. проницаемости сред по разные стороны слоя. Двумерные плазмоны имеют необычный закон дисперсии: $\omega_p \sim q_\parallel^{1/2}$. Их можно возбуждать поперечной эл.-магн.

волной далёкого ИК-диапазона, т. к. аналогично поверхностным плазмонам у них есть поперечная составляющая электрич. поля; время релаксации квазидвумерных электронов τ_p может быть большим из-за ослабления рассеяния на компенсирующей ионизиров. примеси, к-рая пространственно отдалена от электронов. Благодаря этому условие (7) выполняется для более низких частот.

Возможность управлять концентрацией n_s в МДП-структурах позволяет изменять n_s до значений, соответствующих вигнеровской кристаллизации (см. *Вигнеровский кристалл*).

Плазма в магнитном поле. В сильном магн. поле $\boldsymbol{H}$ электроны проводимости движутся по спирали с осью, параллельной $\boldsymbol{H}$. В проекции на плоскость, перпендикулярную $\boldsymbol{H}$, это движение по окружностям с *циклотронной частотой* $\omega_c = eH/m_э c$. Поэтому магнетоплазмон уже не является чисто продольной волной, а содержит и поперечные составляющие. В пренебрежении запаздыванием спектр магнетоплазмонов определяется из дисперсионного ур-ния $\boldsymbol{q}\hat{\varepsilon}(\omega,\boldsymbol{q})\boldsymbol{q} = 0$, где $\hat{\varepsilon}$ — тензор диэлектрич. проницаемости. При $\boldsymbol{q} \perp \boldsymbol{H}$ частота магнетоплазмона

$$\omega_{мр}(q) = \sqrt{\omega_p^2(q) - \omega_c^2}, \qquad (9)$$

где ω_p — частота плазмона при $H = 0$. Влияние поля H наиб. существенно для НЧ-плазмонов в полупроводниках, когда $\omega_c \geqslant \omega_p$ (для n — GaAs при концентрации электронов $n = 10^{17}$ см$^{-3}$, $\omega_c = \omega_п$ при $H = 80$ кГс).

Поперечные эл.-магн. волны, падающие извне на П. т. т., могут распространяться лишь при определённых соотношениях между их частотой ω и ω_p. При $\omega\tau \gg 1$ волны распространяются при $\omega > \omega_p$. Фазовая скорость $v_ф$ этих волн выше скорости света c в среде ($v_ф = c/\sqrt{\varepsilon}$) и неограниченно возрастает при $\omega \to \omega_p$, а их групповая скорость $v_{гр} \to 0$. При $\omega < \omega_p$ поперечные волны не распространяются — колеблющиеся в такт с волной носители заряда излучают вторичную волну, компенсирующую падающую, и амплитуда поля волны экспоненциально спадает в глубь плазмы. При $\omega\tau_p \ll 1$ происходит поглощение волн.

Сильное магн. поле ($\omega_c\tau_p \gg 1$) изменяет описанную картину. Т. к. носители заряда двигаются по спирали, вращаясь вокруг $\boldsymbol{H}$, то вдоль магн. поля при $\omega < \omega_c$ распространяется циркулярно поляризов. поперечная эл.-магн. волна (вектор $\boldsymbol{E}$ вращается в направлении вращения электронов), наз. *геликоном*.

В биполярной плазме при точном равенстве концентраций электронов и дырок геликоны отсутствуют (вклад электронов компенсируется вкладом дырок, вращающихся навстречу), поэтому геликоны не распространяются в полуметаллах и нек-рых металлах. Однако в замагниченной П. т. т. могут распространяться волны др. типов: альфеновские, магнитозвуковые, циклотронные, доплероны и др. Альфеновские и магнитозвуковые моды аналогичны таким же волнам в газовой плазме (см. *Волны в плазме*). Циклотронные волны и *доплероны* специфичны для сильно вырожденной плазмы металлов.

Концентрационные эффекты в биполярной плазме. Наличие в составе плазмы и электронов и дырок позволяет неравновесно варьировать плотность плазмы в целом: можно «накачивать» биполярную плазму практически до любой плотности, удалять её из части образца или из образца в целом, перемещать к (или от) заданной внеш. поверхности, а также изолировать от поверхностей в глубине образца.

Осн. способами варьирования концентрации биполярной плазмы являются оптич. накачка (фотогенерация электронно-дырочных пар), ударная ионизация в сильном электрич. поле, контактная двойная *инжекция носителей заряда*. Ограничивает неравновесный рост концентрации вынос (эксклюзия) электронно-дырочных пар из образца в контакты и их рекомбинация в объёме образца или на его поверхностях (см. *Контактные явления в полупроводниках*, *Полупроводниковый лазер*).

При контактной инжекции или при локальной фотогенерации распределение пар по образцу осуществляется благодаря *амбиполярной диффузии*, а при пропускании через образец тока — благодаря биполярному дрейфу. Биполярный дрейф имеет место в примесном полупроводнике, где концентрация электронов n отлична от концентрации дырок p, причём направление дрейфа в электрич. поле $\boldsymbol{E}$ определяется знаком разности $p - n$. Именно благодаря дрейфу возможен токовый перенос неравновесной концентрации на большие расстояния, оцениваемые длиной биполярного дрейфа:

$$L = \frac{\mu_э\mu_д}{\mu_э + \mu_д} \cdot \left(\frac{p-n}{p+n}\right) E\tau.$$

Здесь $\mu_э, \mu_д$ — подвижности электронов и дырок, τ — их время жизни, определяемое скоростью рекомбинации.

Ток, проходящий через плазму, является источником неоднородного магн. поля, действующего на носители, образующие плазму, и изменяющего их движение в электрич. поле. В монополярной плазме это приводит к собств. *магнетосопротивлению*. В биполярной плазме наряду с ним возникают также перераспределение концентраций и магн. пинч-эффект. Сила Лоренца, действующая на носители, направлена всегда так, чтобы сжать исходную однородную плазму в шнур,— биполярная плазма отрывается от поверхностей образца, диаметр к-рого с ростом тока уменьшается, а плотность плазмы растёт. Сжимающему действию сил Лоренца противостоит амбиполярная диффузия (см. *Шнурование тока* в полупроводнике).

В пластинах толщиной $d > y > 0$ с током может наблюдаться т. н. электрич. пинч-эффект. Если вдоль направления тока j направить ось x, то для существования электрич. пинча необходимо отличие от 0 в осях x, y недиагональной составляющей подвижности хотя бы для одного из сортов носителей [т. е. $\mu_{эxy} \neq 0$ и (или) $\mu_{дxy} \neq 0$]. Тогда одно только поперечное (анизотропное) поле E_y, образующееся при пропускании тока j, не может аннулировать одновременно как электронный, так и дырочный поперечные потоки. Плазма прижимается к одной из двух поверхностей, образуя там аккумуляционный слой за счёт поперечного выноса из объёма.

Недиагональные составляющие подвижности носителей в изотропной плазме можно создать приложением поперечного магн. поля с индукцией, лежащей в плоскости пластин (магнитоконцентрац. эффект). Если в собств. полупроводнике плазма исходно заполняет почти однородно пластину, то этот эффект называют эффектом Велькера, а в случае плазмы, инжектированной из контакта, расположенного на одной из поверхностей образца,— эффектом Сула. Др. способом получения $\mu_{эxy} \neq 0$ в изотропной плазме является малая анизотропная деформация образца (сжатие или растяжение).

Неустойчивости плазмы. Начиная с нек-рого критич. значения электрич. тока, протекающего через П. т. т., её стационарное состояние перестаёт быть устойчивым. Это означает, что нек-рые электрич. флуктуации не затухают во времени, а неограниченно растут. Результатом является либо разрушение образца, либо возникновение новой устойчивой временной и пространственной электронной структуры. Механизмы неустойчивости могут быть различными. Наиб. ярко они проявляются в плазме полупроводников, где наряду с заметными пространственно-временными изменениями дрейфовой скорости носителей заряда возможны и вариации их концентраций. В металлах таких условий нет.

Электрич. домéнная неустойчивость. Ток j «разогревает» газ носителей, темп-ра к-рых $T_н$ становится выше темп-ры решётки T (см. *Горячие электроны*). Изменение $T_н$ вызывает изменение времён релаксации. В результате зависимость тока j от напряжённости E электрич. поля (вольт-амперная характеристика, ВАХ) становится нелинейной, на ней появляются «падающие» участки, к-рым соответствует отрицат. дифференциальное сопротивление (рис. 4) П. т. т. Возникающая неустойчивость наз. перегревной.

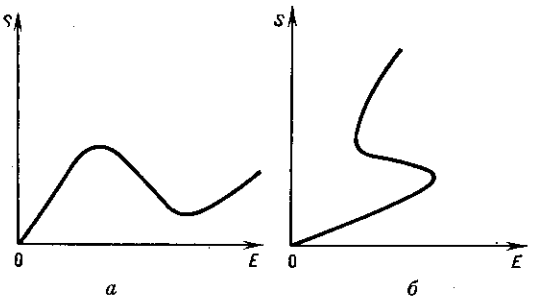


Рис. 4. N-образная ($а$) и S-образная ($б$) вольт-амперные характеристики.

Др. причина появления падающего участка на ВАХ — изменение концентрации носителей вследствие зависимости ср. времени их захвата на примесный уровень от $T_н$ (рекомбинац. неустойчивость). К ВАХ N-типа (рис. 4,$а$) приводит также «потяжеление» носителей с ростом их энергии. Причины потяжеления: непараболич. зависимость энергии носителей от их импульса; существование наряду с осн. минимумом (долиной) зоны проводимости энергетически более высоких долин, в к-рых эфф. масса носителей значительно больше. При разогреве носители переходят в верх. долины, где их подвижность существенно ниже (междолинная неустойчивость).

Однородное состояние П. т. т. на падающих участках неустойчиво относительно роста флуктуаций, приводящих в конечном счёте к неоднородной структуре. При ВАХ N-типа нарастание флуктуаций приводит к расслоению плазмы с образованием областей (доменов) сильного электрич. поля на фоне слабого поля в остальной части образца. Эти домены могут быть как локализованными около катода или анода (или у неоднородностей образца), так и движущимися (от катода к аноду в случае электронной плазмы) со скоростью порядка дрейфовой скорости электронов в электрич. поле домена. Зарождение движущегося домена на катоде и гибель его на аноде приводят к осцилляциям напряжения на образце (*Ганна эффект*).

При ВАХ S-типа (рис. 4,$б$) нарастают флуктуации, приводящие к шнурованию тока. С ростом тока происходит расширение токового шнура вплоть до заполнения им всего поперечного сечения образца. Поперечное магн. поле вызывает движение токового шнура в поперечном направлении с «гибелью» его на поверхности образца и последующим «зарождением» на противоположной поверхности. В биполярной горячей плазме ВАХ не имеет падающего участка, т. к. изменение концентрации носителей при их разогреве маскирует изменение их подвижности (к-рое при неизменной концентрации приводило бы в однородном случае к отрицат. дифференц. сопротивлению). В результате образуются многошнуровые и (или) многодоменные структуры.

Рекомбинационные волны. Кроме свободных электронов и дырок, полупроводник содержит носители, захваченные глубокими примесными центрами, причём времена жизни электронов $\tau_э$ и дырок $\tau_д$ относительно их захвата различны. В результате, начиная с нек-рого порогового значения $E_п$ электрич. поля, в образце возникают волны концентраций свободных и связанных носителей заряда, а также электрич. поля, распространяющиеся либо вдоль направления движения осн. носителей, либо в противоположную сторону. При $E > E_п$ помимо стоячей волны колеблющейся концентрации носителей образуется приконтактный домен сильного поля, на к-ром падает б. ч. напряжения.

Винтовая неустойчивость развивается в пространственно неоднородной биполярной плазме полупроводников, помещённой в параллельные друг другу электрич. (токовое) и магн. поля, начиная с нек-рого порогового значения произведения EH. При нестрогой параллельности $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ за счёт поперечной составляющей $\boldsymbol{H}$ возникает магнитоконцентрац. эффект (см. выше). Развитие этой неустойчивости приводит к генерации образцом электрич. колебаний во внеш. цепи.

Пространственно-временны́е структуры, образующиеся вследствие развития неустойчивости П. т. т., характеризуются непрерывным притоком в неё энергии от внеш. источника и непрерывной её диссипацией во внеш. среду. К диссипативным структурам приводят помимо токовых неустойчивостей неустойчивости под воздействием интенсивного эл.-магн. излучения, интенсивного потока тепла при большом градиенте T и др. Общим во всех случаях является существование критич. значения параметра, характеризующего уровень возбуждения П. т. т. (ток, мощность излучения, ΔT и т. п.).

Переход П. т. т. в результате неустойчивости в состояние диссипативной пространственно-временно́й структуры может быть описан на языке неравновесного фазового перехода. Как правило, с изменением уровня возбуждения П. т. т. испытывает неск. неравновесных фазовых переходов, в результате к-рых одни диссипативные структуры заменяются другими. Примерами этих структур являются колебания концентрации носителей и (или) T. Часто эти колебания сопровождаются изменением тока, проходящего через П. т. т. (в случае токовых неустойчивостей), так что П. т. т. в сочетании с внеш. электрич. цепью выступает как генератор электрич. колебаний. Др. примером служит *инжекционный лазер*, где в результате инжекции электронов и дырок создаётся биполярная плазма высокой плотности с инвертиров. заполнением электронных состояний в зоне проводимости по отношению к валентной зоне. Возникновение когерентного эл.-магн. излучения может быть описано как неравновесный фазовый переход.

Др. результатом развития неустойчивости могут быть статич. диссипативные структуры в виде распределения параметров П. т. т. в пространстве (напр., периодического). Элементами пространств. структур обычно являются домены и доменные стенки. В пространственно-временны́х структурах происходят движение доменов и доменных стенок, их колебания около нек-рых положений равновесия, пульсация параметров плазмы в домене и размеров домена. Домены Ганна и шнуры — примеры диссипативных структур.

Развитие неустойчивостей иногда приводит к неупорядоченным (стохастич.) структурам. Начиная с нек-рого высокого уровня возбуждения, П. т. т. переходит в состояние, к-рое может быть описано в вероятностной форме. Напр., генератор периодич. колебаний становится генератором неравновесного шума с большой амплитудой. Описание упорядоченных и стохастич. пространственно-временны́х структур происходит на основе решения одной и той же нелинейной динамич. задачи (см., напр., *Странный аттрактор*).

Лит.: Пайнс Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965; Платцман Ф., Вольф П., Волны и взаимодействия в плазме твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Пожела Ю. К., Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках, М., 1977; Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З., Плазма полупроводников, М., 1979; Вонсовский С. В., Кацнельсон М. И., Квантовая физика твердого тела, М., 1983; Марч Н., Парринелло М., Коллективные эффекты в твердых телах и жидкостях, пер. с англ., М., 1986. *Ф. Т. Васько, З. С. Грибников.*

ПЛАЗМА ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗОВ — частично ионизованный газ, в к-ром кроме электронов и положит. ионов содержатся *отрицательные ионы*. Атомы и молекулы газов, обладающие высокими энергиями *сродства к электрону* (соединения F_2, Cl_2, I_2), в плазме легко образуют отрицат. ионы и приводят к созданию ион-ионной плазмы. Эта плазма имеет высокую электрич. прочность и используется поэтому в качестве газонаполнителя в высоковольтных электроаппаратах. При меньших энергиях сродства наряду с отрицат. ионами в плазме присутствуют также свободные электроны.

Отношение α концентрации n^- отрицат. ионов к концентрации n_e электронов ($\alpha = n^-/n_e$) является очень важной для П. э. г. величиной, определяющей мн. её свойства. Эта величина и её изменение в пространстве определяют структуру разряда в электроотрицат. газах. С ростом α уменьшается самосогласов. поле, и при $\alpha > 10$ величина поля обусловлена в основном ион-ионным взаимодействием. Коэф. амбиполярной диффузии заряж. частиц в П. э. г. также зависит от α. С увеличением α коэф. диффузии электронов в плазме возрастает и при $\alpha > 10 \div 40$ достигает насыщения, т.е. становится равным коэффициенту свободной диффузии электронов. Незначит. изменение тока или давления газа в П. э. г. может привести к возрастанию или уменьшению этого отношения, что сопровождается изменением радиального диффузионного потока заряж. частиц. Так, при $\alpha > 10$ диффузионный поток электронов настолько увеличивается, что в разряде концентрация электронов практически становится неизменной на участке от оси до стенки трубки.

Свойства плазмы молекулярного электроотрицат. газа зависят от степени диссоциации молекул. С ростом плотности атомов возрастает частота отлипания электронов от отрицат. ионов, что ведёт к уменьшению отношения концентрации отрицат. ионов к электронам, увеличению самосогласов. поля, действующего между заряж. частицами, уменьшению диффузионного потока электронов и т. п.

Процессы образования и разрушения отрицат. ионов в плазме могут привести к развитию разл. неустойчивостей в разряде, таких, как прилипательная и доменная неустойчивости. Если в разряде возникает положит. флуктуация поля, в результате к-рой скорость прилипания превышает скорость образования электронов, и это возмущение ориентировано поперёк тока, то в *положительном столбе* развивается прилипательная неустойчивость и он сжимается. Возникновение этой неустойчивости можно объяснить из анализа ур-ния баланса электронов

$$\mathrm{div} D_a \mathrm{grad} n_e = (\nu - \beta) n_e$$

(D_a — коэф. амбиполярной диффузии, ν и β — коэф. ионизации и прилипания соответственно) и ур-ния теплопроводности. Повышение давления газа (т. е. плотности N нейтральных частиц) или разрядного тока приводит к возрастанию частоты столкновений электронов с нейтральными частицами и установлению градиента темп-ры газа, вследствие чего параметр E/N (E — продольное электрич. поле) станет переменным вдоль поперечного сечения плазменного столба. Т. к. частота ионизации зависит от E/N экспоненциально, а прилипание зависит слабо, то области образования и рекомбинации заряж. частиц окажутся пространственно разделёнными. В узкой приосевой области столба, где частота ионизации значительно превышает частоту прилипания ($\nu > \beta$), будут образовываться электроны. На периферии, где E/N меньше, чем на оси, и поэтому $\nu < \beta$, электроны, диффундирующие из центральной области, будут прилипать к нейтральным частицам, образуя отрицат. ионы, к-рые затем эффективно рекомбинируют вследствие ион-ионного взаимодействия. Положит. столб тлеющего разряда неустойчив, если на его периферии $\nu - \beta \leqslant 0$. Развитие этой неустойчивости в разряде электроотрицат. газов приводит к контракции положит. столба при меньших значениях токов и давлений, чем в электроположит. газах.

Рассмотрим развитие доменной неустойчивости. Пусть в положит. столбе разряда где-то повысилась концентрация электронов. Параметр E/N и темп-ра электронов в этом месте уменьшатся, что вызовет уменьшение частоты прилипания электронов, но не изменит частоту отлипания, не зависящую от E/N. В результате нарушения баланса этих двух процессов возрастёт число электронов, поступающих в плазму, и, следовательно, разрядный ток. Из-за нарушения баланса прилипания и отлипания начнёт уменьшаться концентрация отрицат. ионов, их плотность достигнет мин. значения и поступление электронов за счёт отлипания прекратится. Разрядный ток, достигший макс. значения, начнёт уменьшаться из-за уменьшения поступления электронов, к-рое далее приведёт к росту частоты ионизации и медленному повышению частоты прилипания. При мин. величине разрядного тока отношение E/N примет наиб. значение и вследствие того, что при этом ν будет быстро нарастать, начнётся рост тока и т. д.; происходит чередование снижения и возрастания величины тока, т. е. модуляция разрядного тока. В разряде образуются бегущие слои (домены). Доменная неустойчивость возникает при $\alpha \gtrsim 0{,}1$.

Лит.: Смирнов Б. М., Отрицательные ионы, М., 1978; Галечян Г. А., Свойства плазмы электроотрицательных газов, в сб.: Химия плазмы, в. 7, М., 1980. *Г. А. Галечян.*

ПЛАЗМЕННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ — совокупность методов получения и обработки материалов с использованием нагрева исходных продуктов в плазменной струе или их перевода в плазменное состояние.

Наиб. широкое распространение получили атмосферные (при норм. давлении) плазменные методы обработки и получения материалов (резание, наплавка, выращивание монокристаллов, сфероидизация порошков, нанесение покрытий), а также проведения многотоннажных плазмохим. процессов (получение связанного азота и др.). Эти процессы осуществляются с помощью потоков плазмы, генерируемых *плазмотронами* разл. типов (электродными, высокочастотными). Плазма в этих устройствах выполняет ф-цию высокотемпературного теплоносителя и используется в осн. для нагрева исходных продуктов.

В 1980-х гг. получили эфф. развитие ионно-плазменные технол. процессы, реализующиеся в вакууме с помощью *плазменных ускорителей*. В качестве рабочих тел могут быть использованы металлы, газы, твёрдые и жидкие диэлектрики. В этих условиях возможны такие процессы, как насыщение поверхностных слоёв материала др. веществом с обеспечением необходимой толщины насыщенного слоя или глубины его залегания, высокоэффективное распыление поверхности, конденсация вещества в вакууме из плазменной фазы при обеспечении органич. связи материалов основы и покрытия и необходимых структурных особенностей плазменного конденсата.

Реализация разл. ионно-плазменных технол. процессов, осуществляемых в условиях высокой чистоты, принципиально необходимой для получения мн. спец. материалов, определяется широкими возможностями управления параметрами взаимодействующих плазменных потоков. Это позволяет получать разл. структуры плазменных конденсатов — от аморфных до кристаллических, с разными размерами и формой кристаллитов.

П. т. включает ряд чрезвычайно важных, экономически высокорентабельных процессов нанесения износостойких, жаропрочных, коррозионно-стойких и др. плазменных покрытий. Благодаря этому возможна замена дорогостоящих и редких металлов и сплавов менее дефицитными материалами с нанесёнными на них покрытиями без изменения (или даже со значит. повышением) ресурса работоспособности изделий. Ис-

пользование П. т. приводит к формированию принципиально новых композиц. материалов, свойства к-рых не определяются простым суммированием характеристик основы и покрытия, а являются качественно новыми.

При формировании покрытий широко используется перевод исходных продуктов в плазменное состояние с помощью вакуумной дуги. Катодные микропятна *дугового разряда* являются источниками высокоскоростных потоков плазмы, содержащей продукты эрозии катода. Степень ионизации образующегося плазменного потока достаточно велика (от 20 до 90% в зависимости от материала катода); наиб. долю в нём составляют двухзарядные ионы. Ионные токи дугового разряда аномально высокие — до 10 ампер и более (ок. 10% тока разряда).

Управление потоками плазмы вакуумной дуги (транспортировка, фокусировка, сепарация от нейтральных частиц и макрочастиц катодного материала) осуществляется путём использования дополнит. устройств, действующих на принципах плазмооптики (см. *Плазмооптические системы*).

При конденсации потоков плазмы тяжёлых металлов (титан, молибден, цирконий и т. п.) в присутствии реактивного газа (азота) синтезируются нитриды этих металлов, к-рые обладают высокими показателями по твёрдости, износостойкости и адгезии к металлич. основе. Осн. параметрами, определяющими свойства образующегося конденсата, являются хим. состав исходного материала (катода), парциальное давление реактивного газа, темп-ра подложки при конденсации, энергия ионов, плотность плазменного потока. При повышении давления азота до оптим. значений увеличивается микротвёрдость формируемых покрытий, что обусловлено образованием твёрдых растворов азота и нитридов с достаточно широкой областью гомогенности. Зависимость свойств образующихся конденсатов от давления реактивного газа позволяет формировать покрытия с заданным градиентом свойств по толщине, а также создавать многослойные покрытия чередованием высокотвёрдых и «мягких» (исходный материал) слоёв. Возбуждённое состояние компонентов плазмы обеспечивает протекание плазмохим. реакций образования нитридов тугоплавких металлов (карбидов при использовании углеродсодержащих газов) при сравнительно низких темп-рах подложки, что позволяет наносить эти покрытия на материалы с низкой темп-рой отпуска; традиц. методы получения нитридов и карбидов требуют длит. времени и высоких темп-р (см. также *Плазмохимия*).

При конденсации потоков углеродной плазмы в вакууме на поверхности охлаждаемых металлич. подложек получены алмазоподобные покрытия. Ионно-плазменный метод синтеза позволяет получать такие покрытия толщиной до неск. десятков микрон. Физ. свойства алмазоподобных углеродных покрытий близки по свойствам к алмазу. Микротвёрдость плёнок по Виккерсу достигает $(15 \div 18) \cdot 10^3$ кГс/мм^2, плотность — 2,9÷3,2 г/см^3, электросопротивление — 10^8 Ом·см. Плёнки химически инертны к сильным окислителям, как и алмаз. Синтез в предельно неравновесных условиях композиц. высокодефектного углеродного материала, состоящего из смеси высокодисперсных алмазных кристаллитов, упрочнённых второй фазой выделений высокодисперсного графита, позволяет надеяться на получение новых конструкц. материалов с ещё лучшими свойствами, чем свойства известных форм алмазов.

Синтезированные методами П. т. высокотвёрдые, прочные, стабильные покрытия успешно используются в качестве упрочняющих покрытий для режущих инструментов (быстрорежущие стали и твёрдые сплавы) и деталей машин. Это позволяет существенно (в 2—8 раз) повысить эксплуатац. ресурс упрочняемых изделий.

Лит.: Падалка В. Г., Толок В. Т., Методы плазменной технологии высоких энергий, «Атомная энергия», 1978, т. 44, с. 476; Дороднов А. М., Технологические плазменные ускорители, «ЖТФ», 1978, т. 48, в. 9, с. 1858; Аксёнов И. И. и др., Высокоэффективный источник чистой углеродной плазмы, «ЖТФ», 1980, т. 50, в. 9, с. 2000; Плазменная металлизация в вакууме, Минск, 1983. *В. Г. Падалка.*

ПЛА́ЗМЕННАЯ ЧАСТОТА́ — частота ленгмюровских колебаний, называемых также плазменными колебаниями и продольными ($\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{E}$) колебаниями пространственного заряда $\omega_p = \sqrt{4\pi ne^2/m_e}$, n — плотность, e и m_e — заряд и масса электрона, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $\boldsymbol{E}$ — электрич. поле, вызываемое разделением зарядов. В холодной плазме ($T_e = T_i$) ленгмюровские колебания не обладают дисперсией, т. е. П. ч. ω_p не зависит от длины волны. Подробнее см. в ст. *Волны в плазме.*

ПЛА́ЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРО́НИКА — раздел физики плазмы, изучающий коллективные взаимодействия плотных потоков (пучков) заряж. частиц с плазмой и газом, приводящие к возбуждению в системе линейных и нелинейных эл.-магн. волн и колебаний, и использование эффектов такого взаимодействия. Прикладные задачи, к-рые ставит и решает П. э., определяют её осн. разделы: плазменная СВЧ-электроника, изучающая возбуждение в плазме интенсивного когерентного эл.-магн. излучения, начиная от радио- и вплоть до оптич. диапазона длин волн; плазменные ускорители, осн. на явлении коллективного ускорения тяжёлых заряж. частиц электронными пучками и волнами в плазме; *плазменно-пучковый разряд*, основанный на коллективном механизме взаимодействия плотных пучков заряж. частиц с газом; турбулентный нагрев плазмы плотными пучками заряж. частиц и коллективные процессы при транспортировке и фокусировке пучков в проблеме УТС (см. *Ионный термоядерный синтез*); неравновесная *плазмохимия*, изучающая процессы образования возбуждённых молекул, атомов и ионов при коллективном взаимодействии пучков заряж. частиц с газом и плазмой.

Историческая справка. П. э. возникла после открытия А. И. Ахиезером и Я. Б. Файнбергом (1948), Д. Бомом (D. Bohm) и Э. Гроссом (E. P. Gross, 1949) явления пучковой неустойчивости, представляющего собой вынужденное черенковское излучение плотным моноэнергетич. пучком электронов продольных эл.-магн. волн в плазме. Одним из осн. направлений коллективных методов ускорения, основы к-рых были заложены работами советских учёных В. И. Векслера, Г. И. Будкера и Я. Б. Файнберга, является метод ускорения электронов и ионов волнами плотности заряда в плазме и некомпенсиров. пучках заряж. частиц, предложенный Я. Б. Файнбергом в 1956. В 1965 Е. К. Завойский и Я. Б. Файнберг предложили использовать электронные пучки и возбуждаемые ими эл.-магн. волны для пучкового и турбулентного *нагрева плазмы*. Идея турбулентного нагрева плазмы позволила Е. К. Завойскому в 1969 сформулировать осн. принципы инерциального электронного УТС. В 70-х гг. Д. Д. Рютовым был предложен нагрев плазмы релятивистскими пучками в *открытых ловушках*.

Параллельно возникли и развивались направления, связанные со слабоионизованной плазмой. Открытие плазменно-пучкового разряда (1961) послужило основой создания новых источников плазмы, использующих энергию плотных электронных пучков для ионизации газа. Создаваемая в таких источниках плазма оказалась сильно неравновесной с большим числом возбуждённых ионов, атомов и молекул в метастабильных состояниях, инициирующих ряд новых типов плазмохим. реакций. Неравновесная плазма пучкового разряда является рабочим веществом в плазмохим. реакторах по разделению изотопов, в квантовых генераторах когерентного излучения — плазменных лазерах и мазерах и др.

Коллективные взаимодействия. Все направления П. э. базируются на коллективных взаимодействиях

потоков заряж. частиц с плазмой и возбуждении сильных эл.-магн. полей. В основе коллективного взаимодействия лежат элементарные процессы излучения и поглощения эл.-магн. излучения заряж. частицами: одночастичный и коллективный эффекты Черенкова, нормальный и аномальный эффекты Доплера, циклотронное и синхротронное излучение и поглощение, ондуляторное излучение, параметрич. резонансное излучение, *переходное излучение*, томсоновское и комптоновское рассеяние, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние* и др. Если в плазме определённая группа частиц совершает упорядоченное движение, то при достаточно большой их плотности имеет место коллективное излучение эл.-магн. волн: часть энергии упорядоченного движения переходит в энергию эл.-магн. излучения. Именно так происходит в плазменных усилителях и генераторах эл.-магн. волн. В свою очередь, в регулярных полях возбуждённых в плазме волн сторонние заряж. частицы могут приобрести упорядоченную энергию (коллективное ускорение). В нерегулярных полях с относительно широким спектром плазменных волн заряж. частицы приобретают неупорядоченную энергию вследствие поглощения этих волн и происходит нагрев плазмы. Поскольку пучки заряж. частиц могут обладать весьма большой кинетич. энергией, то и нагрев плазмы может быть значительным, вплоть до термоядерных темп-р. Такое возможно, однако, только в случае сильноионизованной плазмы. В слабоионизованной плазме существ. часть энергии передаётся нейтральным атомам и молекулам, в результате чего происходит их разогрев, возбуждение, диссоциация и ионизация. Эти процессы, в свою очередь, инициируют новый тип разряда, плазменно-пучковый разряд, новые типы хим. реакций (плазменно-хим. реакции), а также определяют работу нового типа квантовых генераторов — плазменных лазеров и мазеров, основанных на переходах в ионных и ионно-молекулярных уровнях энергий.

Отличия и достоинства П. э. Подобно вакуумной и квантовой электронике П. э. основана на явлении индуцированного (вынужденного) излучения и поглощения эл.-магн. волн заряж. частицами в плазме. Но если вакуумная электроника рассматривает излучение потоков заряж. частиц, движущихся в электродинамич. структурах — металлич. либо диэлектрич. волноводах и резонаторах, то П. э. исследует излучение потоков заряж. частиц, движущихся в плазме, в плазменных волноводах и резонаторах (см. *Волновод плазменный*). Частота эл.-магн. излучения в вакуумной электронике определяется конечными геом. размерами волноводов и резонаторов, а в квантовой электронике — дискретностью энергетич. уровней излучателей (возбуждённых атомов и молекул); поэтому генераторы когерентного эл.-магн. излучения в вакуумной и в квантовой электронике узкополосны, менять их частоту плавно практически невозможно. В плазменных приборах частота зависит не только от геом. размеров волноводов и резонаторов, но и от плотности плазмы, поэтому излучатели в П. э. многомодовые; меняя плотность плазмы, можно менять частоты в широком интервале. В этом заключается одно из существ. отличий и преимуществ П. э. Так, напр., частота продольных ленгмюровских колебаний холодной изотропной плазмы (в системе ед. CGSE) $\omega_p = (3\cdot10^9 n_p)^{1/2}\text{с}^{-1}$, где n_p — плотность плазмы. При изменении реально используемой плотности плазмы в пределах $(10^{10}—10^{19})$ см$^{-3}$ можно возбуждать волны длиной $\lambda \approx (10^{-3}—10^2)$ см, что перекрывает всю полосу СВЧ от субмиллиметрового и до дециметрового диапазона. При наложении на плазму внеш. магн. поля диапазон частот собств. мод эл.-магн. колебаний плазмы расширяется.

Дисперсионное ур-ние, описывающее возбуждение волн моноэнергетич. нерелятивистским электронным пучком в простейшем случае холодной изотропной плазмы, записывается в виде

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - \mathbf{ku})^2} = 0. \qquad (1)$$

Здесь $\omega_b = \sqrt{3\cdot10^9 n_b}$ — ленгмюровская частота электронов пучка (*beam*), n_b — плотность, $\boldsymbol{u}$ — скорость пучка, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, ω — комплексная частота, действит. часть к-рой представляет частоту возбуждённых продольных колебаний поля, а мнимая часть — инкремент нарастания их амплитуды.

Если $n_p \gg n_b$, то, как следует из решения ур-ния (1), частота нарастающих во времени колебаний

$$\omega = \mathbf{ku}\left[1 + \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2}\left(\frac{n_b}{2n_p}\right)^{1/3}\right], \qquad (2)$$

причём $\mathbf{ku} = \omega_p$. Из соотношения (2) видно, что механизмом раскачки колебаний является эффект Черенкова — скорость пучка находится в резонансе с фазовой скоростью волны, но несколько больше последней. Раскачка колебаний происходит с инкрементом, равным $\text{Im}\,\omega$, до тех пор, пока скорость пучка не уменьшится до скорости волны. Отсюда можно найти амплитуду насыщения поля волны:

$$E^b_{\text{макс}} = \left[\alpha\left(\frac{n_b}{2n_p}\right)^{1/3} 8\pi n_b \frac{mu^2}{2}\right]^{1/2}, \ \alpha = 0{,}2—0{,}3. \qquad (3)$$

Второе отличие П. э. от вакуумной состоит в том, что если в последней возбуждаются поверхностные волны, либо осн. моды эл.-магн. колебаний диэлектрич. волноводов и резонаторов, то в П. э. происходит также эфф. возбуждение высоких объёмных мод с λ, намного меньшей геом. размеров плазменных волноводов и резонаторов. Макс. достижимая напряжённость электрич. поля в плазме $E^p_{\text{макс}} = (4\pi n_p mc^2)^{1/2}$ (c — скорость света) и при плотности плазмы $n_p \approx (10^{14}\div10^{18})$см$^{-3}$ составляет $E^p_{\text{макс}} \approx 10^7\div10^9$ В/см. В таком поле весьма эффективно будут ускоряться заряж. частицы до больших энергий на относительно малых длинах (на длине $\sim$100 см частицы могут ускоряться до $\sim10^3$ МэВ). Существенно и то, что при возбуждении высоких мод объёмных колебаний ослабляется возможность пробоев на стенках плазменных волноводов и резонаторов.

Осн. преимущество П. э. перед вакуумной — пропускать пучки с большими токами. В вакуумных системах токи пучков ограничены сверху пространственным зарядом. Напр., через вакуумный цилиндрич. волновод радиуса R можно транспортировать трубчатый электронный пучок с током, не превышающим

$$I_0 \approx 17\frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{\Delta/r_b + 2\ln(R/r_b)}\ [\text{кА}]. \qquad (4)$$

Здесь $\gamma = 1 + \varepsilon/mc^2$ — релятивистский фактор, ε — кинетич. энергия электрона, r_b — ср. радиус пучка толщиной $\Delta \ll r_b$.

При движении потоков заряж. частиц в плазме происходит компенсация объёмного заряда и тока индуцированными в плазме полями и токами. Благодаря этому в плазменных системах возможно достижение бо́льших токов, но и здесь существует верхний предел, определяемый устойчивостью пучка

$$I_\text{п} \approx \gamma^2 I_0. \qquad (5)$$

Из (5) видно, что для пучка с энергией 1 МэВ предельный плазменный ток $I_\text{п}$ достигает 100 кА, а мощность пучка — 100 ГВт, что намного превышает предельные значения в вакуумных системах. При этом скомпенсиров. по заряду пучки более однородны по сечению и поэтому более эффективно взаимодействуют с эл.-магн. волнами в плазме. В результате существенно повышается эффективность возбуждения эл.-магн. волн потоками заряж. частиц и достигаются значительно бо́льшие мощности излучения, чем в вакуумной электронике.

В 70-х гг. появились источники мощных высокоэнергетич. электронных и ионных пучков (энергия частиц

~1 МэВ, токи ~10^5—10^6 А). При длительности импульса ~10^{-7} с полная энергия в таких пучках >10^6 Дж, что вполне достаточно для инициирования термоядерной вспышки в дейтерий-тритиевых мишенях миллиметрового диаметра. Инерциальный УТС с использованием интенсивных ионных пучков считается одним из наиболее перспективных и интенсивно развивается.

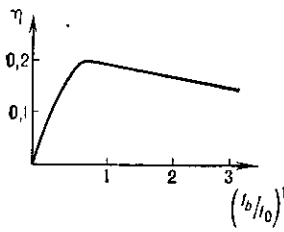
Релятивистская П. э. Мощные мегавольтные электронные пучки открыли новые перспективы перед П. э., связанные с релятивизмом электронов. Развитию релятивистской П. э. способствовало теоретич. доказательство увеличения с ростом γ эффективности η плазменно-пучкового взаимодействия

$$\eta \sim (n_b/2n_p)^{1/2}\gamma, \qquad (6)$$

несмотря на уменьшение линейного инкремента $\mathrm{Im}\omega \sim \gamma^{-1}$. Эл.-магн. колебания и волны в плазме обладают самыми разнообразными фазовыми скоростями. В плазме существуют колебания, фазовая скорость к-рых намного меньше скорости света и даже тепловой скорости частиц; к их числу относятся ленгмюровские колебания, ионно-звуковые и альфеновские волны и др. Такие волны легко возбуждаются нерелятивистскими пучками заряж. частиц. Но, обладая малыми фазовыми скоростями, такие волны заперты в плазме, не излучаются, а со временем диссипируют, поглощаясь частицами плазмы. Именно поэтому возбуждение медленных волн в плазме нерелятивистскими пучками заряж. частиц служит эффективным каналом для пучкового нагрева плазмы.

С др. стороны, в плазме существуют и быстрые эл.-магн. волны, фазовая скорость к-рых $\omega/k \approx u \gtrsim c$. Особенно много таких эл.-магн. волн в плазме, находящейся в сильном внеш. магн. поле (см. *Волны в плазме*). Очевидно, что возбуждение быстрых волн в плазме возможно лишь интенсивными релятивистскими электронными пучками. Поэтому с появлением мощных источников релятивистских электронных пучков стала бурно развиваться релятивистская плазменная СВЧ-электроника.

Релятивистские скорости и большие токи изменяют характер взаимодействия сильноточных релятивистских электронных пучков с плазмой. Тот факт, что при $\gamma^2 \gg 1$ даже значит. потери энергии электронов не нарушают условие черенковского резонанса, проявляется в увеличении кпд генерации эл.-магн. излучения (6). Эта оценка справедлива, пока $\eta \lesssim 0{,}1 \div 0{,}2$. При больших токах пучка величину η удаётся определить только численно. В оптимальных условиях, когда геометрии пучка и плазмы совпадают, значения η весьма высоки и медленно спадают с ростом тока пучка (рис.).



Зависимость кпд генерации η электромагнитного излучения в плазменном генераторе с релятивистским пучком от тока пучка I_b.

При $\mathscr{E} \simeq 1$ МэВ и $I_b = 2I_0 \simeq 25$ кА (в пучке с $\Delta \simeq 0{,}15$ см при этом $n_b \simeq 5 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$) $\eta \simeq 0{,}2$, т. е. ок. 20% электрич. энергии пучка может перейти в энергию эл.-магн. излучения; мощность излучения составит 5 ГВт. Поскольку фазовая скорость эл.-магн. волн при этом очень близка к скорости света, всё излучение практически без потерь будет выходить из плазмы (потери вследствие отражения от поверхности плазмы не превышают 2,5%).

Частота генерируемого излучения в случае $\gamma^2 \gg 1$ даётся ф-лой

$$\mathrm{Re}\omega \simeq \sqrt{\omega_p^2 - k_\perp^2 u^2 \gamma^2}. \qquad (7)$$

Здесь $k_\perp$ — поперечное волновое число возбуждаемой пучком плазменной эл.-магн. волны. В случае возбуждения аксиально-симметричных мод колебаний в плазме с трубчатой геометрией, совпадающей с геометрией пучка ($r_b = r_p$, $\Delta = \Delta_p$), имеем

$$k_{\perp n}^2 = \begin{cases} \dfrac{1}{r_p\Delta} \cdot \dfrac{1}{\ln(R/r_b)}, & n = 0; \\ \dfrac{2n}{r_p\Delta}, & n \neq 0. \end{cases} \qquad (8)$$

Из ф-л (7) и (8) следуют весьма важные выводы. При условии

$$k_{\perp 1}^2 u^2\gamma^2 > \omega_p^2 > k_{\perp 0}^2 u^2\gamma^2 \qquad (9)$$

в системе будет возбуждаться одна единственная осн. мода колебаний, частота к-рой растёт с увеличением плотности плазмы; т. е. частота, в отличие от вакуумной электроники, не жёстко связана с размерами резонатора, а может меняться в широком диапазоне. Для указанных выше параметров плазмы и пучка $\omega_{\text{макс}} \simeq 2{,}5 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ (что соответствует длине волны $\lambda \approx 8$ мм) при $n_{p\text{макс}} \approx 5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Поскольку фазовая скорость возбуждаемой волны близка к скорости света, поле волны сильно непотенциально, причём энергия поля составляет 20% от энергии пучка. А это означает, что напряжённость поля достигает величины $E_{\text{макс}} = 3 \cdot 10^6$ В/см; такое поле может обеспечить ускорение заряж. частиц в плазме до энергии 300 МэВ на длине 100 см, что безусловно является ещё одним преимуществом сильноточной релятивистской П. э.

Такое высокоэфф. возбуждение эл.-магн. излучения, так же как и эфф. ускорение заряж. частиц волнами в плазме, возможно только в условиях одномодового возбуждения, т. е. в условиях (9). Если же плотность плазмы очень велика, так что выполняется неравенство $\omega_p^2 > k_{\perp n}^2 u^2\gamma^2$ для большого числа мод колебаний, то в плазме происходит возбуждение многомодового излучения, к-рое быстро поглощается электронами плазмы и приводит к их разогреву. Кпд преобразования энергии пучка в энергию многомодового излучения при этом остаётся прежним (6), что позволяет дать оценку разогрева электронов плазмы сильноточным релятивистским электронным пучком:

$$T_e \simeq \eta \frac{n_b}{n_p} mc^2(\gamma - 1). \qquad (10)$$

Для приведённых выше параметров пучка при $n_p \simeq 10^{15}$ см$^{-3}$ имеем $T_e \simeq 500$ эВ ($5 \cdot 10^6$К), что свидетельствует о возможности нагрева плазмы сильноточными пучками электронов до высоких термоядерных темп-р и инициирования термоядерных реакций.

Сильноточные релятивистские электронные пучки имеют ещё одно преимущество. Они могут инициировать плазменно-пучковый разряд и создавать плазму высокой плотности в разл. плазмохим. реакторах. Обладая большой энергией в целом, релятивистские электронные пучки способны обеспечить большой выход в одном импульсе и высокую ср. мощность при использовании пучков импульсно-периодич. режимов. А высокая энергия электронов обусловливает хорошую однородность плазмохим. реакторов даже при очень больших давлениях газа в них, намного превышающих атмосферное. Именно благодаря таким преимуществам на плазменно-пучковом разряде с использованием сильноточных релятивистских электронных пучков реализованы *химические лазеры* на водородо-фтористых смесях, дающие когерентное излучение на длине волны $\lambda \simeq 3$ мкм с энергией до неск. кДж в импульсе длительностью $\tau \leqslant 100$ нс и обладающие кпд по отношению к энерговкладу пучка в газ до 700%. Созданы эксимерные плазменные лазеры на смесях Ar + Fr + Kr субмикронного диапазона длин волн с энергией до 1 кДж в импульсе длительностью $\tau \simeq 40$ нс и кпд до 10%.

Релятивистская П. э., в особенности экспериментальная, сделала только первые шаги. Теория уже сформулировала ряд интересных физ. проблем, связанных с релятивизмом и сильноточностью пучков, к-рые требуют эксперим. исследования. Тем не менее много нерешённых проблем осталось и у теории, и в первую очередь исследования разл. механизмов взаимодействия электронных пучков с плазмой.

Лит.: 1) Файнберг Я. Б., Ускорение частиц в плазме, «Атомная энергия», 1959, т. 6, с. 431; 2) его же, Ускорение заряженных частиц в плазме, «УФН», 1967, т. 93, с. 617; 3) Бернашевский Г. А. и др., Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ, М., 1965; 4) Рабинович М. С., Рухадзе А. А., Принципы релятивистской СВЧ плазменной электроники, «Физика плазмы», 1976, т. 2, с. 715; 5) Богданкевич Л. С., Рабинович М. С., Рухадзе А. А., Релятивистская сильноточная СВЧ плазменная электроника, «Изв. ВУЗов. Физика», 1979, т. 10, с. 47; 6) Файнберг Я. Б., Некоторые вопросы плазменной электроники, «Физика плазмы», 1985, т. 11, с. 1398; 7) Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Плазменная СВЧ электроника, «УФН», 1981, т. 133, с. 3; 8) Кузелев М. В. и др., Релятивистская сильноточная плазменная СВЧ электроника: преимущества, достижения, перспективы, «Физика плазмы», 1987, т. 13, с. 1370.
Я. Б. Файнберг, А. А. Рухадзе.

ПЛАЗМЕННО-ПУЧКО́ВЫЙ РАЗРЯ́Д — один из видов *электрического разряда в газе*, в к-ром в межэлектродное пространство вводится ускоренный электронный пучок и плазма разряда разогревается гл. обр. за счёт плазменно-пучковой неустойчивости (см. *Пучковая неустойчивость*). В результате развития неустойчивости электронный пучок размывается по скоростям с уменьшением ср. энергии электронов в пучке и передачей части первонач. энергии пучка ленгмюровским колебаниям. Затем значит. часть энергии ленгмюровских колебаний передаётся тепловым электронам плазмы. Разогрев тепловых электронов происходит за счёт затухания ленгмюровских колебаний при электрон-атомных и электрон-ионных столкновениях, при рассеянии ленгмюровских колебаний на тепловых электронах с трансформацией ленгмюровских волн в ионно-звуковые, при затухании ленгмюровских колебаний в области уменьшающейся концентрации плазмы и т. д.

Доля α энергии пучка, трансформируемая в энергию ленгмюровских колебаний, зависит от первонач. разброса скоростей электронов пучка Δv и от длины L взаимодействия пучка с плазмой. Наиб. значения α ($\alpha \sim 1$) реализуются для достаточно размытого пучка $\Delta v/v_1 > (n_1/n)^{1/3}$ при $L > (v_T/\omega_{0e})(v_T/v_1)(n/n_1)\Lambda$. Здесь v_1 и n_1 — скорость и концентрация электронов в пучке, v_T и n — средняя скорость и концентрация тепловых электронов, $\omega_{0e} = \sqrt{4\pi ne^2/m_e}$ — ленгмюровская частота, Λ — *кулоновский логарифм*.

В П.-п. р. значительный, а зачастую определяющий вклад в ионизацию вносят разогретые тепловые электроны плазмы, концентрация к-рых по мере развития разряда обычно начинает превышать концентрацию электронов в пучке. На формирование ф-ции распределения тепловых электронов оказывают влияние упругие и неупругие столкновения, а также ускорение электронов в электрич. полях ленгмюровских колебаний.

Диапазон токов i и напряжений u в П.-п. р. весьма широк: $i \simeq (0{,}1—10^5)$ А, $u \simeq (10—10^6)$ В. В основном П.-п. р. изучен в протяжённой геометрии. Часто в экспериментах для фокусировки пучка использовалось продольное магн. поле с напряжённостью $H > 10^3$Э. Изучен также маломощный П.-п. р. в узком зазоре, возникающий при наложении импульса напряжения на кнудсеновскую плазму *низковольтной дуги*, в к-рой длина свободного пробега электронов пучка больше разрядного промежутка. Пучок здесь формируется на *катодном падении* напряжения.

Для мощных импульсных П.-п. р. характерно возникновение обратного тока, к-рый создаётся образующимися в результате ионизации газа вторичными электронами. Последние ускоряются под действием индуцированного электрич. поля, возникающего при импульсном увеличении тока разряда. В сильноточном импульсном П.-п. р. обратный ток вносит существенный вклад в полный ток.

Лит.: Кингсеп С. С. и др., Механизм ионизации газа сильноточным пучком электронов, «ЖЭТФ», 1972, т. 63, с. 2132; Лебедев П. М. и др., Теория плазменно-пучкового разряда, «Физика плазмы», 1976, т. 2, с. 407; Иванов А. А., Соболева Т. К., Юшманов П. Н., Перспективы использования плазменно-пучкового разряда в плазмохимии, «Физика плазмы», 1977, т. 3, с. 152; Бакшт Ф. Г. и др., Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде, М., 1990.
Ф. Г. Бакшт, В. Г. Юрьев.

ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИ́ГАТЕЛИ — космич. реактивные (ракетные) двигатели с рабочим веществом в плазменной фазе, использующие для создания и ускорения потока плазмы электрич. энергию. П. д. представляют собой соответствующим образом оптимизированные *плазменные ускорители*. П. д.— составная часть семейства *электроракетных двигателей* (ЭРД), в к-рое входят также ионные и эл.-нагревные двигатели. При эл.-магн. ускорении плазмы скорость истечения существенно превосходит тепловую скорость, характерную для хим. (тепловых) ракетных двигателей, что в соответствии с ф-лой Мещерского — Циолковского (см. *Механика тел переменной массы*) расширяет диапазон достижимых характеристич. скоростей и увеличивает долю полезной нагрузки на космич. летат. корабле (КЛА). П. д. функционируют на борту КЛА в условиях невесомости либо очень малых гравитац. полей. П. д. имеют малую тягу (10^{-2}—10^{-1}Н), работают длит. время ($\geqslant 10^3$ ч) при большом числе включений. С учётом огранич. возможностей совр. космич. энергетики осн. критериями оптимизации П. д. являются весовые и габаритные характеристики электроракетных двигат. установок (ЭРДУ), ресурс их работы, энергетич. цена тяги $u/2\eta$ (u — скорость истечения, $\eta = Fu/2N$ — тяговый кпд, где F — тяга, N — потребляемая электрич. мощность), уменьшающаяся при заданной скорости истечения по мере роста η.

Использование П. д. (ЭРД) даёт возможность прецизионно установить требуемые параметры орбиты КЛА, поддерживать их неизменными и осуществлять перевод КЛА с одной траектории на другую.

Интенсивная разработка П. д. началась в кон. 1950-х гг. В качестве прототипов П. д. рассматривались все схемы плазменных ускорителей. Однако до сих пор применяются только два типа П. д.: эрозионный импульсный П. д. (ИПД) и стационарный (неимпульсный) П. д. (СПД). В эрозионных ИПД электрич. разряд развивается вдоль поверхности рабочего вещества (типа фторпласта, напр. тефлона), к-рое испаряется, частично ионизуется, и образовавшаяся плазма термически ускоряется. С помощью таких П. д. создаются регулярные малые, точно дозированные импульсы тяги, недостижимые при работе ракетных двигателей др. типов. Первый ИПД создан в СССР в 1930. В космич. условиях эрозионные ИПД впервые были успешно испытаны в 1964 на борту советской межпланетной космич. станции «Зонд-2». ЭРДУ с четырьмя эрозионными ИПД (рис.) функционировала с 1968 в течение более

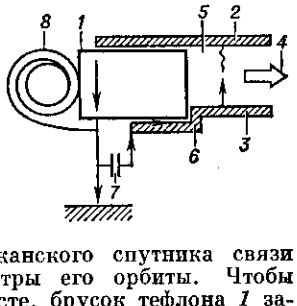


Схема эрозионного импульсного плазменного двигателя спутника LES-6: *1* — брусок тефлона; *2* — катод; *3* — анод; *4* — струя плазмы; *5* — устройство для поджига разряда; *6* — буртик; *7* — конденсатор; *8* — пружина подачи.

чем 2 лет на борту американского спутника связи LES-6, поддерживая параметры его орбиты. Чтобы удержать разряд в одном месте, брусок тефлона *1* закреплён с одной стороны буртиком (выступом) *6*, с другой — пружиной *8*, к-рая подаёт брусок вперёд по мере его выгорания. Запасаемая энергия 1,85 Дж, унос

вещества за разряд 10^{-8} кг, скорость истечения 3 км/с. Двигатель рассчитан на $12 \cdot 10^6$ разрядов с импульсом $2 \cdot 10^{-5}$ Н/с.

СПД — исторически сложившееся, не очень удачное название двигат. варианта плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяжённой зоной ускорения. Эти двигатели могут работать длит. время в пост. режиме. ЭРДУ с двумя СПД, работавшими на ксеноне, каждый мощностью 400 Вт, скоростью истечения ~10 км/с и тягой $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ Н впервые функционировала на борту советского ИСЗ «Метеор» в 1972. С её помощью за 170 ч работы высота орбиты ИСЗ изменили; 3) столкновениями ионов с ионами, благодаря к-рым энергия хаотич. движения ионов переходит в энергию направленного движения (тепловое или газодинамич. ускорение ионов). Наиб. значение для П. у. имеет электрич. ускорение ионов, меньшее — два последних механизма.

Создание электрич. поля в плазме, обладающей подвижными электронами, представляет, вообще говоря, сложную задачу. Из *Ома обобщённого закона*

$$j/\sigma = \frac{\nabla p_e}{en} + \boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_e \boldsymbol{H}]$$

электродами — рельсами Р (рис. 3,*а*), к-рая при этом испаряется и ионизуется, либо за счёт ионизации газа, впрыскиваемого в межэлектродный промежуток через спец. клапан. При разряде на ток в плазменной перемычке П (достигающий десятков и сотен кА) действует собств. магн. поле электрич. контура, в результате чего за время ~1 мкс и происходит ускорение сгустка. В нач. 60-х гг. появились им-

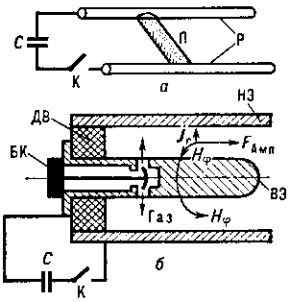


Рис. 3. Плазменные ускорители с собственным магнитным полем: *а* — схема рельсотрона; *б* — схема коаксиального импульсного плазменного ускорителя. Быстродействующий клапан БК подаёт газ в зазор между внутренним (ВЭ) и наружным (НЭ) электродами.

пульсные коаксиальные ускорители. Эти ускорители обычно работают на газе (рис. 3,*б*), хотя достаточно часто используются «эрозионные» П. у., в к-рых рабочим веществом служат продукты эрозии диэлектрич. вставки ДВ, либо пары электродов. Импульсные П. у., работающие на водороде, позволяют получать потоки со скоростями ~10^8 см/с (10 кэВ/частицу) с общим энергосодержанием, приближающимся к мегаджоулю (~10^{22} частиц/импульс).

Стационарные сильноточные П. у. В принципе коаксиальные П. у. можно сделать стационарными (работающими в непрерывном режиме), если поддерживать напряжение и непрерывно подавать между электродами рабочее вещество. Для оптимизации процесса в случае работы на газе канал надо делать переменной ширины (рис. 4,*а*). Если анод сделать сплошным, то при пост. подаче рабочего вещества и непрерывном увеличении разрядного тока $I_р$ скорость истечения плазмы и кпд ускорителя сначала будут расти (уменьшается уд. вес затрат на ионизацию, нагрев плазмы и потери на стенки). Однако при нек-ром значении $I_р$ происходит вынос большой части разрядного тока за срез ускорителя, напряжение резко возрастает, падает кпд, в ускорителе возникают колебания. Наступает т. н. критич. режим. Его физ. причиной является в конечном счёте обеднение ионами прианодной области, к-рое происходит под действием объёмного электрич. поля. Такой критич. режим наиб. эффективно устраняют подачей части рабочего вещества через анод (переход в режим «ионного токопереноса»), для чего используют не сплошной, а пористый или стержневой анод. Наиб. часто такая схема применяется в квазистационарных П. у., работающих при мощностях ~10^8 Вт с длительностью импульса ~1 мс.

В стационарных коаксиальных П. у. большой нагрузке подвергается не только анод, но и катод, где превалируют тепловые нагрузки вследствие гибели ионов. В области умеренных мощностей ($N \leqslant 10^4$ кВт) проблема катода решается переходом на «торцевую» схему с коротким катодом, через к-рый одновременно подаётся рабочее вещество.

На нормально работающих торцевых П. у. с собств. магн. полем при разрядных токах ок. 10^4 А удаётся получить стационарные потоки плазмы со скоростями 50 км/с. Торцевой плазменный ускоритель становится неработоспособным не только при больших, но и при малых разрядных токах $I_р$. Поскольку сила Ампера (за счёт к-рой происходит ускорение в П. у.) пропорц. $I_р^2$, при $I_р < 1000$ А она в реальных условиях становится меньше, чем газокинетич. давление, и торцевой П. у. превращается в обычный плазмотрон. Чтобы увеличить эффективность торцевого П. у. при малых мощностях, в рабочем канале создают внеш. магн. поле (рис. 4,*б*). Получающийся П. у. наз. торцевым холловским или магнитоплазменным ускорителем. Он позволяет получать потоки плазмы со скоростями в десятки км/с при мощности $\gtrsim 10$ кВт. Замечат. особенность торцевых П. у.— способность создавать потоки частиц с энергией, в неск. раз превосходящей приложенную разность потенциалов. Это объясняется увлечением ионов электронным потоком, идущим из катода (электронным ветром).

Наряду с «внешней» подачей рабочего вещества через катод, значит. распространение в установках для плазменной технологии получи-

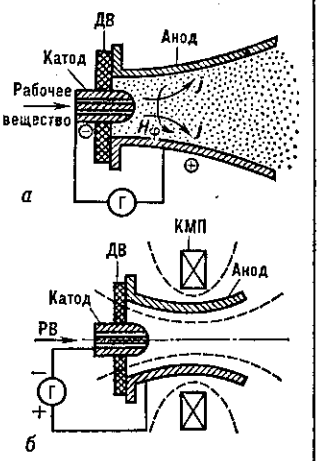


Рис. 4. Стационарные сильноточные плазменные ускорители: *а* — схема торцевого плазменного ускорителя (ДВ — диэлектрич. вставка); *б* — схема торцевого магнитоплазменного ускорителя (ДВ — диэлектрическая вставка; КМП — катушка магнитного поля; РВ — рабочее вещество).

ли торцевые магнитоплазменные ускорители с эрозией (за счёт катодных пятен) охлаждаемых катодов.

Квазистационарный сильноточный П. у. Переход в область мощностей $> 10^7$ Вт и скоростей истечения $\gtrsim 10^7$ см/с требует не только использования ионного токопереноса, но и защиты катода от тепловых перегрузок. В этих условиях можно применить длинный катод и для пропускания тока использовать его боковую поверхность, как это сделано в коаксиальном импульсном П. у. (рис. 3, *б*). Однако теперь для обеспечения стационарности течения зазор между электродами должен иметь переменную ширину, сужение, как сопло Лаваля. Это течение подчиняется ур-нию Бернулли:

$$\frac{v^2}{2} + i(\rho) + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const}.$$

Здесь $i(\rho)$ — энтальпия. Из ф-лы следует, что макс. скорость плазмы на выходе из такого П. у.

$$v_{\text{макс}} = \sqrt{2\left[v_{з0}^2/(\gamma-1) + v_{A0}^2\right] + v_0^2} \approx \sqrt{2}\, v_{A0}$$

(знаком «0» отмечены значения параметров на входе в канал, $v_{з0}$ — скорость звука, v_{A0} — альвеновская скорость, γ — показатель адиабаты).

П. у. с внешним магнитным полем. Если требуется получать стационарные потоки малой мощности ($\gtrsim 100$ Вт) или потоки частиц с большими скоростями ($\gtrsim 10^8$ см/с), особенно удобными оказываются т. н. П. у. «с замкнутым дрейфом», один из видов к-рых изображён схематически на рис. 5. Если между анодом и катодом приложить разность потенциалов, то электроны начнут дрейфовать перпендикулярно электрич. ***E*** и магн. ***H*** полям, описывая кривые, близкие к циклоиде. Длина ускорительного канала L выбирается так, чтобы высота электронной циклои-

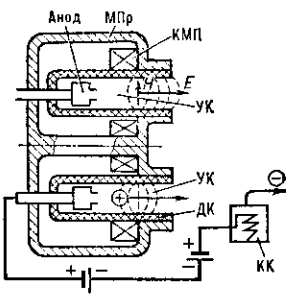


Рис. 5. Схема плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом. Магнитное поле создаётся магнитопроводом МПр и катушками КМП; ДК — диэлектрическая камера.

ды h_e была много меньше L ($L \gg h_e$). В этом случае говорят, что электроны «замагничены». Высота ионной циклоиды h_i в силу большой массы (M_i) иона в M_i/m_e раз превосходит h_e (m_e — масса электрона). Поэтому если сделать длину канала L много меньше h_i, то ионы будут

слабо отклоняться магн. полем и под действием электрич. поля будут ускоряться практически по прямой линии. Энергия, набираемая ионами в таком ускорителе, близка к разности потенциалов, приложенной между анодом и катодом, умноженной на заряд иона, а разрядный ток близок к току ускоренных ионов. В целом описываемый П. у. работает след. образом. Ускоряемый газ поступает через анод в кольцевой ускорительный канал УК (рис. 5). Здесь в облаке дрейфующих электронов нейтральные атомы ионизуются. Возникший при ионизации электрон за счёт столкновений и под влиянием колебаний диффундирует на анод, а ион, ускоренный электрич. полем E, покидает канал. После выхода из канала ион (чтобы не нарушалась квазинейтральность) получает электрон от катода-компенсатора КК. Существует ряд модификаций П. у. с замкнутым дрейфом (с анодным слоем, однолинзовые, многолинзовые и т. п.). Эти ускорители в стационаре позволяют получать плазменные потоки с эфф. током ионов от единиц до сотен А с энергией от 100 эВ до 10 кэВ и более. П. у. с анодным слоем представляют собой системы, в к-рых для ускорения ионов используются слои толщиной порядка электронного ларморовского радиуса, подобно тем, к-рые обеспечивают «магн. изоляцию».

Существуют не только стационарные, но и импульсные П. у. с анодным слоем. Примером могут служить «магнитоизолиров. диоды», с помощью к-рых получают ионные токи до 1 МА с энергией 1 МэВ. Длительность импульса таких систем составляет обычно доли мкс.

Применение П. у. Первые П. у. (рельсотроны) появились в сер. 1950-х гг. С тех пор эти системы непрерывно изучаются и совершенствуются. Они нашли применение как *плазменные двигатели* (см. также *Электроракетные двигатели*), в технологии для чистки поверхностей (методом катодного распыления), нанесения металлич. плёнок на разл. поверхности, в исследованиях по ионосферной аэродинамике, в термоядерных исследованиях (в качестве инжекторов плазмы), *плазмохимии*, в лазерной технике, для активных экспериментов в космосе и т. д.

Лит.: Плазменные ускорители, М., 1973; Физика и применение плазменных ускорителей, под ред. А. И. Морозова, Минск, 1974; Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П., Плазменные ускорители, М., 1983; Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 5, М., 1984; Плазменные ускорители и ионные инжекторы, под ред. Н. П. Козлова, А. И. Морозова, М., 1984.

А. И. Морозов.

ПЛА́ЗМЕННЫЙ ГЕНЕРА́ТОР — 1) генератор низкотемпературной плазмы, то же, что *плазмотрон*. 2) П. г. СВЧ-излучения — источник эл.-магн. излучения, возникающего при взаимодействии релятивистского пучка электронов с плазмой. Подробнее см. в ст. *Плазменная электроника*.

ПЛА́ЗМЕННЫЙ КАТО́Д (в общем случае — плазменный электрод) — область разряда вблизи собственно катода, в к-рой плазма создаётся при помощи спец. средств, не связанных с осн. разрядом. Способов образования П. к. существует несколько. К их числу можно отнести взрыв микроострий на катоде с образованием плазменного факела в вакуумном диоде [1], *скользящий разряд* вдоль поверхности диэлектрика [1, 2], дополнит. *дуговой разряд* с вдувом инертного газа для защиты электродов от коррозии в МГД-генераторах [3] и т. п. Осн. назначение П. к.— обеспечить управление плотностью тока на катоде независимо от величины тока осн. разряда.

Лит.: 1) Месяц Г. А., Генерирование мощных наносекундных импульсов, М., 1974; 2) Газовые лазеры, под ред. И. Мак-Даниеля и У. Нигэна, пер. с англ., М., 1986; 3) Магнитогидродинамические генераторы открытого цикла, под ред. Дж. Хейвуда и Г. Бумека, пер. с англ., М., 1972.

Э. И. Асиновский.

ПЛА́ЗМЕННЫЙ ФО́КУС — нестационарный сгусток плотной высокотемпературной дейтериевой плазмы, являющийся локализов. источником нейтронов и жёстких излучений; так же называют и электроразрядную установку, в к-рой получается эта плазма. П. ф. относится к разряду пинчей (см. *Пинч-эффект*); образуется в области кумуляции токовой оболочки на оси газоразрядной камеры спец. конструкции, вследствие чего, в отличие от z-пинча, приобретает нецилиндрическую (обычно воронкообразную) форму. Благодаря этому удаётся резко повысить плотность энергии в плазме (эффект фокусировки) и стимулировать ряд процессов, приводящих к генерации мощных импульсов жёстких излучений [1]. В 90-е гг. термоядерный кпд П. ф. достигает 0,1% от энергии, запасённой в источнике питания (в пересчёте на дейтерий-тритиевую смесь), мощность нейтронного излучения $\sim 10^{21}$ н/с, жёсткого и мягкого рентг. излучения $\sim 10^{10}$ Дж/с и 10^{11} Дж/с соответственно. Малые размеры излучающей области (0,01—3 см), относит. компактность и дешевизна конструкции делают этот источник одним из наиб. перспективных.

П. ф. был открыт Н. В. Филипповым в 1954 [2] в процессе изучения z-пинчей в плоской металлич. камере (рис. 1, слева), а затем аналогичные явления наблюдались Дж. Мейзером в 1961 [3] в коаксиальных плазменных инжекторах (рис. 1, справа). Как видно из рис., установка, с помощью к-рой наблюдается П. ф., состоит из источника импульсного питания *1* (обычно малоиндуктивная конденсаторная батарея), ключа *2* (обычно разрядник высокого давления) и разрядной камеры, корпус к-рой *3* является катодом; от него изолятором *4* отделён внутр. электрод *5* — анод. После откачки воздуха камера заполняется рабочим газом —

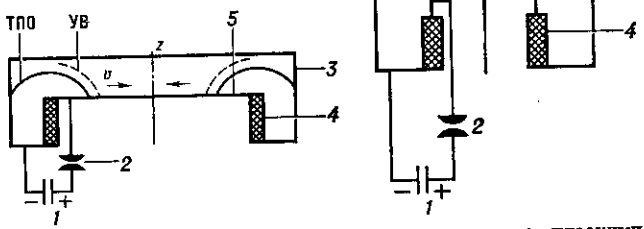


Рис. 1. Схема плазменного фокуса: слева — с плоскими электродами; справа — с цилиндрическими электродами. УВ — ударная волна; ТПО — токово-плазменная оболочка.

дейтерием, водородом, дейтерий-тритиевой смесью (часто с добавками благородных газов) при давлении 0,5—10 мм рт. ст. либо чистыми благородными газами при давлении 10^{-2}—10^{-1} мм рт. ст. Далее через газ осуществляется разряд мощной конденсаторной батареи — проводится серия т. н. тренировочных пусков установки с целью очистки камеры от посторонних примесей (удаления воздуха из электродов и изолятора); насыщения анода рабочим газом для поддержания ионной составляющей тока; напыления металлич. плёнки на изолятор для повышения его электрич. прочности; напыления на анод металлич. плёнки вперемежку с атомами газа для облегчения электрич. взрыва на его поверхности при переходе в т. н. рентг. режим (см. ниже). Во время этих пусков выход жёстких излучений не наблюдается. С ростом числа пусков появляются жёсткие излучения и каждая установка проходит три стадии, сменяющие друг друга через неск. сотен пусков: 1) режим с одним сжатием; 2) режим с двумя сжатиями; 3) рентг. режим. Физ. процессы, происходящие в зоне П. ф., сложны и многообразны, наиб. характерны для него сгребание плазмы, образовавшейся ударной волной, сжатие плазмы в центре анода, обрыв тока.

Режим с одним сжатием. В этом режиме после подачи напряжения на анод (~20—40 кВ) происходит пробой рабочего газа по поверхности изолятора, на к-рой по

мере нарастания разрядного тока формируется токово-плазменная оболочка (ТПО), имеющая волокнистую структуру. Затем эта оболочка отрывается от изолятора, волокна её смыкаются и, ускоряясь до скоростей $\sim(2—3)\cdot10^7$ см/с и толкая перед собой ударную волну, она сгребает газ (плазму) к центру камеры. При этом форма оболочки становится воронкообразной, что приводит к частичному вытеканию плазмы вдоль оси. В результате выброса массы на ограниченном по высоте участке пинча удаётся резко повысить степень сжатия по радиусу, что увеличивает концентрацию энергии в единице объёма плазмы. При плоском сжатии плотность повышается примерно в 4 раза, в цилиндрич. камере с учётом отражения ударной волны — в 33 раза, а при вытекании вещества вдоль оси плотность повышается в 10^3 раз (с учётом снижения энтропии). Размеры камеры и индуктивность внеш. цепи выбирают такими, чтобы момент макс. сжатия плазмы вблизи оси z совпал с моментом макс. значения тока. При этом ТПО так сжимается, что отношение её нач. радиуса к конечному достигает величины 10^3. В момент макс. сжатия излучается небольшой импульс нейтронного и рентг. излучений. Темп-ра плазмы при этом равна $\sim5\cdot10^6$К (0,5 кэВ). Нек-рое время ($\sim10^{-7}$ с) удерживается прямой пинч (рис. 2,*а*), а затем на его поверхности начинает развиваться неустойчивость Рэлея — Тейлора. Однако обычно в режиме с одним сжатием раньше образования неустойчивости происходит обрыв тока, сопровождающийся резким увеличением напряжения на пинче (в 10—100 раз) вследствие быстрого увеличения аномального сопротивления плазмы в области скин-слоя за счёт микротурбулентности. Разорвавшаяся часть пинча становится плазменным диодом, на к-ром происходит ускорение электронов к аноду и ионов к катоду до энергий $\sim10^5$—10^6 эВ. Когда происходит обрыв тока, то скорость электронов достигает $\sim10^9$ см/с, вместо электрич. тока через пинч идёт ускоренный поток электронов, к-рый самофокусируется внутри плазмы пинча. В фокальной зоне вблизи анода он испытывает аномальное поглощение, порождая мощную ударную волну, к-рая, проходя через пинч, нагревает его до темп-ры $\sim(2—3)\cdot10^7$ К (2—3 кэВ) и даёт мощную вспышку нейтронного излучения.

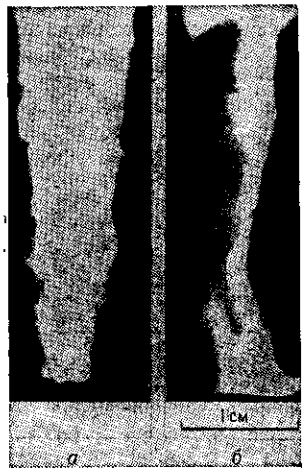


Рис. 2. Обскурограмма пинча в плазменном фокусе: *а* — в режиме с одним сжатием; *б* — в режиме с двумя сжатиями.

Режим с двумя сжатиями. По мере утолщения напылённой на анод плёнки металла с насыщенным в ней газом установка автоматически переходит в режим с двумя сжатиями. Последовательность процессов та же, однако обрыв тока происходит позже, когда неустойчивость Рэлея — Тейлора уже успела развиться. При этом в цилиндрич. камерах часто второе сжатие наблюдается в виде неск. перетяжек, тогда как в камере с плоскими электродами на заключит. стадии может образоваться снова прямой пинч той же высоты, но меньшего диаметра и большей плотности (рис. 2, *б*). Заключит. стадия П. ф. в этом режиме полностью идентична соответствующему процессу режима с одним сжатием. В этом режиме наблюдаются две начальные сравнительно малоинтенсивные вспышки нейтронного и рентг. излучений, а в осн. вспышке их интенсивность возрастает в неск. раз вследствие достижения более высоких плотностей тока, магн. поля и плазмы. Проникновение магн. поля в плазму начинается вблизи анода, где напылённая на его поверхность за предыдущие разряды плёнка оказывается легкораспыляемой.

В рентгеновском режиме электрич. «взрыв» поверхности проводника происходит до момента схождения ТПО к оси. Этот режим приходит на смену предыдущему, когда толщина напылённого на анод металла, насыщенного рабочим газом, достигает десятков мкм. Контрактация тока к оси П. ф. при этом происходит с более высокими скоростями (до 10^8 см/с). Рабочий газ в основном «отжимается» от анода, так что в конце пинчевания вблизи центра этого электрода формируется короткий (<1 см) пинч малого диаметра (~1 мм) с плазмой высокой плотности $\sim(3—5)\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. В этом плазменном сгустке снова образуется плазменный диод (разрыв на пинче), напряжение на к-ром после резкого подъёма ($<10^{-8}$ с) до величин ок. 0,5 МэВ медленно ($>10^{-7}$ с) снижается. При этом мощный электронный поток, заменивший во втором режиме ток проводимости, сам замагничивается и замещается через нек-рое время ионным потоком. Часть ионов этого потока, имеющих ср. энергии $\sim20—200$ кэВ, оказывается захваченной собств. магн. полями П. ф. (токовыми круговыми и сжатым продольным). Весьма высокая концентрация токов и полей, достигаемая в этом режиме, приводит к генерации мощных потоков заряж. частиц, а удержание ионов ср. энергии в собств. полях является причиной генерации высокоинтенсивного нейтронного излучения.

Изменение энергии питания П. ф. в диапазоне 10^{-3} — 1 МДж меняет его выходные параметры. Выход нейтронов растёт с увеличением энергии как квадрат энергозапаса или четвёртая степень тока. При этом спектр нейтронного излучения не меняется; электронная темп-ра и плотность плазмы практически не зависят от энергозапаса; однако с увеличением разрядного тока примерно линейно растёт энергосодержание пучков заряж. частиц и время удержания плазмы и замагниченных ионов, тогда как объём плазмы увеличивается квадратично с ростом тока.

Увеличения плотности и темп-ры плазмы можно достичь с помощью радиац. охлаждения, если вносить в плазму П. ф. примеси веществ с большим зарядом ядра в виде нач. добавок к рабочему газу или лазерным впрыскиванием в центр. часть. На этой основе создаются проекты осуществления в П. ф. т. н. радиац. коллапса, при к-ром планируется достичь термоядерных темп-р и плотностей плазмы, превышающих плотность твёрдого тела [4].

Дальнейшее увеличение плотности и темп-ры плазмы, энергосодержания пучков заряж. частиц и повышение нейтронного и рентг. выхода связываются также (помимо увеличения энергозапаса) с профилированием тока во времени и пространстве, с замагничиванием α-частиц, с лазерным инициированием разряда и комбинир. пучково-лазерным воздействием на плазму П. ф., а также с созданием на основе П. ф. гибридного реактора синтез — деление [5].

Установки с П. ф. могут использоваться в плазменных исследованиях как источники нейтронов и жёстких излучений для решения ряда научно-техн. задач: материаловедческих и бланкетных испытаний для управляемого термоядерного синтеза; импульсного активац. анализа короткоживущих изотопов; нейтронной терапии; накачки лазерных сред; изучения высокоионизов. ионов; взаимодействия мощных пучков с плазмой и т. д.

Лит.: 1) Бурцев В. А., Грибков В. А., Филиппова Т. И., Высокотемпературные пинчевые образования, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981; 2) Петров Д. П. и др., Мощный импульсный газовый разряд в камерах с проводящими стенками, в сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 4, М., 1958; 3) Mather J. W., Formation of the high-density deuterium plasma focus, «Phys. Fluids», 1965, v. 8, p. 366; 4) Shearer J., Contraction of z-pinches actuated by radiation losses,

там же, 1976, v. 19, p. 1426; 5) Gribkov V., Feasibility study for developing ahybrid reactor, based on the DPF — device, «Atomkernenergie. Kerntechnik», 1980, Bd 36, № 3, p. 167.

В. А. Грибков.

ПЛАЗМО́Н — квант плазменных колебаний. В *плазме твёрдых тел* термины «П.» и «плазменное колебание» часто используют как синонимы, в отличие от газовой плазмы (см. *Волны в плазме*). Флуктуации плотности заряда создают электрич. поле, к-рое вызывает ток, стремящийся восстановить электронейтральность; из-за инерции носители заряда «проскакивают» положение равновесия, что и приводит к коллективным колебаниям. Энергия П. $\mathscr{E}$ связана с частотой ω плазменных колебаний соотношением $\mathscr{E} = \hbar\omega$. Спектр колебаний зависит от зонной структуры твёрдого тела, наличия границ, магн. поля и др.

ПЛАЗМООПТИ́ЧЕСКИЕ СИСТЕ́МЫ — корпускулярно-оптич. системы, в к-рых для фокусировки (целенаправленного изменения фазового объёма потока заряж. частиц) используются электрич. и (или) магн. поля, созданные с помощью квазинейтральной или заряж. плазмы. П. с. очень многообразны, поскольку практически все плазменные образования содержат электрич. или магн. поля, к-рые так или иначе могут быть использованы для фокусировки пучков. В отличие от *электронной и ионной оптики*, рассматривающей фокусировку пучков заряж. частиц внешними электрич. и магн. полями в вакууме, фокусировку пучка электрич. и магн. полями плазмы изучает п л а з м о о п т и к а. В наст. время (90-е гг.) плазмооптика находится в стадии формирования, но проблема динамики проходящих через плазменные конфигурации пучков заряж. частиц привлекает внимание как с точки зрения диагностики этих конфигураций, так и для собственно фокусировки пучков при спец. выборе конфигураций и связанных с ними полей. Использование электрич. и магн. полей плазмы приводит к двум особенностям, привлекательным для исследователей. 1) В классич. корпускулярной электронной и ионной оптике электрич. и магн. поля лапласовы, т. е. потенциалы $\Phi_{эл}$ и $\Phi_м$ удовлетворяют ур-нию Лапласа

$$\Delta\Phi = 0. \qquad (1)$$

Следствием этого является, напр., неустранимость сферич. аберраций и квадратичная зависимость фокусного расстояния F от напряжения для осесимметричных линз (см. *Электронные линзы*). В П. с. могут быть реализованы нелапласовы электрич. и магн. поля, для к-рых зависимость F от напряжения линейна и сферич. аберрации устранимы. 2) В большинстве П. с. объёмный заряд фокусируемого пучка компенсирован электронами, поэтому он не ограничивает нормальную работу устройств в очень широких пределах.

Становление плазмооптики. Классич. корпускулярная оптика берёт своё начало от работ Х. Буша (H. Busch, 1926), к-рый описал и исследовал лапласовы электростатич. и магн. линзы для электронных пучков малой плотности.

Первыми корпускулярно-оптич. системами, к-рые уже отличались от исходных лапласовых систем, были источники сильноточных электронных пучков. В работах И. Ленгмюра (I. Langmuir), К. Д. Чайлда (C. D. Child), Дж. Пирса (J. R. Pierce) были подробно разработаны основы оптики пучков частиц с объёмным зарядом и установлен закон «3/2» (Чайлда — Ленгмюра), в к-ром в корпускулярную оптику был введён «плазменный» масштаб — дебаевский радиус (см. *Ленгмюра формула*). Именно такого порядка оказалось расстояние между электродами в диоде Ленгмюра. В 1947 О. Шерцер (O. Scherzer) впервые предпринял попытки использовать объёмный заряд пучка для ослабления сферич. аберрации.

В работах Г. В. Спивака с сотрудниками (1946—49) обнаруживается и систематически исследуется фокусировка магн. линзой направл. потока электронов, эмитированных катодом ртутной дуги. Эти работы были первой успешной демонстрацией фокусировки погружённого в плазму пучка частиц и по сути были предшественниками целого ряда последующих разработок, в т. ч. по транспортировке релятивистских электронных пучков (РЭП) и мощных ионных пучков в остаточном газе.

В 40-х гг. был разработан промышленный эл.-магн. способ разделения изотопов урана (см. *Изотопов разделение*). Для этой цели нужно было иметь сильноточные ионные пучки с достаточно высокими оптич. характеристиками (малым фазовым объёмом). В качестве фокусирующей системы использовалось квазиоднородное поперечное магн. поле. В таком сепараторе объёмный заряд быстрых ионов практически компенсирован холодными электронами, возникающими при столкновении ионов с атомами остаточного газа. Образующиеся при этом медленные ионы выталкиваются небольшим положит. зарядом пучка на стенки камеры. Т. о., здесь реализуется также и газовая фокусировка, для к-рой требуется некое оптимальное давление в камере.

В 1945—47 Д. Габором [1] была сформулирована идея и сделана попытка реализации т. н. линзы с объёмным зарядом (рис. 1). В объём квазиоднородного магн. поля

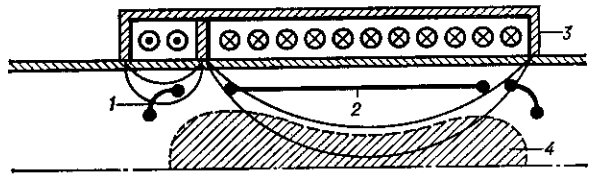


Рис. 1. Схема линзы с объёмным зарядом: *1* — горячий катод; *2* — анод; *3* — магнитопровод; *4* — электронное облако.

впрыскиваются электроны из катода. Для предотвращения ухода электронов из рабочей области магн. поле имеет пробки (см. *Открытые ловушки*). Поскольку напряжённость магн. поля относительно мала и выбирается только для удержания электронов, фокусировка ионов в линзе Габора осуществляется объёмным зарядом электронов, плотность к-рых предполагалась много больше плотности ионов ($n_e \gg n_i$). Если плотность электронов постоянная в объёме линзы, а этого специально добивались, то напряжённость электрич. поля $E_r \backsim r$ и линза не должна создавать аберраций (если можно пренебречь концевыми эффектами). Электроны плазмы за счёт своей большой подвижности и подверженности неустойчивостям имеют тенденцию выравнивать потенциал вдоль магн. силовых линий произвольной конфигурации (свойство «эквипотенциализации» магн. силовых линий, см. [2]). Это свойство не зависит от того, является система квазинейтральной ($n_i \approx n_e$) или нет. Если электронная темп-ра $T_e \to 0$, условия эквипотенциализации можно записать в виде

$$\Phi(\boldsymbol{x}) = \Phi(\gamma), \qquad (2)$$

где γ — «номер» магн. силовой линии. Варьируя конфигурацию магн. силовых линий, можно создавать произвольный потенциальный рельеф в системе, т. к. каждая силовая линия магн. поля превращается в своеобразный «прозрачный электрод», на к-рый можно подать свой потенциал (подробнее см. ниже). Этим был указан путь к построению множества П. с., к-рые включают в себя как частный случай схему Габора и в то же время естественно примыкают к классич. корпускулярной оптике.

Системы, основанные не на ур-нии Лапласа (1), а на условии (2), наз. «собственно П. с.». Наряду с ними продолжается поиск новых типов П. с. Среди них следует отметить z-пинчи, в к-рых приосевая зона используется для фокусировки и транспортировки РЭП и сильноточных ионных пучков. Развиваются п л а з м о д и н а м и ч. с и с т е м ы, в к-рых осуществляется фоку-

сировка и сепарация не внешних «прострельных» частиц, а частиц самого́ плазменного объёма. К ним относятся магнитоплазменные компрессоры, плазменные центрифуги и др., но они уже не являются П. с.

Электростатические поля в плазме. Условие (2), обеспечивающее эквипотенциализацию магн. силовых линий, наглядно выводится из ур-ния движения электронной компоненты плазмы (в гидродинамич. приближении, см. *Двухжидкостная гидродинамика плазмы*):

$$m_e n_e \frac{dv_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_e\boldsymbol{H}]\right) + \frac{en_e n_i \mu}{\tau_{ie}}(\boldsymbol{v}_i - \boldsymbol{v}_e), \qquad (3)$$

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\Phi.$$

Здесь τ_{ie} — время упругих электрон-ионных столкновений, $\mu = m_i m_e/(m_i + m_e) \approx m_e$ — приведённая масса, m_i, m_e — массы ионов и электронов.

Если электроны плазмы достаточно хорошо удерживаются в П. с., то их скорости, как правило, малы и в (3) можно пренебречь инерциальным членом (слева). Если к тому же невелика плотность тока ($j \lesssim 10$ А/см^2), то мал и диссипативный член в (3). В результате при $T_e = \text{const}$ получаем фундаментальное для собственно П. с. ур-ние

$$-\nabla\left(\Phi - kT_e \ln\frac{n_e}{n_0}\right) = \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_e\boldsymbol{H}]. \qquad (4)$$

Здесь n_0 — произвольная постоянная. Отсюда, в частности, следует, что вдоль магн. силовых линий ($\gamma = \text{const}$) сохраняется т. н. термализованный потенциал

$$\Phi_T(\gamma) = \Phi(x) - \frac{kT_e}{e}\ln\frac{n(x)}{n_0}, \qquad (5)$$

к-рый представляет собой прологарифмиров. распределение Больцмана с учётом того, что каждая магн. трубка имеет свой характерный потенциал.

Из (5) при $T_e \to 0$ следует $\Phi_T(\gamma) \to \Phi(x)$, т. е. условие эквипотенциальности магн. силовых линий (2). Системы, в к-рых роль члена $kT_e e^{-1}\ln(n_e/n_0)$ в ур-нии (4) мала, иногда наз. лоренцевыми системами. Системы, в к-рых $\nabla\Phi \sim \nabla[kT_e e^{-1}\ln(n_e/n_0)]$, наз. неизотермическими. Система Д. Габора относится к лоренцевым системам. Неизотермич. П. с. пока практически не разработаны и т. о. «собственно П. с.» — это лоренцевы системы. Фиксация потенциала магн. силовых линий [точнее $\Phi_T(\gamma)$] может осуществляться либо «внешним» образом с помощью системы достаточно большого числа внеш. электродов, способных к электронной эмиссии, к-рые пересекают магн. силовые линии, либо «внутренним» — за счёт объёмной и *пристеночной проводимости*. В большинстве «собственно П. с.» магн. поле можно считать заданным. Если к тому же задан термализов. потенциал $\Phi_T(\gamma)$, а T_e бесконечно мало, то расчёт П. с. сводится к расчёту траектории ионов:

$$M_i\frac{dv_i}{dt} = e\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_i\boldsymbol{H}]\right)$$

в заданных внеш. полях. Если T_e конечна, расчёт «собственно П. с.» сводится к решению системы двух ур-ний: ур-ния Пуассона

$$\Delta\Phi = 4\pi e\{n_0\exp\{e[\Phi - \Phi_T(\gamma)]/kT_e\} - n_i\}$$

и ур-ния Власова для ф-ции распределения ионов f_i, т. к. $n_i = \int f_i dv$. В реальных условиях эта задача, как правило, решается методом последоват. приближений.

Из ур-ния (4) следует постоянство термализов. потенциала не только вдоль магн. силовых линий, но и вдоль линий дрейфа электронов. Отсюда вытекает условие «автономности» плазменной конфигурации: чтобы при фиксации потенциалов магн. трубок с помощью электродов не происходил явный обмен электронами между электродами и плазменным объёмом П. с., необходимо в изотермич. случае ($T_e = \text{const}$) постоянство $\Phi_T(\gamma)$ на магн. поверхностях с постоянной «нагруженностью» w:

$$\Phi_T(\gamma) = f(w),$$

где

$$w = \int ndl/H.$$

Здесь dl — элемент дуги магн. силовой линии, вдоль к-рой ведётся интегрирование. Простейший способ реализации «автономных» П. с.— использование осесимметричных конфигураций с полоидальными электрич. и магн. полями.

В ряде случаев, напр. при создании плазменных ускорителей и рекуператоров («тормозителей») ионных пучков, удобно использовать магнитоэлектрич. слои толщиной порядка электронного ларморовского радиуса. Такие слои хорошо известны и как основа «магнитной изоляции». Очевидно, они войдут в изложенную выше схему, если сохранить в (3) инерциальный член.

П. с. с эквипотенциальными магнитными силовыми линиями. Используя явление эквипотенциализации магн. силовых линий с теми или иными способами фиксации $\Phi_T(\gamma)$, можно создать самые разл. плазменные конфигурации, применяемые при решении не только задач плазмооптики, но и др. задач, в т. ч. проблемы УТС. На рис. 2 приведены схемы основных типов таких устройств. Здесь штриховыми линиями изображены магн. силовые линии, а примыкающими к ним сплошными — линии равных потенциалов. Схемы даны для случая $T_e = 0$, когда $\Phi = \Phi(\gamma)$. На рис. 2 (*а*) представлена

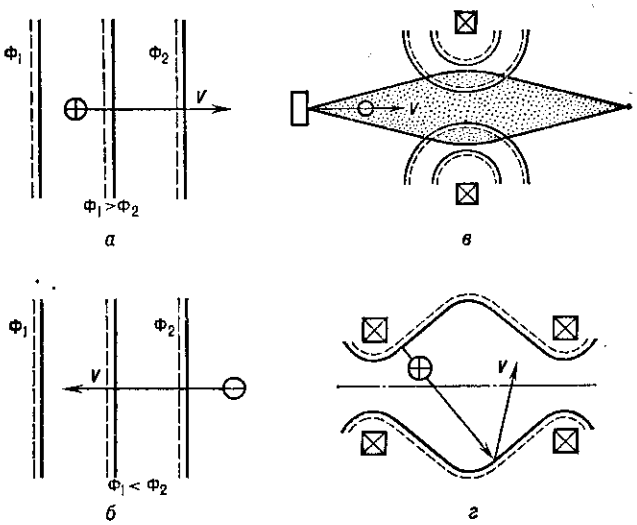


Рис. 2. Магнитоэлектрические плазменные устройства: *а* — ускорители компенсированных ионных потоков (КИП); *б* — рекуператоры энергии КИП; *в* — плазменная линза для фокусировки КИП; *г* — магнитоэлектрические плазменные ловушки; штриховые линии — магнитные силовые линии; сплошные линии — эквипотенциалы.

схема полей в ускорителе ионов; последние в облаке электронов, формирующих электрич. поле и компенсирующих в той или иной степени объёмный заряд ускоряемых ионов, движутся от более высокого потенциала Φ_1 в область меньшего потенциала Φ_2. При этом магн. поле слабое и служит в основном для замагничивания электронов и слабо влияет на динамику ионов. Эта схема реализована в ряде *плазменных ускорителей*, в т. ч. в стационарных плазменных электрореактивных двигателях. На рис. 2 (*б*) представлена схема полей в рекуператоре, в к-ром поток первоначально энергичных ионов тормозится, отдавая энергию в электрич. цепь. Собственно фокусирующие системы — в виде схемы «плазменной линзы» — представлены на рис. 2 (*в*). Эта схема

характерна не только для фокусирующих и дефокусирующих систем, но и для энерго-массанализаторов разл. мощностей, систем транспортировки ионов и др. На рис. 2 (*г*) изображена схема магнитоэлектрич. ловушки, в к-рой электроны удерживаются магнитным, а ионы — преимущественно электрич. полем. Все указанные схемы в тех или иных модификациях изучаются экспериментально.

Плазменные линзы. Среди собственно П. с. получили распространение (не считая плазменных ускорителей) осесимметричные «плазменные линзы» (рис. 2, *в*). Наиб. высокие оптич. характеристики этих линз (минимум аберраций) были получены в двух режимах: в «квазидебаевском» («габоровском») и в «режиме с внешним разрядом».

В квазидебаевском режиме диаметр отверстия линзы d выбирается меньше *дебаевского радиуса экранирования* для ионов $r_{Di} = \sqrt{\mathscr{E}_i/4\pi n_e e^2}$, но много больше дебаевского радиуса экранирования для электронов $r_{De} = \sqrt{\mathscr{E}_e/4\pi n_e e^2}$,

$$r_{De} \ll d \lesssim r_{Di}. \qquad (6)$$

Осн. достоинством квазидебаевского режима является его устойчивость, что позволяет работать с неэмитирующими электродами. Этот режим устойчив при плотностях тока ионов до неск. десятков мА/см². При плотностях, существенно выше определяемых условием (6), в таких линзах обычно развиваются конвективные неустойчивости.

Режим с внешним разрядом также может быть реализован в геометрии, близкой к схеме Габора (рис. 1), но по концам цилиндрич. промежутка располагаются два электрода, между к-рыми в продольном магн. поле зажигается *Пеннинга разряд*, к-рый тщательным подбором параметров делают малошумящим. Если в квазидебаевском режиме в плазменном объёме находятся (в идеале) только фокусируемые ионы, то во втором случае фокусируемые ионы находятся в разрядной плазме и составляют малую часть общего числа ионов.

Экспериментально плазменная линза в квазидебаевском режиме с электронами, образующимися за счёт вторичной ионно-электронной эмиссии, впервые была подробно изучена в работе [3] на установке (рис. 3),

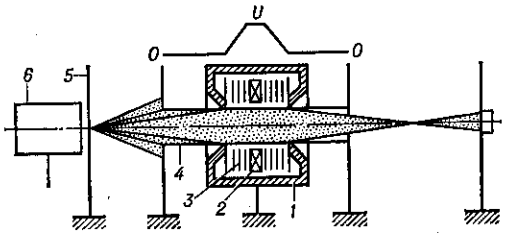


Рис. 3. Схема экспериментальной плазменной линзы для фокусирования ионного пучка: *1* — магнитопровод; *2* — катушка магнитного поля; *3* — электроды-фиксаторы; *4* — цилиндр — источник вторичных электронов; *5* — диафрагма; *6* — ионный источник.

на к-рой исследовалась фокусировка ионов с энергией до 10 кэВ и током до 10 мА. Напряжённость магн. поля была ~100÷200 Э. На рис. 4 даны схемы распределения магн. силовых линий (штрих) и эквипотенциалов. Было показано, что в отличие от лапласовой электростатич. линзы, у к-рой фокусные расстояния $F_л \sim (\mathscr{E}_i/eU_{фок})^2$, в плазменной линзе в соответствии с теорией $F_{пл} \sim \mathscr{E}/eU_{фок}$. Плазменной линзой удалось сфокусировать квазинейтральный пучок ионов; причём линзу можно было делать как собирающей, так и рассеивающей, а фокусное расстояние $F_{пл}$ при $\mathscr{E}/U_0 \gg 1$ было существенно меньше $F_л$. Более того, подавая на электроды соответствующее распределение потенциалов, можно

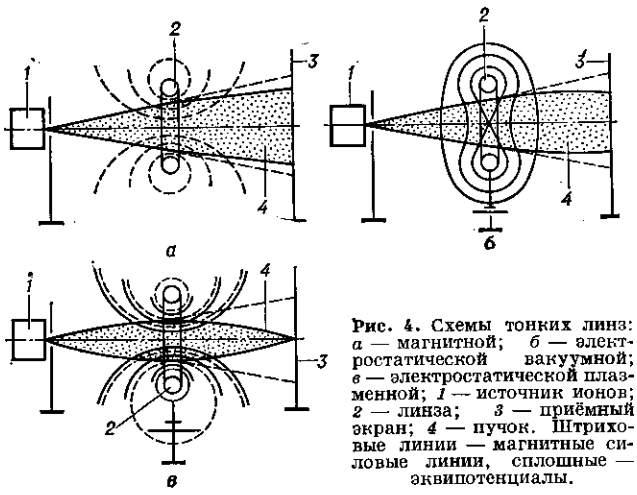


Рис. 4. Схемы тонких линз: *а* — магнитной; *б* — электростатической вакуумной; *в* — электростатической плазменной; *1* — источник ионов; *2* — линза; *3* — приёмный экран; *4* — пучок. Штриховые линии — магнитные силовые линии, сплошные — эквипотенциалы.

было так подобрать $\Phi_т(\gamma)$, чтобы устранить сферич. аберрацию.

Интенсивные исследования и разработки плазменных (габоровских) линз начались за рубежом в сер. 70-х гг. Особенно эффективными такие линзы оказались для фокусировки тяжёлых ионов с энергией ~1 МэВ, для к-рых ранее использовались громоздкие квадрупольные линзы. Были созданы плазменные линзы уникальных параметров [5], к-рые могли фокусировать пучок ионов с энергией 4 МэВ в фокальное пятно размером ~10 мкм.

Лит.: 1) Gabor D., A space-charge lens for the focusing of ion beams, «Nature», 1947, v. 60, p. 89; 2) Морозов А. И., Фокусировка холодных квазинейтральных пучков в электромагнитных полях, «ДАН СССР», 1965, т. 163, № 6, с. 1363; 3) Жуков В. В., Морозов А. И., Щепкин Г. Я., Экспериментальное исследование плазменной фокусировки ионных пучков, в кн.: Физика и применение плазменных ускорителей, Минск, 1974; 4) Морозов А. И., Лебедев С. В., Плазмооптика, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 8, М., 1974; 5) Lefevre H. W. и др., Can an electron plasma lens produce submicrometer size focal spots of Me Vions, «Nucl. Instr. and Meth. Phys. Research», 1985, v. B 10/11, pt 2, p. 707. *А. И. Морозов.*

ПЛАЗМОТРО́Н — устройство для создания плотной (с давлением порядка атмосферного) *низкотемпературной плазмы* (с T до 10^4 К) с помощью *электрических разрядов в газах* и дающее плазменный поток, используемый для исследовательских и научных целей. Плазму газовых разрядов получают давно, уже более 100 лет, однако разработки спец. устройств начались в 10-х гг. 20 в., а сам термин «П.» возник примерно в 50-х гг., тогда же началось широкое практич. использование П.

Принцип работы П. заключается в следующем. Холодный газ непрерывным потоком продувают через область, где горит стационарный разряд; газ нагревается, ионизуется, превращается в плазму, к-рая вытекает из области разряда в виде плазменной струи чаще всего прямо в атмосферу (тогда и давление в плазме атмосферное). На практике обычно применяются П., работающие на *дуговом разряде*, *Пеннинга разряде*, ВЧ- и СВЧ-разрядах. Импульсные источники плазмы, работающие, напр., на искровом разряде, к П. не относятся. Кроме ионизации газа в электрич. разряде значительно реже используется ионизация газа электронным пучком. Принципиально можно нагревать и ионизировать газ мощным лазерным излучением для создания оптич. П.

Для науч. исследований и технол. целей используют П., работающие на разл. газах (воздух, аргон, азот, водород и др.), а также на газах с присадками паров или капель твёрдых веществ (напр., для плазменного нанесения покрытий). Мощность П. различна: от десятков Вт до десятков МВт, давление газа — от долей мм рт. ст. до десятков и сотен атмосфер.

Дуговой П. может работать на постоянном или переменном токе. Широко используемый дуговой П. пост.

тока состоит из разрядной камеры, в к-рой расположены электроды вдоль по оси или коаксиально, и узла подачи плазмообразующего вещества. Плазма может истекать из разрядной камеры П. в виде струи или создавать плазменную дугу. Во втором случае разряд горит между катодом и обрабатываемым телом, служащим анодом. В П., изображённом на рис. 1, электроды, выполненные в виде отрезков труб круглого сечения, расположены вдоль оси; вокруг них устанавливаются обмотки

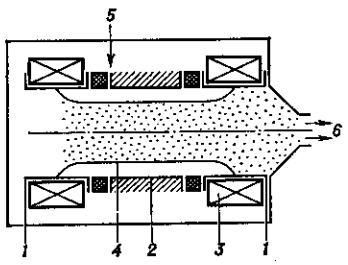


Рис. 1. Схема дугового плазмотрона постоянного тока: *1* — электроды; *2* — межэлектродная вставка; *3* — соленоиды; *4* — зона электрической дуги; *5* — подача рабочего тела; *6* — истечение плазмы.

соленоидов, создающие магн. поле, перпендикулярное плоскости электродов. В результате взаимодействия тока дуги с магн. полем место привязки дуги к электродной стенке перемещается по окружности, что предохраняет электроды от перегрева и расплавления, а также стабилизирует положение места привязки в осевом направлении (магн. стабилизация и теплоизоляция). Межэлектродная вставка из изоляц. материала ограничивает диам. дуги и тем самым позволяет повысить темп-ру по сравнению с темп-рой электрич. дуги в свободном пространстве.

Газ, образующий плазму, часто вводится во внутр. канал межэлектродной вставки (иногда с закруткой); газовый вихрь обдувает столб дуги и плазменную струю; под действием центробежных сил слой холодного газа располагается у стенок камеры, предохраняя их от нагревания дугой (газодинамич. стабилизация и теплоизоляция). Если сильного сжатия потока плазмы не требуется, то стабилизирующий поток не закручивают, а направляют параллельно столбу дуги. Применяют также стабилизацию и термоизоляцию дуги потоком воды.

В тех случаях, когда необходимо ввести в дугу материал эрозии электрода (напр., для плазменного нанесения защитного покрытия), один из электродов П. устанавливается в торце камеры. При этом предусматривается его осевая подача по мере выгорания. Наиб. мощность получена в П. с коаксиальными электродами. В них ток дуги протекает в радиальном направлении по относительно малому (по поперечному сечению) токовому каналу. Дуга движется по окружности электродов под влиянием взаимодействия тока с создаваемым соленоидами магн. полем. Этому полю придаётся такая форма, чтобы стабилизировать положение дуги в осевом направлении.

Дуговой П. трёхфазного переменного тока представляет собой фактически три П., подобных П. на рис. 1, у к-рых дуги от разл. электродов соединены по схеме «звезда». В ряде случаев для обеспечения устойчивой работы такого П. (отсутствие погасания дуги при прохождении тока через нуль на к.-л. электроде) применяются постоянно действующие системы СВЧ- или искрового поджига. Мощности дуговых П. $\sim 10^2$ —10^7 Вт, темп-ра струи на срезе сопла 3000—20000 К, скорость истечения струи 1—10^4 м/с, промышленный кпд 50—90%.

Для создания неравновесной плазмы низкого давления (доли мм рт. ст.), служащей источником заряж. частиц, чаще всего используется П. с разрядом Пеннинга, при к-ром электроны колеблются в осевом направлении, что способствует эфф. ионизации.

Безэлектродные П. Энергия эл.-магн. поля (низкой частоты 10^2—10^4 Гц) может быть введена в плазму разряда индукц. безэлектродным способом. На этом принципе разрабатываются трансформаторные П. Наиб. распространение получили индукционные ВЧ- и СВЧ-П., в к-рых рабочий плазмообразующий газ нагревается вихревыми токами (частоты 10^4—10^7 Гц). ВЧ-П. (рис. 2) содержит эл.-магн. катушку,

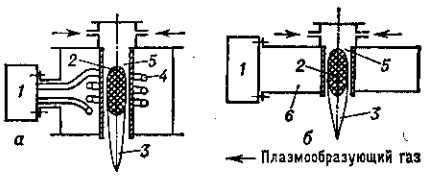


Рис. 2. Схемы ВЧ-плазмотронов: *а* — индукционный; *б* — сверхвысокочастотный; *1* — источник электропитания; *2* — разряд; *3* — плазменная струя; *4* — индуктор; *5* — разрядная камера; *6* — волновод.

индуктор, разрядную камеру, узел ввода плазмообразующего вещества. Т. к. ВЧ-индукционный П. является безэлектродным, то эти П. используют, если к плазменной струе предъявляются высокие требования по чистоте, напр. для получения тонкодисперсных и особо чистых порошковых материалов. Мощность такого П. достигает 10^6 Вт, темп-ра $\sim 10^4$ К, скорость истечения плазменной струи до 10^3 м/с, промышленный кпд ~50—80%.

П. с ионизацией газа электронным пучком не получили широкого распространения в связи с большой сложностью необходимого оборудования. Установка с таким П. содержит сложные системы преобразования первичного пост. напряжения питания в высокое, вакуумные системы, электронную пушку, систему ввода пучка в зону повышенного давления, камеру нагрева и ионизации газа, а также системы управления, защиты и коммутации. Но несмотря на сложность, П. с электронным пучком используются для нек-рых спец. целей в связи с наличием у них ряда принципиальных преимуществ по сравнению с П. с электрич. разрядом: возможность генерации неравновесной («холодной») плазмы с наименьшей энергетич. «ценой» иона, отсутствие загрязнений плазмы материалами эрозии электродов, возможность применения разл. рабочих тел и получения высоких темп-р с умеренными тепловыми нагрузками на стенки и др.

Оптический П. Возможность непрерывного поддержания разряда и генерации плотной низкотемпературной плазмы излучением лазера непрерывного действия на CO_2, т. е. возможность создания оптич. П., была теоретически обоснована Ю. П. Райзером в 1970. Если продувать газ через горящий в фокусе луча *оптический разряд*, то можно получить непрерывную плазменную струю, как и в П. др. разрядов. Пока имеются лишь эксперим. результаты, напр. был получен непрерывный оптич. разряд в струе аргона атм. давления, истекающий через сопло (рис. 3). Лазерный луч мощностью ~1 кВт фокусировался в области сопла соосно с направлением

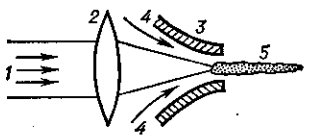


Рис. 3. Принципиальная схема оптического плазмотрона: *1* — лазерный луч; *2* — линза; *3* — сопло; *4* — поток газа; *5* — плазменная струя.

потока, и из сопла вытекала плазменная «игла» радиусом ~1 мм, длиной ~3 см и с темп-рой ~15000 К. Оптич. П. имеет ряд преимуществ перед П. др. типов: он не требует к.-л. конструктивных элементов для подвода эл.-магн. энергии к плазме (электродов, индукторов, волноводов); темп-ра плазмы значительно выше 15000—20000 К; бо́льшая возможность выбора места разряда, приближения к определённым точкам, обрабатываемым плазменной струёй. Для практич. осуществления оптич. П. необходимо создать мощный лазер не-

прерывного действия и лучше не в видимом, а в ИК-диапазоне, т. к. коэф. поглощения в плазме довольно быстро уменьшается с частотой.

Применение П. Плазмотроны широко используются в *плазмохимии* и плазменной металлургии. В нагретых до высоких темп-р ионизов. газах могут интенсивно протекать хим. реакции, не происходящие или очень медленно протекающие в др. условиях. Это уже практически используется для целого ряда производств. С помощью П. осуществляются спец. технол. процессы, такие как плазменное нанесение покрытий, плазменная резка, сварка и др. (см. *Плазменная технология*). П. является генератором плазмы для нек-рых научных исследований и модельных тепловых испытаний МГД-генераторов, исследований теплообмена и испытаний средств теплозащиты для условий входа космич. аппаратов в атмосферу и пр. П. служит для создания плазменных источников света, в т. ч. эталонных источников высокотемпературного излучения. С помощью П. исследуются свойства низкотемпературной плазмы, создаётся неравновесная плазма низкого давления для электрофиз. приборов и устройств; в частности, П. является источником заряж. частиц для ускорителей.

Лит.: Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А., Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны), М., 1973; Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А., Прикладная динамика термической плазмы, Новосиб., 1975; Райзер Ю. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980. *В. М. Иевлев.*

ПЛАЗМОХИМИЯ — наука, изучающая закономерности физ.-хим. процессов и реакций в низкотемпературной плазме. Низкотемпературная плазма представляет собой совокупность заряж. частиц (электронов, ионов), возбуждённых по внутр. степеням свободы (электронным, колебательным, вращательным), тяжёлых частиц, свободных радикалов; обычно она также содержит высокотемпературные и высокоэнтальпийные газовые потоки (струи) большого динамич. напора и является источником мощного эл.-магн. излучения. В такой плазме распределение реагирующих частиц по скоростям и внутр. степеням свободы отличается от распределения Максвелла — Больцмана, т. е. система является неравновесной и плазмохим. процессы и реакции существенно отличаются от реакций традиц. химии. В реагирующей плазмохим. системе ср. энергия молекул реагентов и их продуктов составляет от 0,1 до 50 эВ; при этом роль неупругих соударений (и в частности, реактивных) резко возрастает. Характерные времена физ., хим. и физ.-хим. процессов сближаются, так что эти процессы уже нельзя считать независимыми; поэтому необходимо рассматривать многоканальные процессы, учитывая взаимодействие каналов между собой и влияние внеш. среды на реагирующую подсистему. Кроме обычных для газов столкновений молекул (атомов и т. п.), в плазме имеют место взаимодействия на больших расстояниях, вызванные эл.-магн. полями и взаимодействием заряж. частиц между собой и с нейтральными частицами. Энергия внутр. степеней свободы частиц плазмы и поступат. энергия, как правило, сильно отличаются друг от друга по величине: разл. компоненты плазмохим. системы могут иметь разл. энергию (или темп-ру при наличии почти максвелловского распределения). Так, в тлеющем разряде, ВЧ- и СВЧ-разрядах при низких давлениях ср. энергия электронов $\sim 3 \div 10$ эВ, ср. колебат. энергия молекул и радикалов $\leqslant 1$ эВ, а ср. энергия поступат. и вращат. степеней свободы молекул $\sim 0{,}1$ эВ.

Неравновесность плазмохим. процессов может быть обусловлена не только разл. физ. воздействиями (потоками частиц или излучений), но и самой хим. реакцией (особенно быстрой), к-рая, будучи пороговым процессом, уменьшает кол-во молекул, обладающих энергией, превышающей пороговую, изменяя тем самым вид ф-ции распределения молекул по энергиям.

Кинетика плазмохимических реакций. Для её описания применяется неравновесная хим. кинетика, к-рая учитывает квантовую энергетич. структуру молекул и атомов, т. е. концентрацию каждого компонента в каждом энергетич. состоянии и их ф-ции распределения, а также переходы между энергетич. состояниями и каналы хим. реакций. Система ур-ний традиционной хим. кинетики при этом заменяется на систему *Паули уравнений*, описывающих многоканальные процессы, причём каждое отдельное ур-ние этой системы связывает скорость изменения концентрации реагирующих молекул (атомов, ионов, радикалов) данного вида в нек-ром i-м энергетич. состоянии с концентрациями этих молекул во всех возможных энергетич. состояниях, с вероятностями перехода между состояниями, с частотой столкновения частиц и со скоростью возбуждения данного уровня («накачкой» уровня).

Ур-ние Паули может быть получено или на основе общих положений теории вероятности и теории случайных процессов, или на основе *Лиувилля уравнения*. В простейшем случае для мономолекулярной реакции в термостате инертного газа он имеет вид

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \sum_j \nu(p_{ij} - p_{ji}) N_i(t) - k_i N_i(t) + R_i(t),$$

где N_i — концентрация реагирующих молекул в i-м энергетич. состоянии в момент времени t; p_{ij} — вероятность (на одно столкновение) перехода при столкновении реагирующей частицы с молекулой термостата из состояния j в состояние i; p_{ji} — то же для перехода из состояния i в состояние j; k_i — коэф. скорости хим. реакции для молекул, находящихся в i-м состоянии; R_i — скорость возбуждения i-го уровня («накачка»); ν — частота столкновений. Интегрирование на ЭВМ системы ур-ний Паули позволяет в ряде случаев получить полное описание плазмохим. реакций в конкретной реагирующей системе. В общем случае надо решать сложную систему, состоящую из *Навье — Стокса уравнений* (или их аналогов), ур-ний Паули и ур-ний электродинамики. Кроме ур-ний Паули для концентраций отд. типов частиц в неравновесной кинетике используются также ур-ния Больцмана для ф-ций распределения и ур-ние Ланжевена, включающее стохастич. силу. Коэф. скорости плазмохим. реакции k_i является ср. скоростью (на единицу концентрации реагирующих компонент) по всем динамически и энергетически доступным каналам столкновений. Усреднение производится по скоростям и квантовым состояниям реагирующих молекул, т. е. в выражение k_i должны входить в явном виде ф-ции распределения $f_i(\boldsymbol{r}, \dot{\boldsymbol{r}}, t)$ реагентов и продуктов реакций. В простейшем случае диссоциации двухатомной молекулы, являющейся малой добавкой в инертном газовом термостате, при учёте только колебат. степеней свободы имеем для i-го колебат. уровня:

$$k_i = \int_{\mathscr{E}_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma_i(\mathscr{E}) \sqrt{\mathscr{E}} f_i(\mathscr{E}) d\mathscr{E},$$

где σ_i — сечение реакции, $\mathscr{E}$ — энергия, $f_i(\mathscr{E})$ — ф-ция распределения. Это выражение для k_i наз. уровневым коэф. скорости хим. реакции. Существ. роль в плазмохим. реакциях играет процесс смешения реагентов разл. энергий и реакций в турбулентных потоках. Скорости плазмохим. реакций очень велики (длительность контакта реагентов порядка 10^{-3}—10^{-5} с).

Механизмы плазмохимических реакций зависят от состава плазмы, длины свободного пробега реагирующих частиц, давления плазмы, распределения молекул по электронным, колебат. и вращат. уровням энергии. Наиб. важные и часто встречающиеся плазмохим. процессы, при к-рых идёт хим. реакция, следующие: ионизация, возбуждение электронных, колебат. и вращат. уровней, диссоциация, рекомбинация. В плазме атомарных газов часто образуются кластеры и *кластерные ионы*, напр. в плазме Ar происходят реакции:

$$Ar^+ + 2Ar \rightleftarrows Ar_2^+ + Ar; \quad Ar_2^+ + e \rightarrow Ar^* + Ar,$$

где Ar* — возбуждённый атом. В плазме молекулярных газов происходит диссоциация молекул при электронном ударе, при столкновениях с более тяжёлыми частицами, в т. ч. находящимися в метастабильном состоянии; при этом могут диссоциировать молекулы, находящиеся не только в основном, но и в возбуждённом состоянии. В плазме молекул с большим *сродством к электрону* может происходить диссоциативное прилипание электрона с образованием отрицат. иона, напр. $HCl + e \rightarrow Cl^- + H$. Возможны также рекомбинация тяжёлых частиц в молекулы, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов с электронами и т. д. В плазме смеси газов осн. вклад в диссоциацию вносят передача энергии электронного возбуждения и перезарядка. Так, в плазме тлеющего разряда в смеси O_2 и CO происходит реакция: $O_2 + CO^* \rightarrow CO + 2O$. В существенно неравновесной плазме (напр., при пониженном давлении) осн. роль играют реакции однократного электронного удара и реакции возбуждённых молекул и атомов, находящихся в метастабильных состояниях. В плазмохим. процессах, происходящих в ограниченном пространстве (реакторах), существенную роль играют процессы взаимодействия частиц плазмы с частицами поверхности стенок (гетерофазные реакции, адсорбция, диффузия, тепло- и массоперенос). Осуществлены реакции соединения в плазме H_2, O_2, N_2, Cl_2, F_2, CH_4, CF_4 и т. д. с углеводородами, полупроводниками, диэлектриками с образованием оксидов, нитридов, карбидов, боридов и т. д.

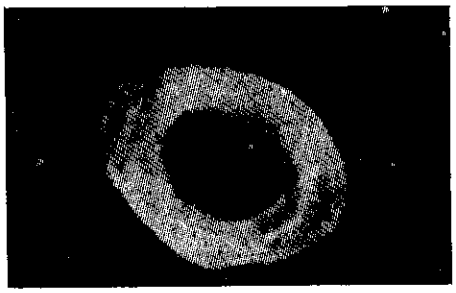
Плазмохимическая технология. В промышленных масштабах квазиравновесные и неравновесные плазмохим. процессы реализуют в тех случаях, когда в результате получаются чистые и высокочистые материалы, когда соединения обладают необычной структурой или уникальными свойствами, когда достигается высокий выход продуктов реакции. В плазмохим. процессах можно использовать широкодоступное и малоценное сырьё (напр., воздух), а также трудно перерабатываемое обычным способом сырьё или отходы разл. производств.

Технол. схема плазмохим. процесса кроме операций, присущих любому хим. процессу (подготовки сырья, сохранения, выделения и очистки целевого продукта), содержит стадии генерации плазмы, плазмохим. превращений и закалки. В генераторе плазмы происходит преобразование теплоносителя или реагента в плазменное состояние. Обычно в качестве генератора плазмы используется *плазмотрон*, применяются также ударные трубы и мощные лазеры. В смесителе плазмохим. реактора образуется смесь плазмообразующего газа с остальными реагентами, обладающими задаваемыми параметрами, определяемыми термодинамикой и кинетикой процесса. При этом начинается хим. реакция, зависящая от организации смешения компонентов и продолжающаяся непосредственно в реакторе. Если необходимо, реакцию прекращают не непосредственно в реакторе. Прекращают реакцию на требуемой стадии резким снижением темп-ры в закалочном устройстве. Плазмохим. технологию применяют для органич. и неорганич. синтеза, для получения ультрадисперсных порошков, плёнок органич. и неорганич. материалов, для получения мембран разл. типов, травления, модификации поверхности разных материалов и изделий, обработки полимеров, получения световодов и т. д. П. используется в физ. и хим. анализе.

Лит.: Теоретическая и прикладная плазмохимия, М., 1975; Плазмохимические реакции и процессы, под ред. Л. С. Полака, М., 1977; Цветков Ю. В., Панфилов С. А., Низкотемпературная плазма в процессе восстановления, М., 1980; Словецкий Д. И., Механизм химических реакций в неравновесной плазме, М., 1980; Полак Л. С., Михайлов А. С., Самоорганизация в неравновесных физико-химических системах, М., 1983; Русанов В. Д., Фридман А. А., Физика химически активной плазмы, М., 1984; Полак Л. С., Гольденберг М. Я., Левицкий А. А., Вычислительные методы в химической кинетике, М., 1984; Бугаенко Л. Т., Кульмин М. Г., Полак Л. С., Химия высоких энергий, М., 1988.

Л. С. Полак.

ПЛАНЕТА́РНЫЕ ТУМА́ННОСТИ — класс *туманностей*, ионизованных излучением. П. т. представляет собой разреженное, но довольно компактное светящееся газовое облако, окружающее горячую звезду, расположенную обычно в центре облака и наз. ядром туманности (рис.). П. т. являются расширяющимися оболочками, сброшенными ядрами. П. т.— одни из основных поставщиков вещества в *межзвёздную среду*,



Кольцеобразная планетарная туманность в созвездии Лиры (NGC 6720); размеры 1′ × 1,5′, звезда в центре — ядро туманности.

обогащающих её тяжёлыми элементами. Значит. часть П. т. при наблюдении в телескоп имеет вид резко очерченных образований округлой формы (напоминающих диски планет — отсюда название) зеленоватого цвета с весьма неоднородным распределением яркости. Ок. 20% всех П. т. составляют кольцеобразные туманности, наиб. многочисленны ($\gtrsim$50% общего числа) т. н. звездообразные П. т., по внеш. виду не отличимые от звёзд и отождествляемые лишь по спектру. Известно ок. 2000 П. т., принадлежащих Галактике. Неск. сотен П. т. открыто в др. галактиках. Подавляющее большинство П. т. имеет угл. размеры менее 10″. Ср. радиус П. т. 10^{17} см. Яркие П. т. часто имеют более слабую протяжённую оболочку, в нек-рых П. т. обнаружены гигантские гало с угл. размером, превышающим 10′.

Спектр П. т. состоит из множества эмиссионных линий, наложенных на слабый непрерывный спектр (континуум). Наиб. интенсивными спектральными линиями являются т. н. линии «небулия» — *запрещённые линии* иона OIII. Их высокая интенсивность объясняется высокой темп-рой возбуждающей центральной звезды ($\sim 10^5$ К), малой плотностью газа (10^3—10^4 атомов/см^3) и излучения. Наблюдаются также запрещённые линии ионов OII, NII, NeIII—V, SII, SIII и др. Свечение П. т. происходит за счёт *флуоресценции* — УФ-излучение горячей центральной звезды трансформируется в более ДВ-излучение туманности. Свечение в разрешённых спектральных линиях происходит в основном вследствие ионизации и последующей рекомбинации атомов HI, HeI и иона HeII. Запрещённые же линии возбуждаются в результате столкновений атомов и ионов со свободными электронами. Анализ эмиссионного спектра даёт осн. информацию о физ. условиях в П. т.: ср. электронной концентрации (10^3—10^4 см$^{-3}$), электронной темп-ре ($1 \div 1{,}5 \cdot 10^4$ К), хим. составе, к-рый в среднем близок к солнечному, однако наблюдаются отличия, зависящие от принадлежности данной П. т. к подсистеме населения Галактики, а также от нач. массы родительской звезды. Непрерывный спектр П. т. обусловлен в основном рекомбинац. свечением HI, HeI и HeII, излучением при свободно-свободных переходах (особенно в области $\lambda > 12000$ Å), а также *двухфотонным излучением* водорода, особенно интенсивным в УФ-области спектра. П. т. являются также источниками непрерывного теплового радиоизлучения и радиоизлучения в линиях (*рекомбинационные радиолинии* $H_{n\alpha}$, $H_{n\beta}$, ..., $He_{n\alpha}$, $He^+_{n\alpha}$ и др., полосы молекул CO и H_2). Обнаружено также непрерывное ИК-излучение, представля-

ющее собой тепловое излучение пыли. Внеатмосферные наблюдения позволили исследовать далёкую УФ-область спектра, вплоть до $\lambda = 1000$ Å. При этом были отождествлены ранее не наблюдавшиеся ионы. Проводятся также наблюдения П. т. в рентг. области спектра. В итоге в П. т. обнаружены: H, He, C, N, O, F, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, Ar, K, Ca, Ti, Mn, Fe. Ядра П. т. имеют спектры, характерные для *Вольфа — Райе звёзд*, звёзд спектрального класса O с эмиссионными и абсорбционными линиями, а также с непрерывным спектром без заметных линий. *Светимости* ядер лежат в диапазоне $(10—10^5)\ L_\odot$, радиусы — $(0{,}01—1)\ R_\odot$ ($L_\odot$, $R_\odot$ — светимость и радиус Солнца). Массы ядер близки к массе Солнца ($M_\odot$). Ср. масса туманностей ок. 0,2 $M_\odot$. Ряд ядер П. т. является *двойными звёздами* (обнаружено ок. двух десятков). Большинство П. т.— очень далёкие объекты, и поэтому их расстояния определены весьма ненадёжно (с точностью до множителя 2 и хуже). Бóльшая часть П. т. принадлежит промежуточной подсистеме населения *Галактики* (населению диска). Однако ряд объектов обнаружен в сферич. и плоской подсистемах, т. е. П. т. наблюдаются во всех подсистемах Галактики, кроме самой плоской, поскольку они не ассоциируются со спиральными рукавами. *Лучевые скорости*, измеренные для неск. сотен П. т., показывают, что мн. объекты имеют не круговые, а сильно вытянутые эллиптич. орбиты движения вокруг центра Галактики.

Феномен П. т. возникает на поздней стадии *эволюции звёзд* гл. последовательности умеренной массы ($\leqslant 4\ M_\odot$) при их прохождении по асимптотич. ветви гигантов (см. *Герцшпрунга — Ресселла диаграмма*). На стадии слоевых источников энергии (горение водорода и гелия во внеш. слоях звезды) происходит выброс внеш. слоя звезды, образующего П. т. В качестве возможных механизмов такого выброса рассматриваются лучевое давление и динамич. неустойчивость внеш. слоёв звезды, возникающая при тепловых пульсациях гелиевого источника в слое (возможно, и совокупность этих механизмов). После угасания гелиевого источника в слое завершается процесс ядерного горения в звезде. Звёздный остаток (ядро звезды), состоящий в основном из углерода и кислорода, проходит фазу конечного сжатия, его темп-ра повышается. Затем наступает стадия охлаждения при пост. радиусе, и звезда в конце своей эволюции превращается в *белый карлик*. За это время выброшенное вещество ионизуется (из-за роста темп-ры звезды), образуя компактную зону HII, к-рая затем превращается в яркую, оптически толстую, молодую П. т. Постепенно расширяясь, туманность становится менее плотной и оптически тонкой, её поверхностная яркость падает, и в конце концов туманность становится невидимой. Скорость расширения П. т. невелика (~20 км/с), время жизни в космич. шкале времени сравнительно мало ($\sim 10^4—10^5$ лет). Непосредств. родоначальниками П. т. могут быть красные гиганты — полуправильные переменные или переменные типа Миры Кита (см. *Переменные звёзды*), а также объекты-мазеры (см. *Мазерный эффект*) OH/IR. По-видимому, значит. часть белых карликов (если не все) при образовании должна проходить через стадию П. т.

Е. Б. Костякова.

ПЛАНЕ́ТЫ И СПУ́ТНИКИ. 9 больших планет Солнечной системы подразделяются на планеты земной группы (*Меркурий*, *Венера*, *Земля*, *Марс*) и планеты-гиганты, или планеты группы Юпитера (*Юпитер*, *Сатурн*, *Уран*, *Нептун*), планета *Плутон* по своим размерам и свойствам значительно ближе к спутникам планет-гигантов.

Осн. характеристики планет, включая параметры орбитального и вращат. движений, приведены в табл. 1. Гл. различие между двумя группами планет состоит в их размерах, массе и, следовательно, ср. плотности, что обусловлено разными соотношениями слагáющих планеты трёх осн. компонент: газов (в первую очередь самых летучих — водорода и гелия, обладающих к тому же очень низкими темп-рами конденсации), льдов (в основном воды, аммиака, метана) и горных («скальных») пород (железа, силикатов, оксидов магния, алюминия, кальция и др. металлов). Их часто называют соответственно лёгкой, ледяной и тяжёлой компонентами.

В то время как планеты земной группы представляют собой твёрдые тела, практически целиком образованные тяжёлой компонентой, планеты-гиганты являются газожидкими (содержание тяжёлой компоненты, сосредоточенной в их ядрах, не превышает по массе неск. процентов). Юпитер в основном содержит водород и гелий (отношение He/H близко к солнечному, т. е. 0,2 по массе), а у Сатурна и особенно у Урана и Нептуна сильно возрастает вклад ледяной компоненты, достигающей, вероятно, у последних 85—90%. Твёрдой поверхности ни одна из планет группы Юпитера не имеет.

Как следует из табл. 1, существенно различаются также характеристики поступательно-вращат. дви-

Табл. 1. — **Основные характеристики планет**

Планета	Ср. гелиоцентрич. расстояние (большая полуось орбиты), а. е.	Эксцентриситет	Наклонение плоскости орбиты к эклиптике, град	Сидерический (орбитальный) период обращения (в земных годах)	Период вращения (в земных сутках d или часах h)	Экваториальный радиус, км
Меркурий	0,387	0,206	7,0	0,24	$58{,}6^d$	2439
Венера . .	0,723	0,007	3,4	0,62	243^d	6051,5
Земля . .	1,000 (1,5·10⁸ км)	0,017	0	1,000 (365,256 сут)	$23{,}9^h$ ($23^h56^m4{,}1^s$)	6378
Марс . . .	1,524	0,093	1,8	1,88	$24{,}6^h$	3394
Юпитер	5,203	0,048	1,3	11,86	$9{,}9^h$	71398*
Сатурн . .	9,539	0,056	2,5	29,46	$10{,}2^h$	60246*
Уран . . .	19,182	0,047	0,8	84,07	$17{,}24^h \pm 4$	25559
Нептун	30,058	0,009	1,8	164,8	$16{,}02^h$	24764
Плутон	39,439	0,247	17,1	248,6	$6{,}4^h$	1150

Продолжение

Планета	Объём (объём Земли = = 1)	Масса (масса Земли = = 1)	Плотность, г/см³	Наклонение экватора к плоскости орбиты, град	Направление вращения	Число спутников	Напряжённость магн. поля на экваторе, Гс	Альбедо	Эффективная температура, K
Меркурий	0,05	0,06	5,44	<30	Прямое	нет	0,0035	0,09	435
Венера . .	0,90	0,82	5,24	177	Обратное	нет	—	0,75	228
Земля . .	1,0 (1,083 × ×10¹² км³)	1,0 (5,976 × ×10²⁴ кг)	5,52	23,5	Прямое	1	0,31	0,36	255
Марс . . .	0,15	0,11	3,95	25,2	Прямое	2	0,0006	0,24	216
Юпитер	1318	318	1,33	3,1	Прямое	16	4,28	0,34	124
Сатурн . .	755	95,1	0,69	26,4	Прямое	17	0,21	0,34	95
Уран . . .	63	14,5	1,29	98	Обратное	15	0,25	0,34	58
Нептун	58	17,2	1,64	29	Прямое	8	0,13	0,31	59
Плутон	0,006	0,002	2,03	?	Прямое	1	—	0,50	37

* Значение, соответствующее уровню с давлением в атмосфере 1 бар.

жений планет. Эти движения являются возмущёнными; возмущения, возникающие вследствие взаимного притяжения планет, приводят к отклонениям их орбит от кеплерова эллипса (см. *Кеплера законы*). Свойства орбит определяются на основе аналитич. и численных решений ур-ний движения и теорем классич. небесной механики; дополнит. возмущение орбиты вследствие релятивистских эффектов заметно обнаруживается лишь в смещении перигелия Меркурия (см. *Тяготение*).

Тепловой режим планеты характеризуется ср. эффективной, или равновесной, темп-рой T_e. Она определяется из условия баланса энергии, поступающей от Солнца и излучаемой планетой в окружающее пространство. Для этих целей используется указанное в табл. 1 наряду с T_e значение интегрального сферич. *альбедо* (альбедо Бонда) A. На расстоянии a (в астр. единицах) планеты от Солнца

$$\frac{E_c(1-A)}{a^2}\pi R^2 = 4\pi R^2 \sigma T_e^4,$$

т. е.

$$T_e = \left[\frac{E_c(1-A)}{4\sigma a^2}\right]^{1/4}. \qquad (1)$$

Здесь $E_c = 1{,}37\cdot10^6$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$ — *солнечная постоянная*; R — радиус планеты; $\sigma = 5{,}67\cdot10^{-5}$ эрг·см$^{-2}\times$ $\times$ К$^{-4}$·с$^{-1}$ — *Стефана — Больцмана постоянная*; T_e — в кельвинах.

Яркостная температура близка к равновесной. Исключение составляют Юпитер, Сатурн, Нептун, для к-рых яркостная темп-ра заметно выше равновесной. Это обусловлено наличием в их недрах внутр. источника тепла. Природу источника связывают с выделением гравитац. энергии — либо за счёт продолжающегося сжатия (Юпитер), либо за счёт выпадения гелия из водородно-гелиевого раствора (Сатурн). Соответственно, значения T_e для планет-гигантов, приведённые в табл. 1, выше равновесных темп-р, определяемых соотношением (1).

Наличие даже сравнительно небольшой эллиптичности орбиты вызывает заметные сезонные изменения на планетах за счёт большего притока энергии от Солнца (инсоляции) в перигелии. Для Марса превышение составляет ок. 45%, а для Меркурия достигает 200%. Однако осн. роль в сезонных изменениях и их длительности играет наклон оси вращения (особенно в случае сопоставимости периода вращения с периодом обращения вокруг Солнца). Период вращения Марса вокруг оси почти равен земному, а у Венеры и Меркурия вращение аномально медленное, причём у Венеры направление вращения обратное. Солнечные сутки на Венере и Меркурии составляют соответственно 116,75 и 175,97 земных суток. Помимо Венеры обратным вращением обладает также Уран, ось вращения к-рого лежит почти в плоскости его орбиты.

Среди планет земной группы атмосферы имеют лишь Земля, Венера и Марс. Меркурий, как и Луна, практически лишён газовой оболочки. Давление атмосферы у поверхности Венеры примерно на два порядка больше, а у поверхности Марса примерно на два порядка меньше, чем у поверхности Земли. Средняя темп-ра поверхности Марса составляет ок. —60° С. Темп-ра у поверхности Венеры приблизительно 500°С (наличие плотной атмосферы приводит к значит. *парниковому эффекту*, а интенсивная циркуляция атмосферы выравнивает темп-ру поверхности).

В атмосфере Земли преобладают азот и кислород, в атмосферах Венеры и Марса — углекислый газ, относительное объёмное содержание к-рого на обеих планетах св. 95%, а атмосферы планет-гигантов в основном водородно-гелиевые.

Осн. сведения о хим. составе, темп-ре, давлении и плотности атмосфер планет, практически целиком основанные на результатах космич. экспериментов, приведены в табл. 2.

Из-за малости эксцентриситета и отклонения оси вращения от нормали к плоскости орбиты на Венере смены сезонов практически не происходит. В то же время для

Таб л. 2. — **Некоторые физико-химические характеристики планет**

Планета	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун	Плутон
Химический состав (объёмное содержание, %)	$He \leqslant 20$ $H_2 \leqslant 18$ $Ne \leqslant 40-60$ $Ar \leqslant 2$ $CO_2 \leqslant 2$	CO_2 95 N_2 3—5 Ar 0,01 H_2O 0,01—0,1 CO $3\cdot10^{-2}$ HCl $4\cdot10^{-5}$ HF 10^{-6} O_2 $2\cdot10^{-4}$ SO_2 10^{-5} H_2S $8\cdot10^{-3}$ Kr $4\cdot10^{-5}$ Xe 10^{-6}—10^{-5}	N_2 78 O_2 21 Ar 0,93 H_2O 0,1—1 CO_2 0,03 CO 10^{-5} CH_4 10^{-4} H_2 $5\cdot10^{-5}$ Ne $2\cdot10^{-3}$ He 10^{-4} Kr 10^{-4} Xe 10^{-6}	CO_2 95 O_2 2—3 Ar 1—2 H_2O 10^{-3}—10^{-1} CO $4\cdot10^{-2}$ O_2 0,1—0,4 Ne $< 10^{-3}$ Kr $< 2\cdot10^{-3}$ Xe $< 5\cdot10^{-3}$	H_2 87 He 12,8 H_2O $1\cdot10^{-4}$ CH_4 $7\cdot10^{-2}$ NH_3 $2\cdot10^{-2}$ HCl 10^{-5} C_2H_6 $4\cdot10^{-2}$ C_2H_2 $8\cdot10^{-3}$ PH_3 $4\cdot10^{-5}$ CO $2\cdot10^{-7}$ CH_3D $2\cdot10^{-5}$	H_2 94—87 He 6 **CH_4 $2\cdot10^{-1}$ **NH_3 $3\cdot10^{-2}$ C_2H_6 $5\cdot10^{-4}$ C_2H_2 $2\cdot10^{-6}$ PH_3 $1\cdot10^{-4}$ CH_3D $2\cdot10^{-3}$	H_2 84—87 He 12—15 CH_4 0,3 C_2H_2 $9\cdot10^{-2}$ NH_3 ? C_2H_6 $3\cdot10^{-6}$	**H_2 85 **He 12 CH_4 1—4 C_2H_6 $3\cdot10^{-4}$ C_2H_2 (1—9)·10^{-5}	CH_4 N_2 ?
Средняя молекулярная масса	—	43,2	28,97	43,5	2,26	2,12	2,3	2,2?	16 ?
Температура у поверхности (в средних широтах): $T_{макс}$, К $T_{мин}$, К	500 110	— 735	310 240	270 200	— 135	— 105	— 51	— 50	≈32 —
Среднее давление у поверхности P, атм	$2\cdot10^{-12}$	90	1	$6\cdot10^{-3}$	0,5*	0,5*	0,1*	0,1*	—
Средняя плотность у поверхности, г/см^3	10^{-17}	$61\cdot10^{-3}$	$1{\cdot}27\cdot10^{-3}$	$1{,}2\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-4}$*	$1{,}2\cdot10^{-4}$*	$5{,}5\cdot10^{-5}$*	≈$5{,}5\cdot10^{-5}$*	—

* На условном уровне в атмосфере планет, к к-рому отнесены соответствующие значения темп-ры. **Предварительные данные.

Таб л. 3. — **Основные характеристики спутников планет**

Планета и число спутников (на 1990 г.)	Спутники	Средний радиус, км*	Масса (в массах планеты)	Плотность, г/см³	Альбедо	Радиус орбиты: в радиусах планеты	Радиус орбиты: в 10^3 км	Период обращения (земные сутки)	Эксцентриситет орбиты	Наклонение к экватору планеты, град	Дата открытия	Первооткрыватель
Земля (1)	Луна	1738	$1{,}23 \cdot 10^{-2}$	3,33	0,07	60,27	384,4	27,322	0,055	5,09	—	—
Марс (2)	Фобос	13,5	$1{,}82 \cdot 10^{-8}$	2,1	0,06	2,76	9,4	0,319	0,015	1,02	1877	А. Холл
	Деймос	7,5	$2{,}14 \cdot 10^{-9}$	2,1	0,07	6,92	23,5	1,262	0,001	1,82	1877	А. Холл
Юпитер (16)	XVI Метида	20	$\approx 3 \cdot 10^{-11}$	—	<0,10	1,81	129	0,300	~0,0	~0,0	1979	Д. Джуитт, Дж. Даниэлсон («Вояджер-2»)
	XV Адрастея	10	$\approx 10^{-11}$	—	<0,10	1,80	128	0,295	0,0	~0,0	1979/80	С. Синнотт («Вояджер-2»)
	V Амальтея	100	$\approx 5 \cdot 10^{-9}$	—	0,05	2,55	181	0,489	0,003	0,4	1892	Э. Барнард
	XIV Теба (Фива)	45	$\approx 3 \cdot 10^{-10}$	—	<0,10	3,11	221	0,675	~ 0,00	~0,0	1979/80	С. Синнотт («Вояджер-2»)
	I Ио	1815	$4{,}70 \cdot 10^{-5}$	3,53	0,62	5,95	421	1,769	0,004	0,0	1610	Г. Галилей
	II Европа	1569	$2{,}57 \cdot 10^{-5}$	3,03	0,68	9,47	670	3,551	0,000	0,5	1610	Г. Галилей
	III Ганимед	2631	$7{,}84 \cdot 10^{-5}$	1,93	0,44	15,1	1070	7,155	0,001	0,2	1610	Г. Галилей
	IV Каллисто	2400	$5{,}60 \cdot 10^{-5}$	1,83	0,19	26,6	1880	16,689	0,010	0,2	1610	Г. Галилей
	XIII Леда	≈7	$\approx 10^{-12}$	—	—	156	11110	240	0,146	26,7	1974	Ч. Коваль (Kowal)
	VI Гималия	≈90	$\approx 3 \cdot 10^{-9}$	—	0,03	161	11470	250,6	0,158	27,6	1904/05	Ч. Перрайн
	X Лиситея	≈20	$\approx 3 \cdot 10^{-11}$	—	—	164	11710	260	0,130	29,0	1938	С. Николсон
	VII Элара	≈40	$\approx 3 \cdot 10^{-10}$	—	0,03	165	11740	260,1	0,207	24,8	1904/05	Ч. Перрайн
	XII Ананке	≈15	$\approx 4 \cdot 10^{-12}$	—	—	291	20700	-617**	0,17	147	1951	С. Николсон
	XI Карме	≈20	$\sim 10^{-11}$	—	—	314	22350	-692**	0,21	164	1938	С. Николсон
	VIII Пасифе	≈20	$\approx 3 \cdot 10^{-11}$	—	—	327	23300	-735**	0,38	145	1908	П. Меллот
	IX Синопе	≈20	$\sim 10^{-11}$	—	—	333	23700	-758**	0,28	153	1914	С. Николсон
Сатурн (18)[2]	XV Атлант	≈20	—	—	0,4	228	137,7	0,602	0,002	0,3	1980	Террайл («Вояджер-2»)
	XVI Прометей	40	—	—	0,6	2,31	139,4	0,613	0,004	0,0	1980	Коллинз и др. («Вояджер-2»)
	XVII Пандора	50	—	—	0,6	2,35	141,7	0,629	0,004	1,1	1980	Коллинз и др. («Вояджер-2»)
	X Янус	95	—	—	0,4	2,51	151,4	0,695	0,009	0,3	1966/80	О. Дольфюс («Вояджер-2»)
	XI Эпиметей	60	—	—	0,4	2,52	151,5	0,695	0,007	0,1	1966/80	Фонтейн, Ларсон/Уокер («Вояджер-2»)
	I Мимас	197	$6{,}50 \cdot 10^{-8}$	1,4	0,7	3,08	185,5	0,942	0,020	1,5	1789	У. Гершель
	II Энцелад	251	$1{,}48 \cdot 10^{-7}$	1,2	1,0	3,95	238,0	1,370	0,004	0,0	1789	У. Гершель
	III Тефия	524	$1{,}09 \cdot 10^{-6}$	1,2	0,8	4,88	294,7	1,888	0,000	1,1	1684	Дж. Кассини
	XIII Телесто	≈13	—	—	0,6	4,88	294,7	1,888	—	—	1980	Рейтсема, Смит, Ларсон, Фонтейн («Вояджер-2»)
	XIV Калипсо	≈13	—	—	0,8	—	—	—	—	—	1980	Д. Паску, П. Сейделмен, Баум, Кюрье («Вояджер-2»)
	IV Диона	560	$2{,}04 \cdot 10^{-6}$	1,4	0,5	6,26	377,4	2,737	0,002	0,0	1684	Дж. Кассини
	XII Елена	15	—	—	—	6,27	378,1	2,739	0,005	0,2	1980	Ж. Лекашё, Лак
	V Рея	765	—	1,3	0,6	8,74	527,1	4,518	0,001	0,4	1672	Дж. Кассини
	VI Титан	2575	$2{,}46 \cdot 10^{-4}$	1,9	0,2	20,25	1221,9	15,95	0,029	0,3	1655	Х. Гюйгенс
	VII Гиперион	135	—		0,3	24,55	1481,0	21,28	0,104	0,4	1848	Дж. Бонд/У. Лассел
	VIII Япет	718	—	1,2	0,50/0,05***	59,02	3560,8	79,33	0,028	14,7	1671	Дж. Кассини
	IX Феба	110	—	—	0,06	214,7	12954,0	—550,4**	0,163	150	1898	У. Пикеринг
Уран (15)	(1986 *U*7) Корделия	~20	—	—	—	1,92	49,8	—	—	—	1986	«Вояджер-2»
	(1986 *U*8) Офелия	~25	—	—	—	2,07	53,8	—	—	—	1986	—»—
	(1986 *U*9) Бианка	~25	—	—	—	2,30	59,2	—	—	—	1986	—»—
	(1986 *U*3) Крессида	~30	—	—	—	2,40	61,8	—	—	—	1986	—»—
	(1986 *U*6) Дездемона	~30	—	—	—	2,44	62,7	—	—	—	1986	—»—
	(1986 *U*2) Джульетта	~40	—	—	—	2,51	64,4	—	—	—	1986	—»—
	(1986 *U*1) Порция	~40	—	—	—	2,57	66,1	—	—	—	1986	—»—
	(1986 *U*4) Розалинда	~30	—	—	—	2,72	69,9	—	—	—	1986	—»—

Продолжение

Планета и число спутников (на 1990 г.)	Спутники	Средний радиус, км*	Масса (в массах планеты)	Плотность, г/см³	Альбедо	Радиус орбиты: в радиусах планеты	Радиус орбиты: в 10^3 км	Период обращения (земные сутки)	Эксцентриситет орбиты	Наклонение к экватору планеты, град	Дата открытия	Первооткрыватель
	(1986 *U*5)	~30	—	—	—	2,92	75,3	—	—	—	1986	—»—
	Белинда (1985 *U*1)	85	—	—	—	3,35	86,0	—	—	—	1985	—»—
	VI Пэк	243	$1{,}0\cdot10^{-7}$	3	—	5,04	129,4	1,460	0,010	0,0	1948	Дж. Койпер
	V Миранда	580	$1{,}1\cdot10^{-5}$	1,3	0,30	7,43	191,0	2,555	0,003	0,0	1851	У. Ласселл
	I Ариэль	595	$1{,}1\cdot10^{-5}$	1,4	0,19	10,35	266,3	4,015	0,004	0,0	1851	У. Ласселл
	II Умбриэль	805	$3{,}2\cdot10^{-5}$	2,7	0,23	16,96	436,0	8,760	0,002	0,0	1787	У. Гершель
	III Титания	775	$3{,}4\cdot10^{-5}$	2,6	0,18	22,70	583,5	13,51	0,001	0,0	1878	У. Гершель
	IV Оберон	1200	$2{,}2\cdot10^{-4}$	2,06	—	15,95	394,7	−5,840**	0,000	2,79	1846	У. Ласселл
Нептун (8)[1]	I Тритон	≈120	$5{,}0\cdot10^{-8}$	2,0	—	250,99	6212	358,4	0,756	0,48	1949	Дж. Койпер
Плутон (1)	II Нереида	≈560	$6{,}4\cdot10^{-2}$	≈0,2	0,4	16	18,5	6,4	—	—	1978	Дж. Кристи
	Харон											

* Для спутников неправильной формы указана половина максимального размера. ** Обратное движение. *** «Ведущая» полусфера имеет альбедо на порядок выше ведомой. [1] Помимо Тритона и Нереиды «Вояджером-2» открыты ещё 6 спутников: Протей (420), Ларисса (200), Галатея (160), Деспина (140), Таласса (90) и Наяда (50) (в скобках приведены размеры в км). [2] В 1990 открыт 18-й спутник Сатурна Пан.

Марса оба эффекта играют существ. роль, приводя помимо ярко выраженного сезонного хода темп-ры к разл. длительности сезонов в северном и южном полушариях. К тому же наклонение оси вращения Марса, возможно, испытывает долгопериодич. вариации, что должно приводить к глубоким климатич. изменениям. На Уране сезонный ход, казалось бы, должен быть наиб. сильно выражен; однако при малой инсоляции и своеобразии атм. динамики он, по-видимому, существенно нивелирован.

Газовым оболочкам Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна свойственно дифференциальное вращение (изменение периода вращения с широтой), что может быть связано с динамич. процессами в атмосфере. На Юпитере тропич. зона атмосферы вращается быстрее полярной на 5 мин 11 с, т. е. различие составляет 1%, а на Сатурне достигает почти 5%. Для этих планет наиб. близок к истинному значению период, соответствующий вращению магн. поля. Он определяется по модуляции интенсивности и (или) направлению поляризации собств. радиоизлучения планеты. По-видимому, этот период наилучшим образом характеризует вращение нижележащих более вязких областей. Таким способом найдены периоды вращения Юпитера ($T = 09{,}925^h$), Сатурна ($T = 10{,}657^h$), Урана ($T = 17{,}24^h$) и Нептуна ($T = 16{,}02^h$).

В табл. 1 указана ещё одна важная характеристика планет, содержащая определённую информацию об их внутр. строении и эволюции и во многом определяющая свойства атмосферы и околопланетного пространства. Это — значение напряжённости магн. поля на экваторе. Наиб. сильными магн. полями обладают Юпитер, Земля, Сатурн, Уран, Нептун. Заметим, что хотя у Нептуна, Сатурна и Урана оно слабее земного (при отнесении к соответствующим радиусам поверхности), в недрах этих планет мощность генератора их магн. поля должна быть примерно на два порядка выше. Существенное магн. поле обнаружено у Меркурия и, по-видимому, у Марса, практически отсутствует собств. поле у Венеры. Что касается Плутона, то, по аналогии с ледяными спутниками планет-гигантов, наличие у него магн. поля маловероятно.

У всех планет, кроме Венеры и Меркурия, есть спутники. Осн. характеристики спутников приведены в табл. 3. Общее число известных спутников составляет 61, включая сравнительно недавно открытые 3 спутника Юпитера, 7 спутников Сатурна, 10 спутников Урана, 6 спутников Нептуна и спутник Плутона. Наиболее крупными спутниками обладают Земля, Юпитер, Сатурн и Нептун. Это Луна, четыре галилеевых спутника Юпитера (Ио, Европа, Ганимед, Каллисто), спутник Сатурна Титан и спутник Нептуна Тритон, которые по своим размерам сопоставимы с планетами земной группы. Остальные спутники имеют размеры от неск. десятков до мн. сотен километров и, в отличие от планет и более крупных спутников,— часто неправильную (несферическую) форму. Это сближает их с *астероидами*.

Лит.: Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983; Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Уипл Ф. Л., Семья Солнца, пер. с англ., М., 1984; Satellites, ed. by J. Burns, M. Shapley Matthews, Tucson, 1986. См. также лит. при отд. статьях о планетах.

М. Я. Маров.

Модели внутреннего строения планет. Недра планет недоступны прямым наблюдениям. Даже для Земли керны из глубоких (до 12 км) скважин и фрагменты изверженных глубинных пород дают сведения о составе и структуре вещества лишь приповерхностных слоёв внеш. твёрдой оболочки. Данные о породах Луны, Венеры и Марса, изучение спектральных особенностей поверхностей планет и астероидов, атмосфер планет-гигантов также позволяют судить лишь о составе самых внешних оболочек. Поэтому для исследования планетных недр прибегают к построению моделей внутр. строения планет, т. е. расчёту хим. и минерального состава, внутр. гравитационных, тепловых, магн. и др. полей с последующим сравнением теоретич. предсказаний с данными наблюдений. Весьма общие ограничения на возможные состав и структуру планеты дают сведения о её массе M и радиусе R (а следовательно, и о ср. плотности) с учётом *распространённости элементов* в космосе и данных физики высоких давлений. Для построения моделей планет привлекаются данные по гравитац. и магн. полям планеты, тепловому потоку из недр, собств. колебаниям и (для Земли и Луны) сейсмич. данным.

Планеты земной группы имеют твёрдые оболочки, в к-рых сосредоточена б. ч. их массы. Существенный объём планетных оболочек находится в состоянии, близком к гидростатич. равновесию, поскольку предел текучести пород играет роль лишь для относительно быстрых приповерхностных движений. Распределения давления P, плотности ρ и ускорения силы тяжести g по расстоянию от центра планеты r находят из решения системы ур-ний: ур-ния гидростатич. равновесия

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} = -g(r)\rho(r),$$

ур-ния распределения массы

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r)$$

и ур-ний состояния

$$\rho_i = \rho_i(P)$$

Для предполагаемой смеси компонент с плотностью $\rho = (\Sigma x_i \rho_i^{-1})^{-1}$, где ρ_i и x_i — плотность и доля i-й компоненты по массе ($x_i = m_i/m$, m_i — масса i-й компоненты, M — суммарная масса в единичном объёме). Ср. плотности планет и данные по ур-ниям состояния для осн. породообразующих элементов Si, Mg, Fe, Al, Ca и их окислов показывают, что в среднем планеты земной группы на $^2/_3$ состоят из ферромагнезиальных силикатов и на $^1/_3$ из железа с примесью никеля и др. элементов. Модели внутр. строения Земли благодаря глубинному сейсмич. зондированию, данным о нутации и прецессии разработаны весьма детально, и осуществляется переход к более сложным моделям, учитывающим особенности горизонтального строения литосферы и верхней мантии под океанич. и континентальными регионами. Для построения моделей планет земной группы широко используются представления об оболочечной структуре, полученные для Земли. Обычно выделяют кору (10—100 км), мантию (1000—3000 км) и ядро. Ядро — наиб. плотная часть (12—13 г/см³ в центре Земли), кора — наименее плотная (для Земли 2,7—2,8 г/см³), плотность мантии — промежуточная (для Земли 2,8—3,5 г/см³). У Земли ядро подразделяется на внешнее (жидкое) и внутреннее (твёрдое). Предполагают, что жидкое ядро имеется у Меркурия и Венеры. Марс, обладая заметным вращением, имеет сравнительно небольшой магн. момент, и существование расплавленного ядра для него остаётся под вопросом. Внутр. строение Венеры в основном схоже со строением Земли, однако из-за медленного вращения Венеры не удаётся оценить её момент инерции и, следовательно, в отсутствие сейсмич. данных, нет строгого подтверждения существования у неё ядра и соответствующих земным верхней и нижней мантийных оболочек. Отсутствие сейсмич. данных не позволяет также сделать определённые выводы о структуре и размерах оболочек др. планет земной группы. Момент инерции Марса свидетельствует о наличии небольшого ($\lesssim$15% от массы планеты) ядра. Размеры и фазовое состояние ядра зависят от его хим. состава (рис. 1). На больших временах (10^6—10^9 лет) вещество планетных недр ведёт себя как вязкая жидкость. В результате неравномерных нагрева и распределения состава в оболочках могут возникать конвективные движения, приводящие к тепло- и массопереносу. Масштаб конвекции определяется величиной отклонений распределений темп-ры и состава от равновесных, а интенсивность — вязкостью и др. реологич. параметрами. Оценки темп-р в недрах планет земной группы основаны на представлениях об их образовании путём аккумуляции из твёрдых тел и относительно раннем формировании оболочек (в ходе этих процессов происходило выделение гравитац. энергии $\sim 10^{11}$ эрг/г), а также на данных о содержании радиоакт. элементов U, Th и ^{40}K. Согласно оценкам, темп-ра в центре Земли $\approx$5000—6000 К, на границе ядро — мантия — 3500—4000 К. Темп-ры центральных областей Венеры, по-видимому, на 100—300 К ниже земных. В ядрах Меркурия и Марса темп-ра, вероятно, ок. 2500—3000 К.

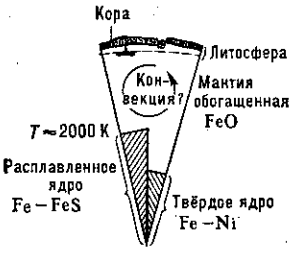


Рис. 1. Модель внутреннего строения Марса. Показаны два варианта ядра.

П л у т о н, по-видимому, имеет силикатное ядро и ледяную оболочку.

А с т е р о и д ы. О внутр. строении астероидов также известно мало. Метеоритные данные указывают на то, что вещество малых планет (по крайней мере многих из них) прошло через интенсивную ударную переработку, нагрев и дегазацию уже в ходе их образования. Существование каменных и железных метеоритов свидетельствует о том, что недра отд. астероидов были нагреты до темп-р плавления, обеспечивших возможность расслоения (дифференциации) первичного вещества на силикаты и железоникелевый сплав. Осн. особенностью внутр. строения малых планет являются сравнительно низкие темп-ры и давления, а также относительно большая толщина неконсолидиров. пород (реголита), образованного ударами др. тел. Не исключено, что астероиды, от к-рых поступает дифференциров. вещество, не расслоены на соответствующие оболочки, а содержат лишь отд. области, испытавшие высокотемпературный нагрев и местную дифференциацию вещества (модель «изюминки в тесте»).

П л а н е т ы - г и г а н т ы принято считать газожидкими телами с конвективными оболочками, в к-рых распределение темп-ры близко к адиабатическому. Это заключение основано на след. данных наблюдений. По данным ИК-наблюдений, поток тепла из недр планет оказался равным 10^4 эрг/см²·с (для Юпитера) и $3 \cdot 10^3$ эрг/см²·с (для Сатурна). Поскольку такой поток более чем на 4 порядка превышает поток тепла за счёт молекулярной теплопроводности, то это указывает на конвективное состояние внеш. зоны или всей планеты. Юпитер, Сатурн, Уран и, возможно, Нептун обладают собств. магн. полем, к-рое, вероятно, генерируется в конвективном ядре. Эволюция орбит спутников Юпитера, Сатурна и Урана, измерения гравитац. поля Юпитера также указывают на жидкое, близкое к гидростатически равновесному, состояние планет.

Хим. состав планет-гигантов резко отличается от состава планет земной группы. Согласно теории *происхождения Солнечной системы*, в протопланетном облаке в области планет-гигантов темп-ры после остывания облака не превышали 150 К, а газовое давление 10^{-5}—10^{-7} бар (в зоне Юпитера и Сатурна) и 10^{-7}—10^{-8} бар (в зоне Урана и Нептуна). При таких условиях большинство элементов образуют гидриды и окислы. Вещества, из к-рых построены планеты-гиганты, принято разделять по летучести на газовую компоненту — Г(H_2, He, Ne), «льды» — Л(CH_4, NH_3, H_2O) и тяжёлую компоненту — ТК(SiO_2, MgO, FeO, FeS, Fe, Ni, ...). Сведения о хим. составе недр планет-гигантов даёт расчёт моделей внутр. строения планет, удовлетворяющих

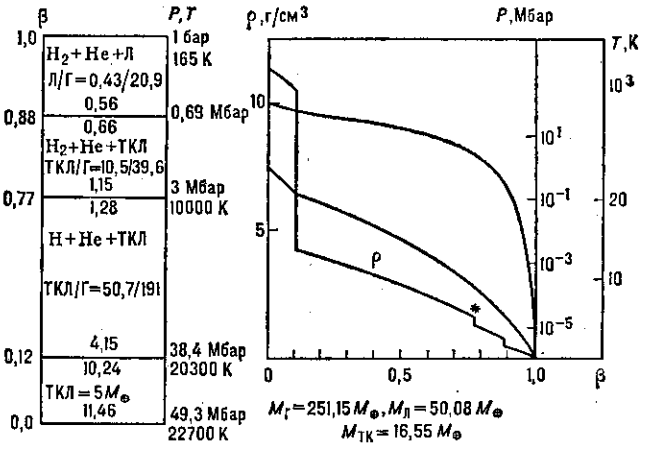


Рис. 2. Четырёхслойная модель Юпитера с двухслойной молекулярной оболочкой. Справа показано распределение давления P, температуры T и плотности ρ по относительному радиусу $\beta = r/R_{Ю}$ ($R_{Ю}$ — радиус Юпитера). Слева дан разрез модели с указанием значений плотности на границах раздела и отношения Л(ТКЛ)/Г в оболочках. Полные значения масс Г-, Л- и ТКЛ-компонент выражены в массах Земли.

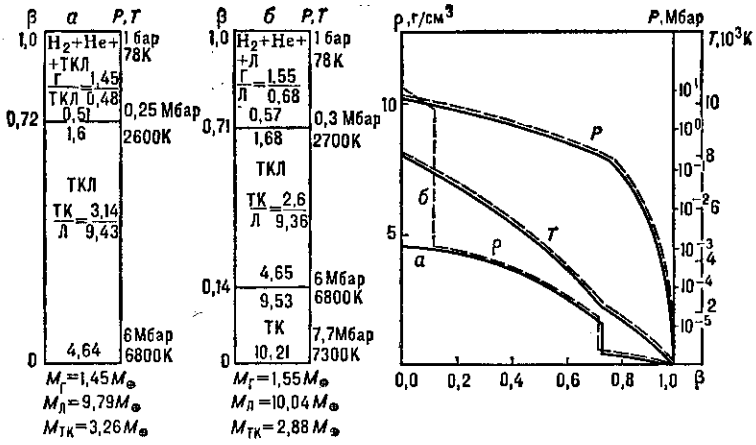


Рис. 3. Двух- и трёхслойная модели Урана с различной степенью смешения Г-, Л- и ТК-компонент. Обозначения те же, что и на рис. 2.

наблюдаемым значениям массы, радиуса и зональных гармоник гравитац. поля планет. Из-за относительно большой угл. скорости вращения ω в ур-ние (1) входит дополнит. член $(^2/_3)\omega^2 r\rho(r)$, а вследствие довольно высоких темп-р ($\gtrsim 10^3$ К) в недрах планет в ур-нии (3) учитывают температурные поправки $\rho_i = \rho_i(P, T)$. Простейшие модели (двухслойные) состоят из наружной оболочки (Г + Л) и ядра (ТКЛ). Однако наблюдениям лучше удовлетворяют многослойные модели (см., напр., рис. 2). В оболочках Юпитера и Сатурна происходит переход молекулярного водорода в металлический. Давление перехода $\approx 3\cdot 10^6$ бар и слабо зависит от темп-ры. При переходе к твёрдой фазе плотность скачкообразно увеличивается на $\approx 10\%$. В расплавл. состоянии (в жидкой фазе) переход происходит непрерывным образом. Расчёты моделей показали, что Уран (рис. 3) и Нептун, в отличие от Юпитера и Сатурна, обладают сильноперемешанными оболочками. Эти планеты имеют маленькие ТК-ядра (0,3—1% от полной массы планеты), массивные ледяные мантии с добавкой ТК-компоненты (с относит. содержанием, близким к солнечному) и наружные оболочки из Г- и Л-компонент. Построенные модели выявили след. тенденции в ряду планет-гигантов: при переходе от Юпитера к Нептуну содержание свободного водорода систематически убывает, а концентрация Л-компоненты в наружных оболочках растёт. Это может быть связано с различиями во временах формирования планет-гигантов и диссипацией газа из протопланетного облака.

Широкое распространение получает численное моделирование динамических (2- и 3-мерных) и эволюционных (1—2-мерных) моделей внутр. строения планет. Исследуются структура и интенсивность конвективных течений, вызванных разл. источниками тепла, влияние фазовых переходов и хим. превращений. Для планет земной группы предложены модели дифференциации и фракционирования внутр. оболочек, основанные на ур-ниях баланса потоков вещества с привлечением изотопных данных.

Лит.: Жарков В. Н., Трубицын В. П., Физика планетных недр, М., 1980; Хаббард У., Внутреннее строение планет, пер. с англ., М., 1987; Планетная космогония и науки о Земле. Сб., под ред. В. А. Магницкого, М., 1989.

А. В. Витязев, В. В. Леонтьев.

ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА — раздел матем. статистики, в к-ром рассматривают задачи оптимального планирования экспериментов. Наиб. изучена след. схема П. э. Измеряется ф-ция $\varphi(\boldsymbol{x}, \theta)$, где θ — вектор неизвестных или известных параметров, $\boldsymbol{x}$ — вектор переменных (факторов), к-рые контролируются экспериментатором. Совокупность значений вектора $\boldsymbol{x}$, при к-рых проводятся измерения ф-ции $\varphi(\boldsymbol{x}, \theta)$, наз. планом эксперимента. В связи с планированием выделяют след. типы экспериментов: экстремальный эксперимент, определяющий значения факторов $\boldsymbol{x}$, при к-рых ф-ция $\varphi(\boldsymbol{x}, \theta)$ (ф-ция отклика) принимает экстремальные значения; эксперимент по проверке справедливости заданной *статистической гипотезы* — ф-ции $\varphi(\boldsymbol{x}, \theta)$ (дискриминирующий эксперимент); отсеивающий эксперимент, задача к-рого заключается в выделении значимых факторов; имитац. эксперимент, моделирующий изучаемое явление на ЭВМ. В зависимости от типа эксперимента конструируются критерии оптимальности плана эксперимента. Решение соответствующей экстремальной задачи даёт оптимальный план данного эксперимента. Напр., если предполагается справедливой линейная модель эксперимента

$$Y_n = \varphi(\boldsymbol{x}_n, \theta) + \varepsilon_n \equiv \sum_{i=1}^{I} a_i \varphi_i(\boldsymbol{x}_n) + \varepsilon_n,$$

где $\varphi_i(\boldsymbol{x})$ — заданные ф-ции, ε_n — ошибки измерения, a_i — неизвестные параметры, то D-оптимальным планом наз. набор $\boldsymbol{x}_n$, $n = 1, \ldots, N$, минимизирующий определитель матрицы ошибок параметров a_i.

Лит.: Налимов В. В., Чернова Н. А., Статистические методы планирования экстремальных экспериментов, М., 1965; Налимов В. В., Теория эксперимента, М., 1971; Федоров В. В., Теория оптимального эксперимента, М., 1971; Математическая теория планирования эксперимента, М., 1983.

В. П. Жигунов, С. В. Клименко.

ПЛА́НКА ЗАКО́Н ИЗЛУЧЕ́НИЯ (формула Планка) — закон распределения энергии в спектре *излучения равновесного* при определённой темп-ре T. Был впервые выведен М. Планком (M. Planck) в 1900 на основе гипотезы квантования энергии вещества. Планк моделировал вещество совокупностями гармонич. осцилляторов различной частоты ν — р е з о н а т о р о в, испускающих и поглощающих излучение соответствующей частоты. Он предположил, что энергия вещества распределяется по резонаторам каждой частоты ν в виде дискретных порций $h\nu$ — к в а н т о в э н е р г и и (h — Планка постоянная). В 1916 А. Эйнштейн (A. Einstein) вывел П. з. и. путём рассмотрения квантовых переходов для атомов, находящихся в равновесии с излучением. П. з. и. является частным случаем распределения Бозе — Эйнштейна (см. *Бозе — Эйнштейна статистика*).

П. з. и. даёт спектральную зависимость (зависимость от частоты ν или длины волны $\lambda = c/\nu$) объёмной плотности излучения (энергии излучения в единице объёма) и пропорциональной ей испускат. способности *абсолютно чёрного тела* $\varepsilon = cu/4$ (энергии излучения, испускаемой единицей его поверхности за единицу времени). Ф-ции $u_{\nu,T}$ и $\varepsilon_{\nu,T}$ (или $u_{\lambda,T}$ и $\varepsilon_{\lambda,T}$), отнесённые к ед. интервала частот (или длин волн), являются универсальными ф-циями от ν (или λ) и T, не зависящими от природы вещества, с к-рым излучение находится в равновесии.

П. з. и. выражается ф-лой

$$u_{\nu,T} = \frac{4}{c}\varepsilon_{\nu,T} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

или

$$u_{\lambda,T} = \frac{4}{c}\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \qquad (*)$$

Максимум ф-ции (*) с ростом T смещается в сторону малых λ.

Из П. з. и. вытекают др. законы равновесного излучения. Интегрирование по ν (или λ) от 0 до ∞ даёт значения полной объёмной плотности излучения всех частот — *Стефана — Больцмана закон излучения*:

$$u_T = \int_0^\infty u_{\nu,T}d\nu = aT^4, \text{ где } a = \frac{8\pi^5k^4}{15c^3h^3},$$

и полной испускат. способности чёрного тела

$$e_T = \int_0^\infty e_{\nu,T}d\nu = \sigma T^4, \text{ где } \sigma = \frac{2\pi^5k^4}{15c^2h^3}.$$

В области больших частот, когда энергия фотона много больше тепловой энергии ($h\nu \gg kT$), П. з. и. переходит в *Вина закон излучения*: $u_{\nu,T} = (8\pi h\nu^3/c^3)\exp(-h\nu/kT)$, в области малых частот ($h\nu \ll kT$) — в *Рэлея — Джинса закон излучения*: $u_{\nu,T} = (8\pi\nu^2/c^3)kT$. Т. о., эти законы представляют собой предельные случаи П. з. и.

П. з. и. находится в согласии с эксперим. данными, применяя его можно по этим данным вычислить значения h и k. С помощью методов *пирометрии оптической* можно на основе П. з. и. определять темп-ру нагретых тел.

Лит.: Борн М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985; Kuhn T. S., Klack-body theory and the quantum discontinuity, Oxf., 1978; см. также лит. при ст. *Тепловое излучение*. *М. А. Ельяшевич.*

ПЛА́НКА ПОСТОЯ́ННАЯ (квант действия, обозначается h) — фундаментальная физ. константа, определяющая широкий круг физ. явлений, для к-рых существенна дискретность величин с размерностью действия (см. *Квантовая механика*). Введена М. Планком в 1900 при установлении закона распределения энергии в спектре излучения абсолютно чёрного тела (см. *Планка закон излучения*). Наиб. точное значение П. п. получено на основе *Джозефсона эффекта*: $h = 6{,}626176(36)\cdot10^{-34}$ Дж·с = $= 6{,}626176(36)\cdot10^{-27}$ эрг·с (на 1977). Чаще пользуются постоянной $\hbar = h/2\pi = 1{,}0545887(57)\cdot10^{-34}$ Дж·с, также называемой П. п.

ПЛА́НКОВСКАЯ ДЛИНА́ — величина размерности длины, выражаемая через фундам. физ. постоянные — скорость света c, гравитац. постоянную G и постоянную Планка $\hbar$:

$$l_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3} = 1{,}6\cdot10^{-33} \text{ см}.$$

Введена в физику М. Планком из соображений размерности. По совр. представлениям, при расстояниях порядка l_{Pl} и промежутках времени порядка планковского, $t_{Pl} = l_{Pl}/c \approx 5{,}4\cdot10^{-44}$ с, перестаёт быть применимо понятие непрерывного пространства-времени, и квантовые флуктуации фундам. метрич. тензора $g_{\mu\nu}(\mu, \nu = 0, 1, 2, 3)$ становятся порядка 1. См. *Квантовая теория гравитации*. *И. Д. Новиков.*

ПЛА́НКОВСКАЯ МА́ССА — величина размерности массы, выражаемая через фундам. физ. постоянные — скорость света c, гравитац. постоянную G и постоянную Планка $\hbar$:

$$m_{Pl} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 2{,}2\cdot10^{-5} \text{ г}.$$

Введена М. Планком из соображений размерности. Согласно совр. представлениям, при энергии, соответствующей П. м.: $\mathscr{E}_{Pl} = m_{Pl}c^{-2} \approx 10^{19}$ГэВ, гравитац. взаимодействие становится сильным и объединяется с тремя др. взаимодействиями — слабым, сильным и электромагнитным. См. *Квантовая теория гравитации*, *Супергравитация*. *И. Д. Новиков.*

ПЛА́НКОВСКИЙ ПРОМЕЖУ́ТОК ВРЕ́МЕНИ — величина размерности времени, выражается через *планковскую длину* l_{Pl} соотношением $t_{Pl} = l_{Pl}/c \sim 10^{-44}$ с.

ПЛАСТИ́НКА — твёрдое деформируемое тело, имеющее форму прямой призмы или прямого цилиндра, высота к-рых (толщина П.) мала по сравнению с размерами основания. По очертанию основания П. делятся на прямоугольные, круглые, эллипсоидальные и др. Плоскость, делящая пополам их толщину, наз. *срединной плоскостью*. П. бывают постоянной и переменной толщины; в зависимости от структуры могут быть изотропными, ортотропными и т. д. П. широко применяются в технике и строительстве как элементы разл. конструкций и сооружений; в акустике используются в качестве элементов излучателей и приёмников звука, преград в звуковом поле и др.

В зависимости от характера действующих сил различают П., работающие на изгиб при поперечной нагрузке и на растяжение, сжатие или сдвиг при нагрузке, действующей в срединной плоскости.

При деформации изгиба П. получают перемещения (прогибы), нормальные к срединной плоскости. Поверхность, к-рую образуют точки срединной плоскости после деформации, наз. *срединной поверхностью*. В зависимости от характера напряжённого состояния различают жёсткие, гибкие П. и абсолютно гибкие, или *мембраны*. В случае жёсткой П. можно без заметной погрешности считать срединный слой нейтральным, т. е. свободным от напряжений. Гибкими наз. П., при расчёте к-рых необходимо наряду с чисто изгибными учитывать напряжения, равномерно распределённые по толщине (мембранные напряжения). В мембранах преобладающими являются напряжения в срединной поверхности; напряжениями же собственно изгиба здесь можно пренебречь.

Металлич. П. можно рассматривать как жёсткие, если макс. прогиб не превышает $^1/_5$ толщины; при прогибе, лежащем между $^1/_5$ и 5 толщинами, П. можно отнести к гибким; наконец, при прогибе, превосходящем 5 толщин, П. являются абсолютно гибкими.

В теории жёстких П. используется, как правило, гипотеза прямых нормалей (гипотеза Кирхгофа — Лява), по к-рой любая прямая, нормальная к срединной плоскости до деформации, остаётся и после деформации прямой, нормальной к срединной поверхности. При этом длина волокна вдоль толщины остаётся неизменной. Однако в ряде случаев гипотеза недеформируемых прямых нормалей является неприемлемой. Это относится, напр., к трёхслойным и многослойным П., а также к П., изготовленным из композиц. материалов, когда нек-рые слои получают значит. деформации поперечного сдвига. Одну из моделей деформации П. с учётом поперечного сдвига называют, в отличие от модели Кирхгофа — Лява, моделью Тимошенко.

Рассмотрение деформации П. за пределами упругости ведётся на основе тех или иных *пластичности теорий*: теории малых упругопластич. деформаций, теории течения и др. При решении задач с помощью теории малых упругопластич. деформаций может быть применён метод упругих решений, состоящий в построении ряда последоват. приближений, для каждого из к-рых применяется аппарат упругой задачи. Если поведение материала П. зависит от времени, расчёт ведётся с помощью *ползучести теории*, в частности так рассчитывают конструкции, испытывающие действие высоких темп-р.

В ряде конструкций П. испытывают действие усилий в срединной поверхности. В тех случаях, когда П. в целом или отд. её части подвергаются сжатию или сдвигу, они могут потерять устойчивость (см. *Устойчивость упругих систем*). Соответствующие моменту потери устойчивости критич. напряжения зависят от условий закрепления П. и их жёсткости. В упругой области параметр жёсткости определяется модулем упругости и коэф. Пуассона материала, а также толщиной П. Характерным для тонких П. является то, что при наличии надлежащим образом расположенных подкрепляющих рёбер П. сохраняют способность нести нагрузку и после потери устойчивости.

Для П., испытывающих преобладающие усилия растяжения, а также в ряде др. случаев статич. и динамич. нагружения может иметь место процесс зарождения и развития трещин. Это особенно характерно для П., подвергающихся действию нагрузок, переменных во времени. Соответствующий процесс т. н. усталостного разрушения определяется такими факторами, как порядок следования нагрузок, длительность нагружения

на каждом уровне, влияние внеш. среды, состояние поверхности, масштабный фактор и др. Для подкреплённых П. характерным является то, что развитие трещин зависит от их расположения по отношению к подкрепляющим рёбрам.

Важнейший класс теории П. составляют динамич. задачи: изучение собственных, вынужденных, параметрич. колебаний, а также автоколебаний разл. типа, напр. при флаттере. Рассмотрение осн. типов колебаний ведётся с позиций линейной теории для жёстких П. и нелинейных зависимостей, относящихся к гибким и абсолютно гибким П. Большое значение для совр. техники имеет исследование поведения П. при быстром (динамич.) нагружении и при действии ударных нагрузок. Несущая способность П. при динамич. приложении усилий сжатия и сдвига в срединной поверхности оказывается выше, чем при статич. нагружении. При изучении динамич. устойчивости должны учитываться форма прикладываемых к П. импульсов и их последовательность. При исследовании динамич. задач для П. в ряде случаев должны приниматься во внимание волновые процессы в материале П., связанные с деформациями в срединной поверхности, и силы инерции, отвечающие деформациям сдвига (по модели Тимошенко). Соответствующие ур-ния движения являются гиперболическими.

Широкое развитие в теории и расчёте П. получили, так же как и для *оболочек*, наряду с аналитическими численные методы, связанные с использованием ЭВМ. К общему понятию П. относятся также т. н. толстые плиты, расчёт к-рых ведётся на основе трёхмерных ур-ний теории упругости.

Лит.: Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С., Пластинки и оболочки, пер. с англ., 2 изд., М., 1966; Бубнов И. Г., Труды по теории пластин, М., 1953; Вольмир А. С., Гибкие пластинки и оболочки, М., 1956; его же, Нелинейная динамика пластинок и оболочек, М., 1972; Амбарцумян С. А., Теория анизотропных пластин, М., 1967; Болотин В. В., Новичков Ю. Н., Механика многослойных конструкций, М., 1980.

А. С. Вольмир.

ПЛАСТИ́НКИ в акустике — элементы излучателей и приёмников звука, элементы устройств акустоэлектроники, а также звуковых преград и перегородок.

П. конечной толщины $2h$ могут рассматриваться как упругий волновод, поле в к-ром является совокупностью волн, наз. *нормальными волнами*. В общем случае произвольной частоты ω нормальная волна содержит продольную и поперечную компоненты колебат. смещения, распространяющиеся в толще П. и отражающиеся на её границах. Нормальные волны в П. подразделяются на два класса: *Лэмба волны*, у к-рых имеются как продольные, так и поперечные компоненты колебат. смещения, причём последние направлены перпендикулярно плоскости П., и поперечные нормальные волны, обладающие только одной компонентой смещения (отсутствующей в волнах Лэмба), лежащей в плоскости П. и перпендикулярной направлению распространения волны. В П. может распространяться определённое конечное число нормальных волн, отличающихся одна от другой фазовыми и групповыми скоростями, а также распределениями смещений и напряжений по толщине П. Эти распределения должны удовлетворять граничным условиям равенства нулю напряжений на обеих плоскостях П.

Число n узловых точек в распределении напряжений по толщине П. наз. порядком волны. Нормальная волна частоты ω, порядка n может распространяться в П. при условии $\omega > \omega_{кр} = n\pi c_t/h$, где c_t — фазовая скорость поперечной волны в изотропном твёрдом теле, $c_t = \sqrt{E/2\rho(1+\nu)}$, E — модуль Юнга, ν — коэф. Пуассона, ρ — плотность материала П., $\omega_{кр}$ — т. н. критич. частота. Число распространяющихся волн тем больше, чем больше значение $\omega h/c_t$. Волна заданного порядка n с частотой $\omega < \omega_{кр}$ не распространяется: в такой волне нет потока энергии, она представляет собой синфазное движение, экспоненциально спадающее в направлении, параллельном плоскости П.

В тонких П. ($\omega h/c_t \ll 1$) возможно распространение только поперечной волны нулевого порядка, смещения в к-рой по толщине П. одинаковы, а также двух волн Лэмба нулевого порядка, первая из к-рых очень похожа на продольную волну в изотропном твёрдом теле (в ней преобладает продольная компонента смещения), а вторая представляет собой *изгибную волну*. При распространении изгибной волны каждый элемент тонкой П. смещается перпендикулярно её плоскости. Примерами изгибных волн в П. являются стоячие волны в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей. Распространяющаяся в тонкой П. изгибная волна малой амплитуды описывается ур-нием

$$\frac{Eh^2}{3(1-\nu^2)}\Delta^2\eta + \rho\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2} = 0,$$

где Δ — оператор Лапласа, η — смещение элемента П. от положения равновесия в направлении, перпендикулярном её плоскости.

Для изгибных волн тонкая П. является системой с дисперсией: волны разл. частот распространяются в ней с разл. фазовыми скоростями c_n,

$$c_n = \sqrt[4]{\frac{Eh^2}{3\rho(1-\nu^2)}}\sqrt{\omega}.$$

Эта скорость много меньше фазовой скорости продольных волн в П. $c_{пр} = c_l\sqrt{(1-2\nu)/(1-\nu^2)}$, где c_l — скорость продольной волны в изотропной сплошной среде.

Тонкая П. ограниченного размера обладает дискретным набором собств. частот, каждой из к-рых соответствует своя форма колебаний, представляющая систему стоячих волн с той или иной картиной узловых линий, разделяющих части П., колеблющиеся с противоположными фазами (см. *Хладни фигуры*). Собств. частоты и формы колебаний зависят от изгибной жёсткости пластины, равной $D = 2Eh^3/3(1-\nu^2)$, её уд. массы $2\rho h$, от размеров и формы П., а также от условий закрепления её краёв. Типичными условиями закрепления краёв являются свободный край, шарнирно опёртый край, заделанный край.

Определение спектра собств. частот в общем случае представляет сложную задачу. Осн. частота может быть определена с помощью метода Рэлея — Ритца. Она составляет, напр., для прямоугольной шарнирно опёртой П. размером $a \times b$ величину

$$\omega_{0,п} = \pi^2\sqrt{Eh^2/3\rho(1-\nu^2)}\left(\frac{1}{a^2}+\frac{1}{b^2}\right),$$

а для круглой П. радиуса a, заделанной по краям, величину

$$\omega_{0,к} \approx 0{,}94\frac{h}{a^2}\sqrt{\frac{E}{\rho}(1-\nu^2)}.$$

Обертоны осн. частоты круглой П. не являются гармониками.

Вынужденные колебания П. происходят с частотой внеш. воздействия. При её совпадении с одной из собств. частот имеет место *резонанс*.

В процессе колебаний П. излучает звук в прилегающую среду при условии, что

$$\omega > \omega_1 = c_1^2\sqrt{\frac{3\rho(1-\nu^2)}{Eh^2}},$$

где c_1 — скорость звука в прилегающей среде. При $\omega < \omega_1$ в среде возбуждается лишь ближнее поле, экспоненциально спадающее в направлении, перпендикулярном к плоскости П. Излучение звука демпфирует колебания П. и смещает её собств. частоты.

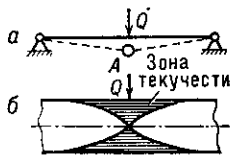
Волновые явления в П. учитываются при определении звукоизоляции и звуковой прозрачности упругих перегородок. Для описания падения звуковой волны на П. вводят коэф. прохождения плоской волны через П., равный отношению амплитуды прошедшей и па-

дающей волн. Для нормально падающей волны полностью прозрачна П. толщиной $2h = \pi c_l/\omega$, где $n = 1,2,3$. П. толщиной $2h = \pi c_l/2\omega$ является согласующим элементом между средами с волновыми сопротивлениями z_1 и z_2 при условии $\rho c_l = \sqrt{z_1 z_2}$ (случай «просветления» границы раздела сред).

Лит.: Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1955; Тимошенко С. П., Пластинки и оболочки, пер. с англ., М.— Л., 1948; Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.— Л., 1949; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981; Тимошенко С. П., Янг Д. Х., Уивер У., Колебания в инженерном деле, пер. с англ., М., 1985.

С. В. Егерев.

ПЛАСТИ́ЧЕСКИЙ ШАРНИ́Р (шарнир текучести) — сечение балки, полностью находящейся в пластич. состоянии. Понятие «П. ш.» приобрело большое значение в связи с исследованием несущей способности стержневых и рамных конструкций. П. ш. возникает в наиб. напряжённых сечениях; напр., если шарнирно опёртая балка (рис.) находится под действием сосредоточенной силы Q, то при увеличении этой силы наибольший изгибающий момент возникает в точке, где образуется П. ш. Появление П. ш. уменьшает степень статич. непреодолимости конструкции и может сделать её статически определимой или даже геометрически изменяемой.



а — образование пластич. шарнира; *б* — сечение балки в области пластич. шарнира *А*.

Дальнейшее обобщение понятия П. ш.— цилиндрич. шарнир текучести, образующий прямую или кривую линию на поверхности пластинки или оболочки.

Лит.: Ерхов М. И., Теория идеально пластических тел и конструкций, М., 1978; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твердого тела, 2 изд., М., 1988.

Д. Д. Ивлев.

ПЛАСТИ́ЧНОСТИ ТЕО́РИЯ математическая — наука о пластич. деформировании тел. П. т. занимается построением матем. моделей пластич. тел, методами определения напряжений и деформаций в пластически деформиров. телах. За исходные положения П. т. принимаются эксперим. данные, и непосредственно она не связана с физ. объяснением свойств *пластичности*. Совр. П. т. в основном связана со свойствами металлов; её применения возможны к таким материалам, как горные породы, лёд и т. д.

Осн. эксперименты по определению пластич. свойств металлов проводятся при испытании на растяжение — сжатие плоского или цилиндрич. образца при однородном деформировании тонкостенной цилиндрич. трубки, находящейся под действием растягивающей силы, крутящего момента и внутр. давления. На диаграмме напряжение — деформация (рис. 1) при одноосном растяжении образца мягкой малоуглеродистой стали до точки A деформации являются упругими (линейный участок).

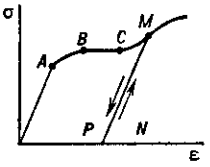


Рис. 1. Диаграмма зависимости напряжение — деформация ($\sigma - \varepsilon$) для образца из мягкой малоуглеродистой стали.

Точка A соответствует пределу пропорциональности материала, т. е. макс. напряжению, при к-ром ещё справедлив *Гука закон*. Наиб. напряжение, к-рое может выдержать данный материал, не обнаруживая остаточных деформаций при разгрузке, наз. пределом упругости, или пределом пластичности; он не совпадает с пределом пропорциональности, но обычно их различием в П. т. пренебрегают. После точки A диаграмма становится криволинейной, а на отрезке BC она имеет горизонтальную площадку, наз. площадкой текучести. Точка B соответствует пределу текучести материала. На площадке текучести деформация возрастает без увеличения напряжения. Начиная с точки C кривая вновь идёт вверх. Если снять нагрузку, то диаграмма разгрузки оказывается прямой MP, параллельной прямой упругого участка. Полная деформация ε, соответствующая точке M, состоит из двух частей — упругой ε^e и пластической ε^p:

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^p \quad (\varepsilon = ON, \quad \varepsilon^e = PN, \quad \varepsilon^p = OP). \qquad (1)$$

Вторичное приложение растягивающих усилий сопровождается упругим деформированием до достижения растягивающими напряжениями значений, имевших место в нач. момент разгрузки (прямая PM), т. о., вторичный вывод материала в пластич. область повышает предел упругости. Это явление наз. упрочнением или наклёпом. При сжатии диаграмма напряжение — деформация подобна диаграмме растяжения. Однако наклёп материала при растяжении понижает предел упругости при сжатии (т. н. *Баушингера эффект*). При пластич. деформировании возникает анизотропия механич. свойств в разных направлениях и эффект Баушингера — следствие приобретённой пластич. анизотропии.

Эксперименты показывают разнообразие в поведении металлов и др. твёрдых тел при пластич. деформировании. Существенным оказывается влияние скорости нагружения. При повышенной темп-ре (а в нек-рых случаях при комнатной темп-ре) твёрдые тела обнаруживают свойства ползучести и др. последствия. П. т. идеализирует сложное поведение реальных материалов; для разл. областей применения используются разл. модели пластич. тел. Обычно в П. т. диаграмму напряжение — деформация аппроксимируют схемой (рис. 2),

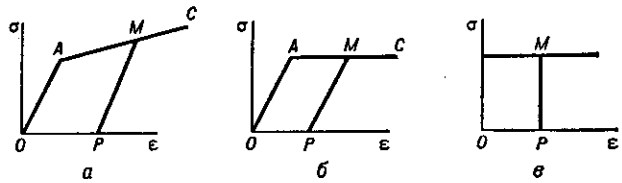


Рис. 2. Идеализированные схемы зависимости $\sigma - \varepsilon$: *а* — упругопластический материал с линейным упрочнением; *б* — идеальный упругопластический материал; *в* — идеальный жёсткопластический материал.

состоящей из двух участков: отрезка OA, соответствующего упругому состоянию материала, и отрезка AC, соответствующего состоянию пластичности. Широко используется схема *жёсткопластического тела*, где упругими деформациями пренебрегают по сравнению с пластическими (рис. 2,*в*). Выбор модели пластич. тела состоит в установлении связи между тензорами, определяющими напряжённое и деформиров. состояние материала.

При пластич. деформировании напряжённое и деформиров. состояния материала зависят от последовательности нагружения. Данному напряжённому состоянию могут соответствовать различные пластич. деформации в зависимости от того, какой последовательностью напряжённых состояний оно достигнуто.

Теории пластического течения. В теории пластич. течения устанавливается связь между тензором напряжений σ_{ij} и тензором приращений пластич. деформации $d\varepsilon_{ij}$ (или тензором скоростей пластич. деформаций ε^p_{ij}). Приращение полной деформации равно сумме приращений упругой и пластич. деформации $d\varepsilon_{ij} = d\varepsilon^e_{ij} + d\varepsilon^p_{ij}$. Предполагается, что упругая часть деформации ε^e_{ij} связана с напряжениями законом Гука. Теории пластич. течения характеризуются неголономным видом связи между напряжениями и деформациями. Термин «течение» в П. т. имеет смысл, отличный от течения, напр., вязких жидкостей: соотношения тео-

рий пластич. течения не зависят от времени и при фиксиров. нагрузках изменение деформирования пластич. тел не происходит (в противном случае имеет место *ползучесть материала*).

В П. т. используется понятие пространства напряжений. В шестимерном пространстве напряжений П декартовы координаты соответствуют компонентам тензора напряжений σ_{ij}. Любому напряжённому состоянию в пространстве П соответствует вектор напряжений $\boldsymbol{\sigma}$ с компонентами σ_{ij}. В пространстве П определяется поверхность нагружения Σ, ограничивающая все упругие состояния данного элемента тела (т. е. все состояния, к-рые могут быть достигнуты из начального без приобретения остаточных деформаций). Напряжённые состояния, соответствующие точкам поверхности нагружения Σ, соответствуют пределам текучести при сложном напряжённом состоянии. При изменении напряжённого состояния поверхность нагружения изменяет свою форму.

Из опыта известно, что материал, находящийся в любом напряжённом состоянии, можно деформировать, не сообщая ему остаточных деформаций (упругая разгрузка). Поэтому поверхность Σ при изменении своей формы меняется так, что всё время проходит через конец вектора напряжений $\boldsymbol{\sigma}$. Если для нек-рого материала напряжённое состояние меняется от σ_1 до σ_2 (рис. 3), то поверхность нагружения занимает соответ-

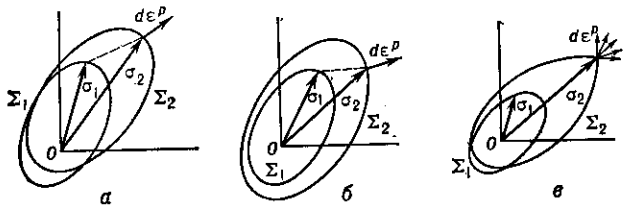


Рис. 3. Изменение поверхности нагружения при изменении напряжённого состояния от σ_1 до σ_2: *а* и *б* — поверхности нагружения остаются гладкими; $d\boldsymbol{\varepsilon}^p$ — вектор приращения пластич. деформации (ортогональный к поверхности нагружения, согласно ассоциированному закону); *в* — поверхность нагружения приобретает угловую точку, стрелки ограничивают возможные направления вектора приращения пластической деформации (согласно обобщённому ассоциированному закону пластического течения).



Рис. 4. *а* — вектор $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ ортогонален к поверхности нагружения; для любых σ^* неравенство Мизеса выполняется: угол между векторами $\sigma - \sigma^*$ и $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ меньше или равен $\pi/2$; *б* — вектор $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ неортогонален к поверхности нагружения. Найдётся такое σ^*, при котором неравенство Мизеса не выполняется; угол между векторами $\sigma - \sigma^*$ и $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ больше $\pi/2$.

ственно положения Σ_1 и Σ_2. При изменении поверхности нагружения так, как показано на рис. 3(*а*), увеличение предела текучести в одном направлении приводит к понижению его в противоположном направлении. Если поверхность Σ_2 включает в себя поверхность Σ_1 (рис. 3,*б*), то пределы текучести увеличиваются во всех направлениях. При этом поверхность Σ_2 может оставаться гладкой (рис. 3,*а*,*б*) или приобретать угл. точку.

Аналитич. выражение поверхности нагружения можно записать в виде $f = 0$. Ф-ция f наз. ф-цией нагружения и может зависеть от компонент напряжений, пластич. деформаций, разл. параметров, связанных с процессами нагружения неголономными дифференциальными или функциональными соотношениями, и др.

Соотношения связи $d\varepsilon^p_{ij} - \sigma_{ij}$ формулируются обычно на основе принципа (постулата) максимума Мизеса: для фиксиров. точки поверхности Σ и действит. компонент скорости пластич. деформации $\dot{\varepsilon}_{ij}$ имеет место неравенство $\sigma_{ij}\dot{\varepsilon}^p_{ij} \geqslant \sigma^*_{ij}\dot{\varepsilon}^p_{ij}$, где σ_{ij} — компоненты действительного напряжённого состояния, а σ^*_{ij} — компоненты любого возможного напряжённого состояния, т. е. лежащего внутри или на поверхности Σ. Из принципа Мизеса следуют невогнутость поверхности нагружения и ассоцииров. закон течения, определяющий ортогональность вектора $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p(\dot{\varepsilon}^p_{ij})$ и поверхности Σ (рис. 4).

Аналитич. выражение связи $d\varepsilon^p_{ij} - \sigma_{ij}$, определяемое ассоциир. законом пластич. течения, имеет вид

$$d\varepsilon^p_{ij} = h\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}df, \qquad (2)$$

где f — ф-ция нагружения, к-рая в этом случае наз. пластическим потенциалом. Для поверхности нагружения с особенностями (угл. точки, рёбра и т. п.) имеет место теория обобщённого пластич. потенциала и обобщённого ассоциир. закона течения.

В основу построения П. т. наряду с определением ф-ций нагружения и принципом Мизеса, согласно к-рому варьируются компоненты напряжения (статич. подход), возможно построение П. т., исходящее из определения диссипативной ф-ции $D(\dot{\varepsilon}^p_{ij}) = \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}^p_{ij}$ и принципа Онсагера, при к-ром варьируются компоненты скорости пластич. деформации (кинематич. подход). Оба подхода построения П. т. эквивалентны.

Теория идеальной пластичности. В П. т. наиб. развита теория идеальной пластичности. Для идеального пластич. тела поверхность нагружения Σ фиксирована, в этом случае Σ наз. поверхностью пластичности или текучести. Ур-ние поверхности пластичности (текучести) имеет вид $f(\sigma_{ij}) = 0$ и наз. условием пластичности (текучести). Соотношение плоской задачи теории идеальной пластичности даны А. Сен-Венаном (A. Saint-Venant, 1871), использовавшим условие пластичности макс. касательного напряжения: $\tau_{\text{макс}} = k$, где k — константа материала. В этом случае

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} = 0; \qquad (3)$$

$$(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau^2_{xy} = 4k^2; \qquad (4)$$

$$\frac{\dot{\varepsilon}_x - \dot{\varepsilon}_y}{\sigma_x - \sigma_y} = \frac{\dot{\varepsilon}_{xy}}{\tau_{xy}}, \quad \dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_y = 0; \qquad (5)$$

$$\dot{\varepsilon}_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \dot{\varepsilon}_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \dot{\varepsilon}_{xy} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right), \qquad (6)$$

где (3) — ур-ния равновесия; (4) — условие пластичности; (5) — условие изотропии, утверждающее совпадение гл. осей тензоров напряжений и скоростей пластич. деформаций; условие несжимаемости; (6) — ф-лы Коши, связывающие компоненты скорости деформации с компонентами скорости перемещений u, v. Характерной особенностью является замкнутость системы трёх ур-ний (3 и 4) относительно трёх неизвестных компонент напряжений σ_x, σ_y, τ_{xy}. В этом смысле задача является статически определённой. Ур-ния (3 и 4) принадлежат к гиперболич. типу, ортогональные характеристики совпадают с линиями скольжения (линии разрыва скоростей перемещений), наблюдаемыми экспериментально.

В теории идеальной пластичности наряду с условием макс. касательного напряжения используются разл. условия пластичности.

Построение теории идеальной пластичности в общем случае с единым матем. аппаратом (ур-ния гиперболич.

типа) имеет место при использовании условия пластичности макс. касательного напряжения и обобщённого ассоциир. закона пластич. течения.

Для ребра призмы Треска, интерпретирующей в пространстве напряжений *пластичности условие* Треска, имеет место выражение

$$(\sigma_x - \sigma \pm {}^2/_3 k)\tau_{yz} = \tau_{xy}\tau_{xz}. \qquad (7)$$

Система шести ур-ний: трёх ур-ний равновесия и трёх ур-ний (7) [недостающие два получаются из (7) круговой перестановкой индексов $(x\ y\ z)$] относительно шести неизвестных компонент напряжений σ_{ij}, как и в плоском случае, является статически определимой.

Согласно теории обобщённого пластич. потенциала, любое деформиров. состояние может соответствовать ребру призмы Треска.

На основе модели *идеально-пластического тела* развиты теории технол. задач обработки металлов давлением, несущей способности конструкций оптимального проектирования, приспособляемости, динамики упругопластич. и жёсткопластич. тела и др.

Модели пластических сред. Обобщением теории идеальной пластичности для упрочняющегося материала является теория трансляц. упрочнения (А. Ю. Ишлинский), согласно к-рой происходит смещение поверхности пластичности как твёрдого целого в пространстве напряжений в зависимости от роста пластич. деформаций:

$$\left(\sigma_{ij} - c\varepsilon^p_{ij}\right)\left(\sigma_{ij} - c\varepsilon^p_{ij}\right) = 6k^2 \quad (k,c = \text{const}). \qquad (8)$$

Компоненты $S_{ij} = c\varepsilon^p_{ij}$ в (8) могут интерпретироваться как внутр. упругие микронапряжения. Теория трансляц. упрочнения описывает эффекты приобретённой анизотропии и связанный с ней эффект Баушингера.

Существуют разл. подходы к описанию поведения упрочняющихся пластич. тел. Теории скольжения рассматривают материал как поликристаллич. агрегат с равновероятным распределением форм и размеров зёрен в элементарном объёме тела, в к-ром выделяются преимуществ. линии скольжения. Вклад отд. поверхностей скольжения в пластич. деформирование определяется в нек-рой интегральной форме. Подобные теории могут быть описаны в рамках теории обобщённого пластич. потенциала.

Деформационные теории пластичности. При активном простом (пропорциональном) нагружении соотношения теории малых упругопластич. деформаций (А. А. Ильюшин, 1943) имеют вид

$$\sigma_x - \sigma = \frac{2}{3}\frac{\sigma_u}{\varepsilon_u}(\varepsilon_x - \varepsilon), \qquad \tau_{xy} = \frac{\sigma_u}{\varepsilon_u}e_{xy}; \qquad (9)$$

$$\sigma_u = \Phi(\varepsilon_u), \quad \sigma = 3K\varepsilon, \quad K = \text{const}, \qquad (10)$$

где $\sigma = \sigma_{ii}/3$, $\varepsilon = \varepsilon_{ii}/3$, $\sigma_u = (\sigma_{ij}\sigma_{ij})^{1/2}$,

$$\varepsilon_u = (\varepsilon_{ij}\varepsilon_{ij})^{1/2}, \quad \sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma,$$

$$\varepsilon'_{ij} = \varepsilon_{ij} - \delta_{ij}\varepsilon.$$

Согласно (9), векторы *девиаторов напряжений* и *девиаторов деформаций* коллинеарны. Соотношения (10) определяют функциональную зависимость модулей этих векторов, пропорциональность изменения объёма среднему давлению.

Сравнит. простота соотношений теории малых упругопластич. деформаций позволила получить ряд важных результатов при расчётах на прочность и устойчивость деталей конструкций (труб, стержней, пластин, оболочек), дать методы определения динамич. напряжений при продольном ударе стержней и т. д.

Теории упругопластических процессов. В теории сложного непростого, непропорционального нагружения (Ильюшин) аналогично пространству напряжений вводится пятимерное пространство девиатора деформаций ε'_{ij}. В процессе деформирования вектор девиатора деформации описывает кривую, наз. траекторией деформации, внутр. геометрия к-рой описывается четырьмя кривизнами k_i, определяющими т. н. репер Френе, и пятью единичными векторами p_i.

Параметрами, характеризующими процесс деформации, являются: ориентация траектории, её внутр. геометрия (кривизна), скорость деформации, др. механич. и термодинамич. параметры, заданные как ф-ции длины дуги. Вектор напряжений σ определяется модулем $|\sigma| = \sigma_u$ и углами ориентации θ_k:

$$\sigma = \sigma_u \sum_{k=1}^{5} p_k \cos\theta_k. \qquad (11)$$

Для определения соотношений связи (11) устанавливают зависимость величин σ_u, θ_i (где $i = 1,\ldots, 5$) от параметров произвольного процесса деформации.

Согласно постулату изотропии, для изотропного материала модуль вектора напряжений и углы его ориентации в репере Френе однозначно определяются изменением параметров процесса от его начала до текущего момента, т. е. они являются функционалами, порождаемыми ф-циями k_i и др. параметров. Полное определение функционалов пластичности по данным опыта чрезвычайно затруднительно, и пока предложены способы построения лишь части из них.

Другое свойство пластичности изотропного материала отражает принцип запаздывания: значения углов ориентации вектора напряжений в репере Френе зависят от изменения кривизны не на всей предшествующей траектории деформации, а на последней её части, длина к-рой, характерная для данного материала, наз. следом запаздывания. Это свойство позволило выделить неск. типов процессов (простой деформации, малой кривизны и т. п.), для к-рых соотношения между напряжениями и упругопластич. деформациями установлены конкретно и не содержат *функционалов*.

Идеи теории упругопластич. процессов реализуются в т. н. эндохронных теориях, использующих зависимости напряжения — деформации в виде функционала.

Лит.: Соколовский В. В., Теория пластичности, 3 изд., М., 1969; Прагер В., Ходж Ф., Теория идеально пластических тел, пер. с англ., М., 1956; Хилл Р., Математическая теория пластичности, пер. с англ., М., 1956; Кадашевич Ю. И., Новожилов В. В., Теория пластичности, учитывающая остаточные микронапряжения, «ПММ», 1958, т. 22, с. 78; Ильюшин А. А., Пластичность. Основы общей математической теории, М., 1963; Ивлев Д. Д., Быковцев Г. И., Теория упрочняющегося пластического тела, М., 1971; Ревуженко А. Ф., Чанышев А. И., Шемякин Е. И., Математические модели упругопластических тел, в сб.: Актуальные проблемы вычислительной математики и математического моделирования, Новосиб., 1985. *Д. Д. Ивлев.*

ПЛАСТИ́ЧНОСТИ УСЛО́ВИЕ (текучести условие) — соотношение матем. *пластичности теории*, определяющее границу, отделяющую область пластического (точнее, упругопластического) состояния материала от области его упругого состояния. При выполнении П. у. в материале начинают возникать остаточные деформации. П. у. записывается в виде $f(\sigma_{ij}) = 0$, где σ_{ij} — компоненты тензора напряжений. Для изотропного тела П. у.— ф-ция инвариантов тензора напряжений.

Установление П. у.— одна из осн. задач эксперим. работ, посвящённых феноменологич. теории пластичности. При эксперим. определении П. у. изучается однородное напряжённое состояние (состояние, при к-ром напряжения и деформации одинаковы во всех точках тела), к-рое реализуется в ср. части растягиваемых круглых или плоских образцов, а также при деформировании тонкостенных трубок, находящихся под действием растягивающей силы P, внутр. давления p и крутящего момента M (рис. 1). В др. случаях (плоское деформиров. состояние, пространственное напряжённое состояние и др.) П. у. подтверждается лишь косвенно при сравнении теоретич. и эксперим. значений П. у.,

полученных при нагружении и разгрузке неоднородно напряжённых пластич. тел.

Для металлов наиболее применимы П. у. Треска (H. Tresca, 1864) и Мизеса (R. Mises, 1913). Согласно П. у. Треска, пластич. деформация в точке тела возникает, когда макс. касательное напряжение $\tau_{макс}$ достигает нек-рого предельного значения $\tau_{макс} = k = \text{const}$. Поскольку $\tau_{макс}$ равно одной из полуразностей гл. напряжений σ_1, σ_2, σ_3, то П. у. Треска записывается в виде

$$|\sigma_1 - \sigma_2| \leqslant 2k, \quad |\sigma_2 - \sigma_3| \leqslant 2k, \quad |\sigma_3 - \sigma_1| \leqslant 2k. \quad (*)$$

Если за оси координат выбрать σ_1, σ_2, σ_3, то каждая точка этого пространства отвечает определённому напряжённому состоянию точек тела. Все напряжённые состояния точек тела, удовлетворяющие неравенствам (*), находятся в пространстве гл. напряжений σ_1, σ_2, σ_3 внутри нек-рой шестигранной призмы, т. н. призмы Треска (рис. 2). Геом. П. у. Треска утверждает, что пластич. деформации в точке тела возникнут в случае, если напряжённое состояние этой точки будет лежать в пространстве гл. напряжений на призме Треска.

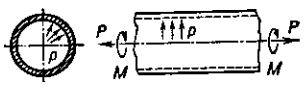


Рис. 1. Схема деформирования тонкостенной трубки.

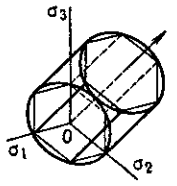


Рис. 2. Призма Треска и цилиндр Мизеса.

Согласно П. у. Мизеса, пластич. деформации возникают, когда интенсивность касат. напряжений τ_i достигает нек-рой пост. величины $\tau_i = k = \text{const}$. П. у. Мизеса записывается через главные напряжения в виде

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 6k^2$$

и изображается в пространстве гл. напряжений цилиндром Мизеса, описанным около призмы Треска.

Оба П. у.— Треска и Мизеса — дают мало отличающиеся результаты, т. к. их отношение заключено в близких пределах $0{,}816 \leqslant \tau_i/\tau_{макс} \leqslant 0{,}941$. В конкретных случаях обычно пользуются тем из них, к-рое упрощает матем. решение задачи. Различие между П. у. Треска и Мизеса может быть наглядно проиллюстрировано на примере плоского напряжённого состояния (одно из гл. напряжений равно нулю), когда П. у. Треска и Мизеса изображаются соответственно шестиугольником и эллипсом (рис. 3).

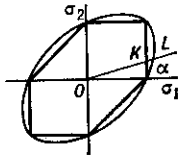


Рис. 3. Шестиугольник Треска и эллипс Мизеса для плоской задачи. При пропорциональном нагружении $\sigma_2/\sigma_1 = \lambda$, $\lambda = \operatorname{tg}\alpha$; напряжённое состояние изображается точками прямой OL; разница в условиях пластичности Треска и Мизеса изображается отрезком KL.

П. у. может быть рассмотрено в качестве пластич. потенциала. В этом случае П. у. определяет, согласно ассоциир. закону пластич. течения (см. *Пластичности теория*), связь между компонентами приращений деформации и напряжениями.

Лит.: Соколовский В. В., Теория пластичности, 3 изд., М., 1969; Ильюшин А. А., Пластичность, ч. 1, М.— Л., 1948; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твердого тела, 2 изд., М., 1988.

Д. Д. Ивлев.

ПЛАСТИЧНОСТЬ — свойство твёрдых тел необратимо деформироваться под действием механич. нагрузок. Отсутствие или незначит. П. наз. *хрупкостью*. Пластич. деформации испытывают детали конструкций и сооружений, заготовки при обработке давлением (прокатке, штамповке и т. п.), пласты земной коры и др. объекты. Учёт П. позволяет определять запасы прочности, деформируемости и устойчивости, расширяет возможности создания конструкций мин. веса. В ряде совр. конструкций П. обеспечивает их наиб. рациональное функционирование, надёжность и безопасность, снижает *концентрацию напряжений* и поэтому повышает сопротивляемость тел ударным и усталостным нагрузкам.

При растяжении цилиндрич. образца (одноосное напряжённое состояние) обнаруживают предел упругости σ_y; при напряжениях $\sigma \leqslant \sigma_y$ деформация ε обратима (упругая) и связана с σ *Гука законом* $\sigma_y = E\varepsilon$ (E — модуль Юнга). При дальнейшем увеличении растягивающей силы связь между σ и ε становится нелинейной и необратимой (рис.). Возрастание σ с увеличением ε наз. деформац. у п р о ч н е н и е м. При разгрузке от напряжения $\sigma > \sigma_y$ (точка M) зависимость σ от ε изображается прибл. прямолинейным отрезком MN, параллельным нач. участку упругости OA. Часть деформации $\varepsilon^e = NM_1 = \sigma/E$ — упругая (обратимая). Отрезок $\varepsilon^p = ON$ — остаточная, или п л а с т и ч. д е ф о р м а ц и я, к-рая неизменна при разгрузке и возрастает при непрерывном нагружении OAB и при повторной нагрузке после достижения напряжения σ, с к-рого была произведена разгрузка.

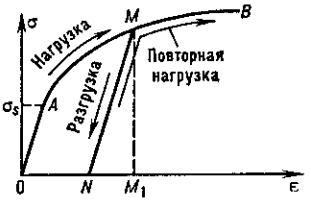


График зависимости напряжение — деформация.

При одноосном растяжении П. материала оценивается величиной удлинения, измеренной в момент разрушения. При растяжении пластичных материалов разрушению цилиндрич. образца предшествует потеря устойчивости — равномерные удлинения и уменьшение поперечного сечения сменяются образованием т. н. шейки, к-рая представляет собой деформацию относительно небольшого участка образца. Такая локальная деформация оценивается величиной относит. уменьшения сечения $\psi = (\psi_0 - \psi_к)/\psi_0$ (ψ_0 — нач. сечение образца, $\psi_к$ — сечение образца в шейке в момент разрушения). Наступление потери устойчивости материала зависит от чувствительности напряжения пластич. течения материала к скорости деформирования.

При сложном напряжённом состоянии пластич. деформация появляется впервые, когда становится $\sigma_и \geqslant \sigma_y$ (где $\sigma_и$ — интенсивность напряжений), т. н. у с л о в и е Г е н к и — М и з е с а, или когда наибольшее касат. напряжение $\tau_{макс} \geqslant \tau_y$ (где τ_y — предел упругости при сдвиге) — у с л о в и е Т р е с к а — С е н - В е н а н а. При этом тензор деформации $\varepsilon_{ij} = \varepsilon^e_{ij} + \varepsilon^p_{ij}$, где тензор упругой деформации ε^e_{ij} связан с напряжениями обобщённым законом Гука, а тензор пластич. деформации ε^p_{ij} характеризует деформацию, к-рая сохраняется в окрестности рассматриваемой точки, когда все компоненты тензора напряжений σ_{ij} при разгрузке обращаются в нуль.

Типичной является неоднозначность зависимости между напряжениями и упругопластич. деформациями: значения напряжений зависят не от текущих (мгновенных) значений деформации, а от того, в какой последовательности шло их изменение до достижения текущих значений, т. е. от процесса деформации.

П. зависит от свойств материала — от характера межатомных связей, хим. и фазового состава, кристаллич. структуры и микроструктуры, а также условий деформирования — темп-ры, величины и схемы приложенных сил (напряжённого состояния), скорости их приложения. П. не является физ. или механич. константой материала, а отражает его состояние.

Для оценки П. материалов в конкретных условиях обработки давлением (прокатка, ковка, штамповка, прессование и др.) пользуются различными технол. пробами (число оборотов до разрушения при скручивании; угол загиба и кол-во перегибов; глубина погружения стандартного шарика в листовой материал —

проба Эриксена; ударная вязкость и др.). Связь между такими пробами и характеристиками, к-рые получают при стандартных механич. испытаниях, найти не всегда просто.

Лит.: Бернштейн М. Л., Займовский В. А., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1979; Полухин П. И., Горелик С. С., Воронцов В. К., Физические основы пластической деформации, М., 1982; Кайбышев О. А., Сверхпластичность промышленных сплавов, М., 1984.

В. М. Розенберг.

ПЛАСТИ́ЧНОСТЬ КРИСТА́ЛЛОВ — свойство кристаллич. твёрдых тел необратимо менять свои размеры и форму в поле механич. напряжений. Понятие П. к. многозначно, оно включает в себя силовые и геом. характеристики. Основной является величина предельной деформации до разрушения $\varepsilon_к$. Если $\varepsilon_к$ велика, кристалл считается высокопластичным (вязким), если мала — малопластичным (хрупким, ломким). При данном $\varepsilon_к$ свойства П. к. усиливаются с уменьшением деформирующего напряжения: чем оно меньше, тем легче осуществляется необратимое формоизменение кристалла, тем более он пластичен.

П. к. определяется микромеханизмами элементарных актов пластич. деформации и упрочнения, а также закономерностями эволюции дефектной структуры в ходе продолжающегося нагружения. Обычно в кристаллах одновременно действуют неск. микромеханизмов пластич. деформации. Вклад их неравноценен и в зависимости от того, какой из них преобладает, П. к. подразделяют на дислокационную, деформац. двойникования, пластичность превращения, межзёренную, диффузионную и краудионную.

Дислокационная пластичность — наиб. распространённый и типичный вид пластичности кристаллич. твёрдых тел в широком диапазоне температурно-скоростных и силовых режимов нагружения. Осуществляется посредством зарождения и перемещения *дислокаций* (рис. 1). При низких и умеренных темп-рах дислокации скользят вдоль плотноупакованных атомных плоскостей, сдвигая при этом сопрягающиеся части кристалла на вектор Бюргерса b. Макроскопич. формоизменение кристалла происходит вследствие наложения множества подобных микросдвигов, так что тензор скорости пластич. деформации равен

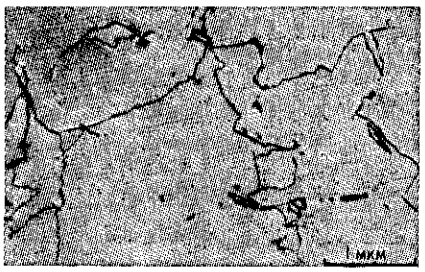


Рис. 1. Однородное распределение дислокаций на ранних стадиях пластической деформации.

$$\hat{\dot{\varepsilon}} = \frac{1}{2}\sum_p (\rho v)_p (nb + bn),$$

где ρ — плотность подвижных дислокаций, v — их скорость, n — нормаль к плоскости скольжения, p — номер действующей системы скольжения. Подвижность дислокаций в диапазоне скоростей, много меньших скорости звука, резко зависит от действующих на них сил, в результате чего из всех возможных кристаллографически эквивалентных систем скольжения реальный вклад в пластич. деформацию дают те, у к-рых максимальны приведённые сдвиговые напряжения. Дислокац. П. к. обладает ярко выраженной анизотропией. Деформирующее напряжение, предельная деформация до разрушения и др. её характеристики существенно зависят от ориентации кристаллич. решётки относительно гл. осей тензора напряжений $\hat{\sigma}$.

Скорость движения дислокации определяется скоростью термически активируемых атомных перестроек, происходящих в её ядре и направляемых полем $\hat{\sigma}$. По этой причине дислокац. П. к. чувствительна к типу межатомной связи. Чем слабее выражена её ковалентная составляющая, чем меньше локализованы электроны незаполненных оболочек, тем легче совершаются атомные перестройки, тем выше П. к. Наиболее пластичны металлы, наименее — ковалентные кристаллы. Кристаллы с ионной межатомной связью занимают промежуточное положение. Значит. роль играют и величина энергии связи кристалла и характер связи. Увеличение энергии связи затрудняет протекание термически активируемых процессов, снижает дислокац. П. к.

Симметрия кристалла и его атомная упаковка определяют кол-во и распределение систем скольжения, возможные варианты расщепления дислокаций, строение их ядра, величину вектора Бюргерса и др. параметры, от к-рых зависит П. к. Кристаллы кубич. сингонии наиб. пластичны. Переход к средним и низшим категориям симметрии, равно как и усложнение элементарной ячейки, увеличение в её базисе числа и типов атомов, появление сверхструктур коррелируют со снижением показателей П. к. В том же направлении действует уменьшение плотности упаковки. Напр., переход от гранецентрированной к объёмноцентриров. модификации кубич. кристаллов сопровождается радикальным изменением их пластичности в низкотемпературной области. Для металлов с гранецентрированной кубич. (ГЦК) решёткой типична слабая температурная зависимость П. к. (рис. 2). В интервале гомологич. темп-р $0{,}01 \lesssim \Theta \equiv T/T_m \lesssim 0{,}5$ предельная деформация до разрушения $\varepsilon_к$ слегка увеличивается, а предел текучести $\sigma_т$ падает (T_m — темп-ра плавления). У металлов с объёмноцентрированной кубич. (ОЦК) решёткой характеристики пластичности ведут себя иначе. Плавное изменение $\varepsilon_к$ и $\sigma_т$ наблюдается у них только при $\Theta \gtrsim 0{,}2$. В области низких темп-р предел текучести с уменьшением Θ резко нарастает, а предельная деформация до разрушения падает практически до нуля. Такое изменение механич. свойств кристаллов с ОЦК решёткой наз. *вязко-хрупким переходом*; он происходит в узком интервале гомологич. темп-р $0{,}1 \lesssim \Theta \lesssim 0{,}2$ и сопровождается значит. уменьшением энергоёмкости разрушения и сменой микромеханизмов разрушения. В вязком состоянии металлы с ОЦК решёткой разрушаются так же, как и с ГЦК решёткой,— за счёт зарождения, пластич. подрастания и объединения микропор. Это приводит к формированию на поверхности раскрывшейся макротрещины характерной микротопографии рельефа, т. н. чашечного излома (рис. 3). В хрупком состоянии металлы с ОЦК решёткой разрушаются сколом, за счёт отрыва по плоскости спайности (рис. 4). Явление хладноломкости металлов с ОЦК решёткой имеет большое практич. значение, поскольку может оказаться причиной катастрофич. разрушений при понижении темп-ры эксплуатации. Его необходимо учитывать при проектировании изде-

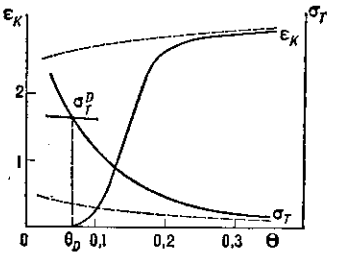


Рис. 2. Схематическое изображение зависимости от гомологической температуры Θ предельной деформации до разрушения $\varepsilon_к$, предела текучести дислокационной пластичности $\sigma_т$ и пластичности деформационного двойникования $\sigma_т^д$ для кристаллов с ОЦК (сплошная линия) и ГЦК (штриховая линия) решётками.

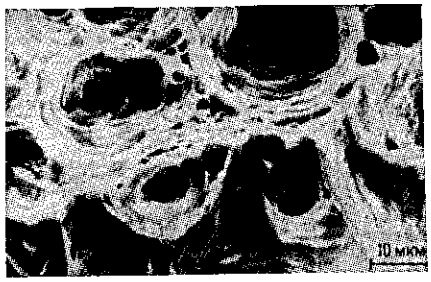


Рис. 3. Микрофотография поверхности излома кристалла молибдена при вязком разрушении.

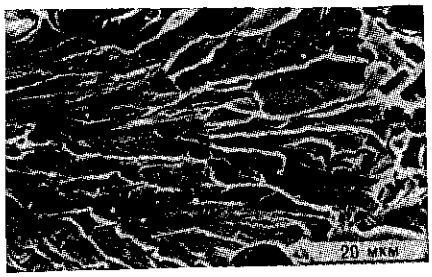


Рис. 4. Микрофотография поверхности излома кристалла железа при хрупком разрушении.

лий из металлов с ОЦК решёткой, работающих в интервале темп-р вязко-хрупкого перехода.

Пластичность деформационного двойникования. В тех случаях, когда подвижность дислокаций затруднена, пластич. формоизменение кристалла может реализоваться посредством деформац. двойникования. Под действием напряжений в нём возникают и развиваются двойники деформации — замкнутые, испытавшие значит. формоизменение микрообъёмы, кристаллич. решётка к-рых по отношению к матрице имеет двойниково сопряжённую ориентацию. Механизм роста деформац. двойников заключается в последоват. прохождении частичных дислокаций с одним и тем же вектором Бюргерса вдоль атомных плоскостей, параллельных кристаллографически выделенной плоскости двойникования. Характеристики пластичности двойникующегося кристалла, так же как и при дислокац. П. к., резко анизотропны.

Деформац. двойникование часто встречается у кристаллов средней и низшей категорий симметрии, имеющих сложные многоатомные элементарные ячейки, выраженную ковалентную составляющую межатомной связи. Наблюдается оно и у металлов. В металлах с гексагональной плотноупакованной решёткой (Гекс. ПУ) деформац. двойникование связано с ограниченностью набора действующих систем скольжения. Во мн. кристаллах гексагональной сингонии при низких темп-рах векторы Бюргерса дислокаций лежат в плоскости базиса. Такие дислокации не в состоянии осуществить сдвиг материала в направлении, перпендикулярном плоскости базиса. Если же он геометрически необходим, то произвести его может лишь независимая мода деформации, к-рой и является двойникование. Даже в пластичных металлах с Гекс. ПУ решёткой, таких, как α — Ti, двойникование наблюдается на самых ранних этапах пластич. деформации (рис. 5).

В металлах с ОЦК решёткой причиной деформац. двойникования является резкая температурная зависимость предела текучести $\sigma_т$ дислокац. пластичности. При низких темп-рах сопротивление движению дислокаций столь велико, что они оказываются практически неподвижными. Температурная зависимость деформац. двойникования более полога, поэтому всегда существует область темп-р, где оно предпочтительнее (рис. 2).



Рис. 5. Двойники деформации α — Ti при $\varepsilon = 0{,}1$.

Характерная темп-ра $\Theta_д$, ниже к-рой реализуется деформац. двойникование, а выше — дислокац. пластичность, находится в области хрупких состояний металлов с ОЦК решёткой, так что деформац. двойникование в них — типичный признак малопластичных материалов.

В металлах с ГЦК решёткой деформац. двойникование встречается у материалов с низкой энергией дефекта упаковки, причём только на поздних стадиях пластич. течения. Причиной его служит монотонно нарастающее упрочнение плоскостей скольжения, при нек-рой деформации $\varepsilon_д$ оно достигает такой величины, при к-рой дальнейшее перемещение дислокаций по ним становится невозможным. Поскольку из-за сильного расщепления ядер выход дислокаций в другую плоскость запрещён, дислокац. П. к. при $\varepsilon > \varepsilon_д$ исчерпывается. На смену ей приходит деформац. двойникование.

Пластичность превращения обусловлена тем, что в момент структурного фазового перехода кристаллич. решётка исходной фазы в области, непосредственно примыкающей к межфазной границе, теряет устойчивость и атомы там легко перестраиваются из одной конфигурации в другую под действием внутр. термодинамич. стимулов. Пластич. свойства кристалла при этом испытывают скачкообразное изменение: предел текучести аномально снижается, предельная деформация до разрушения увеличивается. Конкретный микромеханизм движения межфазной границы диктуется спецификой перехода. При нормальных аллотропич. превращениях — это некоррелиров. диффузионные перестройки, при *мартенситном превращении* — кооперативные (сдвиговые) перемещения больших групп атомов. В последнем случае микрообъёмы кристалла претерпевают собств. деформацию превращения, а кристаллич. решётка новой фазы оказывается связанной с решёткой исходной фазы определённым ориентац. соотношением. В отсутствие напряжений любой из кристаллографически эквивалентных вариантов ориентац. соотношений реализуется с равной вероятностью. В результате макроскопич. объём, включающий в себя много зародышей новой фазы, в ходе превращения не меняет своей формы. В нагруженном кристалле положение иное. Предпочтительными становятся те зародыши новой фазы, к-рые отвечают ориентац. соотношениям, обеспечивающим лучшее соответствие собственной и вынужденной деформации. Пластичность превращения в таких кристаллах определяется суперпозицией собств. необратимых деформаций превращения всех его микрообъёмов. Она тем больше, чем сильнее сказывается ориентирующее влияние приложенных напряжений, чем больше число кристаллографически эквивалентных вариантов превращения, чем значительнее собств. деформация, чем легче соблюдаются условия сопряжения на межфазных границах и границах стыкующихся объёмов новой фазы.

Диффузионная пластичность осуществляется посредством направленной миграции по объёму и поверхности кристалла точечных дефектов кристаллич. решётки — вакансий и межузельных атомов. Те и другие зарож-

даются и аннигилируют на свободных поверхностях, межфазных и межзёренных границах, на дислокациях. Вакансии преим. образуются в растянутых областях, откуда мигрируют в области сжатия. Диффузионный поток межузельных атомов идёт в обратном направлении. Диффузионная П. к. заметна лишь при высоких гомологич. темп-рах ($\Theta \gtrsim 0{,}5$). В области низких и умеренных темп-р она проявляется только в спец. условиях, напр. при корпускулярном облучении кристалла, когда в нём возникает большая концентрация неравновесных вакансий и межузельных атомов. При диффузионной П. к. предел текучести, предельная деформация до разрушения, др. пластич. характеристики с высокой степенью точности изотропны и не зависят от ориентации кристаллич. решётки относительно гл. осей тензора напряжений.

Осн. вклад в диффузионную П. к. дают вакансии, т. к. энергия их образования существенно меньше, чем энергия образования межузельных атомов. Если в узлах решётки располагаются атомы разных сортов, вакансии могут образовывать с нек-рыми из них связанные состояния, комплексы «вакансия — атом», и мигрировать по кристаллу в составе таких комплексов. Этот эффект затрудняет диффузионную П. к., причем в случае образования малоподвижных комплексов очень сильно. Кроме того, он приводит к пространственному перераспределению атомов: те из них, что входят в состав комплексов, сегрегируют на вакансионных стоках, затягиваются в области сжатия, уходят из растянутых областей.

Краудионная пластичность. В резко неоднородных полях больших сжимающих напряжений при низких гомологич. темп-рах в областях высокосовершенной кристаллич. структуры могут возникать динамич. *краудионы* — одномерные сгущения в цепочках атомов, располагающихся вдоль плотноупакованных направлений. Зарождение и распространение их по кристаллу лежит в основе краудионной П. к. Пробег динамич. краудионов невелик — они эффективно рассеиваются даже на незначит. отклонениях атомов из узлов кристаллич. решётки. По этой причине краудионная П. к. охватывает локальные области кристалла. Обычно её наблюдают вблизи места вдавливания индентора в малопластичных материалах.

Межзёренная пластичность. В поликристаллах, деформируемых в высокотемпературной области ($\Theta \gtrsim 0{,}5$), при нек-рых скоростях нагружения обнаруживается межзёренная П. к. Она реализуется за счёт проскальзывания зёрен, как целое, по границам сопряжения. Проскальзывание имеет две причины. Первая — интенсификация дислокац. и диффузионной П. к. в узкой приграничной зоне, где скапливаются дислокации, не сумевшие преодолеть границу. Вторая причина связана с явлением делокализации ядер дислокаций, попавших на границу из объёма зерна. В процессе делокализации атомная структура дислокац. ядра теряет свою устойчивость и способна к направленной перестройке даже при незначит. сдвиговых напряжениях. Если пластич. деформация идёт с такой скоростью, что на участки границы, охваченной делокализацией, за характерное время этого процесса попадает одна дислокация из объёма прилегающих зёрен, вся граница становится неустойчивой. Подобный механизм проскальзывания реализуется в условиях структурной сверхпластичности, когда на долю межзёренных сдвигов приходится до 80% общей деформации образца.

Влияние дефектов кристаллического строения на пластичность. П. к. полностью определяется дефектами строения кристаллич. решётки. Подвижные дефекты являются носителями элементарных актов пластич. деформации. Направленное перемещение по кристаллу вакансий, межузельных атомов, краудионов, дислокаций, двойниковых и межфазных границ вызывает в нём массоперенос, необратимое изменение размеров и формы. Чем легче происходит движение этих дефектов, тем сильнее влияет на него поле напряжений, тем выше П. к. Роль неподвижных дефектов зависит от вида пластичности. При дислокац. пластичности любые неподвижные дефекты затрудняют протекание пластич. деформации, т. к. в большей или меньшей мере все они тормозят движение дислокаций.

Исходное распределение дефектов полностью определяет предел текучести и особенности нач. стадий пластич. течения кристалла. В дальнейшем влияние исходной структуры ослабевает, поскольку по мере деформирования она постепенно заменяется новой, возникающей в ходе размножения и перестройки дефектов — носителей пластич. деформации. При дислокац. П. к. закономерно эволюционирует дислокац. структура кристалла. Плотность дислокаций с ростом деформации нарастает вплоть до высоких, порядка 10^{11} $см^{-2}$, значений. При этом из-за сильного междислокац. взаимодействия в ансамбле дислокаций возникают коллективные формы движения. В случае неоднородного распределения дислокаций коллективные формы движения реализуются в виде пластич. ротаций, заключающихся в поворотах отд. участков кристалла как целого. Структурными носителями пластич. ротаций являются дефекты дисклинац. типа — оборванные границы разориентации и стыковые дисклинации. С движением этих дефектов связано развитие ротац. мод пластичности. Вклад ротац. мод в общую П. к. увеличивается с ростом деформации и приводит к фрагментации кристалла — разбиению его на микроскопические (размером 0,2—0,5 мкм) области, разориентировки к-рых ω увеличиваются с ростом деформации ε примерно по линейному закону

$$\omega = \alpha(\varepsilon - \varepsilon_0),$$

где ε_0 — величина деформации, с к-рой началась фрагментация кристалла; α — геом. коэф. ($0{,}5 \lesssim \alpha \lesssim 1$); ω — в радианах; ε и ε_0 — истинные логарифмич. деформации. В высокопластичных материалах разориентировки между фрагментами могут достигать неск. десятков градусов, при этом сами фрагменты очищаются от дислокаций и становятся высокосовершенными монокристаллич. областями (рис. 6). В кристаллах,



Рис. 6. Фрагментированная структура Mo при $\varepsilon = 1{,}6$.

подверженных деформац. двойникованию, фрагментируется не только матрица, но и внутр. объёмы двойников, в результате чего структура после больших деформаций представляет собой сложную смесь сильно и неоднородно разориентированных микрообластей. Явление фрагментации обладает большой общностью. Оно наблюдается независимо от исходной структуры и типа кристаллич. решётки, при любом практически осуществимом упругонапряжённом состоянии деформируемого кристалла, при разных темп-рах ($\Theta \lesssim 0{,}5$) и скоростях нагружения. Единств. условием фрагментации является достижение достаточной величины деформации ($\varepsilon > \varepsilon_0$). Т. о., поздние стадии дислокац. П. к. всегда развиваются на фоне фрагментации кристалла. Это обусловливает её осн. особенности: пространственную неоднородность и локализацию течения,

выраженную склонность к потере устойчивости в микро- и макрообъёмах, в снижении деформирующего напряжения при сверхбольших деформациях, наконец, в формировании текстуры деформации, т. е. в появлении статистически выделенных кристаллографич. ориентаций в ансамбле микрообъёмов, на к-рые разбивается деформируемый кристалл.

Закономерности эволюции дислокац. структур в деформируемых кристаллах предопределяют механизмы исчерпания П. к. В нагруженном кристалле одновременно идут процессы активной и аккомодационной пластич. деформации. Первый заключается в перемещении дислокаций под действием внеш. напряжений $\hat{\sigma}$. Он сопровождается возникновением и ростом поля внутр. напряжений $\hat{\sigma}_{вн}$ в тех микрообъёмах, где скапливаются подвижные дислокации. Второй процесс сводится к зарождению и перемещению дислокаций в поле $\hat{\sigma}_{вн}$. Он сопровождается рассасыванием и перераспределением скопившихся дислокаций, снижением уровня $\hat{\sigma}_{вн}$. До тех пор, пока дислокац. структура может легко перестраиваться, уровень внутр. напряжений, создаваемых в ней, существенно не увеличивается и пластич. деформация может продолжаться без нарушения сплошности материала. Однако по мере эволюц. развития структуры её аккомодац. возможности становятся всё меньше и меньше, так что на нек-ром этапе деформации скорость накопления внутр. напряжений становится больше, чем скорость их пластич. релаксации. В такой — критич. структуре возникают первые разрывы сплошности. Накопление и слияние их приводит к образованию макротрещины и разрушению образца.

Тип критич. структуры определяется соотношением между скоростью активной ($\hat{\dot{\varepsilon}}$) и аккомодационной ($\hat{\dot{\varepsilon}}_a$) пластич. деформациями. Поскольку $\hat{\dot{\varepsilon}}_a$ — термически активируемая и структурно-чувствит. величина, тип критич. структуры при заданной $\hat{\dot{\varepsilon}}$ зависит от темп-ры испытания, вида упругонапряжённого состояния и отчасти исходной структуры. В материалах со слабой температурной зависимостью $\hat{\dot{\varepsilon}}_a$ (напр., металлы с ГЦК решёткой) критич. структура совпадает с разви-

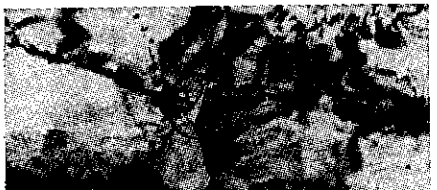


Рис. 7. Зародышевая микротрещина (в кружке) в пластически деформированном кристалле Mo.

той фрагментиров. структурой. Поэтому для разрушения их всегда требуется большая пластич. деформация, в ходе к-рой и формируется критич. фрагментиров. структура. В материалах с выраженной температурной зависимостью $\hat{\dot{\varepsilon}}_a$ (металлы с ОЦК решёткой, ковалентные кристаллы) критич. структура варьирует от исходной (хрупкое разрушение) до хорошо развитой фрагментированной (рис. 6) структуры (вязкое разрушение). Однако даже в случае высокопластичных материалов первые зародышевые микротрещины образуются хрупко. Они имеют характерный вид силовых микротрещин, располагаются в стыках фрагментов и раскрываются вдоль их границ (рис. 7). Лишь после достижения нек-рого критич. размера, определяемого температурно-скоростным режимом деформации, зародышевые микротрещины затупляются и превращаются в поры, рост и объединение к-рых приводит к вязкому разрушению с образованием чашечного излома (рис. 3).

Понимание природы и микромеханизмов П. к. позволяет построить развёрнутую физ. теорию этого явления, даёт возможность не только качественно, но и количественно описывать разл. его аспекты: предел текучести, деформац. упрочнение, предельную деформацию, разрушающее напряжение, зависимость скорости пластич. деформации от темп-ры и напряжения, развитие морфологич. и кристаллографич. текстур, др. стороны процесса деформирования.

Лит.: Хоникомб Р., Пластическая деформация металлов, пер. с англ., М., 1972; Хирт Дж., Лоте И., Теория дислокаций, [пер. с англ.], М., 1972; Орлов А. Н., Введение в теорию дефектов в кристаллах, М., 1983; Рыбин В. В., Большие пластические деформации и разрушение металлов, М., 1986.

В. В. Рыбин.

ПЛА́ТИНА (Platinum), Pt, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 78, ат. масса 195,08, входит в платиновую группу *благородных металлов*. Природная П.— смесь 6 изотопов: ^{190}Pt, ^{192}Pt, ^{194}Pt—^{196}Pt и ^{198}Pt, преобладают ^{195}Pt (33,8%) и ^{194}Pt (32,9%), наименее распространён ^{190}Pt (0,01%), обладающий слабой α-радиоактивностью ($T_{1/2} = 6{,}9 \cdot 10^{11}$ лет). Металлич. радиус 0,138 нм, радиус иона Pt^{4+} 0,064 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^25p^65d^96s^1$. Энергии последоват. ионизации 8,96, 18,54 и 28,5 эВ. Сродство к электрону 2,13 эВ. Значение электроотрицательности 1,44.

В свободном виде серебристо-белый пластичный металл с кубич. гранецентрированной кристаллич. структурой, постоянная решётки $a = 0{,}320$ нм. Плотн. 21,46 кг/дм^3, $t_{пл} = 1772$ °С, $t_{кип}$ ок. 3900 °С. Уд. теплота плавления ~ 20 кДж/моль, теплота испарения 510 кДж/моль, уд. теплоёмкость $c_p = 25{,}8$ Дж/(моль·К). Темп-ра Дебая 235 К. Работа выхода электронов 5,32 эВ. Коэф. линейного теплового расширения $(8{,}92—9{,}09) \cdot 10^{-6}$К$^{-1}$ (при 283—473 К). Уд. электрич. сопротивление 0,0981 мкОм·м (при 273 К), термич. коэф. электрич. сопротивления $3{,}923 \cdot 10^{-3}$К$^{-1}$ (при 273—373 К). Теплопроводность 79—73 Вт/(м·К) (при 200—500 К). Твёрдость по Бринеллю отожжённой П. 300 МПа, модуль упругости 147 ГПа, модуль сдвига 72,4 ГПа (при 273 К).

П. чрезвычайно химически инертна, в соединениях проявляет степени окисления +2 и +4 и реже +1 и + 3. При восстановлении растворов солей П. образуется высокодисперсный порошок со ср. размером частиц 25—40 мкм (т. н. платиновая чернь), обратимо адсорбирующий значит. кол-ва водорода.

П. используют для изготовления лабораторной посуды, ёмкостей для варки оптич. стекла, термопар, термометров сопротивления, электрич. контактов, проволоки для обмотки высокотемпературных печей, мед. инструментов, в качестве катализатора хим. реакций и т. д. Покрытие тонкими слоями П. (платинирование) защищает металлы от коррозии. В качестве радиоакт. индикатора применяют ^{197}Pt (β^--радиоактивен, $T_{1/2} = 18{,}3$ ч).

С. С. Бердоносов.

ПЛЕНЕ́НИЕ ИЗЛУЧЕ́НИЯ — задержка выхода фотонов из оптически толстой системы, обусловленная многократностью актов их поглощения и последующего переизлучения атомами среды.

П. и. относится прежде всего к т. н. резонансным фотонам, частота к-рых совпадает с частотой фотонов, испускаемых при излучательных переходах возбуждённых атомов на наиб. населённый (часто наинизший) энергетич. уровень. С др. стороны, многократное поглощение-переизлучение «одного и того же» фотона (более строго — радиац. перенос возбуждения) может реализоваться лишь при слабом тушении переносимых возбуждений, что ограничивает сверху допустимую концентрацию «тушащих» частиц (напр., в плазменной системе — электронов). В этом предельном случае П. и. играет определяющую роль в *переносе излучения*.

Для П. и. обычно характерно длительное по сравнению с пролётным временем «застревание фотона» в атоме, грубо выражаемое неравенством $\tau \gg 1/(\varkappa_{00}c)$. Здесь τ — радиац. время жизни атома, $\varkappa_{00} \sim n_0\lambda^2$ — макс. коэф. поглощения резонансного излучения с длиной волны λ в среде невозбуждённых атомов с плотностью n_0, c — скорость света. В этих же обозначениях условие большой оптич. толщины системы имеет вид $\varkappa_{00}L \gg 1$, где L — характерный размер системы.

Осн. количеств. характеристикой П. и. служит ср. время выхода фотона из системы на её поверхность $\bar{t} \approx \tau\bar{N}$, где $\bar{N}(L)$ — ср. число актов поглощения-переизлучения фотона в ходе его миграции на расстояние L.

Конкретный вид зависимости $\bar{N}(L)$ определяется двумя физ. факторами: а) *уширением спектральной линии*, прежде всего линии поглощения [коэф. поглощения $\varkappa(\omega)$]; б) степенью перераспределения частоты фотона $\omega \to \omega'$ в акте его переизлучения возбуждённым атомом.

В формальном пределе неуширенной, монохроматич. линии П. и. приводит к обычной диффузии фотонов, описываемой зависимостью $\bar{N} \sim (\varkappa_{00}L)^2$ (см. *Диффузия*). Эта диффузионная картина может иметь место и в случае пленения реальной, уширенной линии, а именно в случае недостаточно большого значения τ (напр., в рентг. диапазоне $\tau \circlearrowright \omega^{-3}$), когда переизлучающий атом не успевает «забыть» детали своего предшествующего радиац. возбуждения и благодаря этому поддерживает приближённую монохроматичность ($\omega' \approx \omega$) «рассеяния» фотона.

Более типична, однако, противоположная ситуация, когда уширение линии [зависимость $\varkappa(\omega)$, содержащая и далёкие крылья] сочетается с практически полным перераспределением по частоте в акте переизлучения (полное «забывание» возбуждённым атомом своей предыстории). Анализ П. и. для этого важнейшего случая впервые был дан в 1947 независимо Л. М. Биберманом и Т. Холстейном (Th. Holstein).

И уширение, и перераспределение частоты приводят к существ. уменьшению значения $\bar{N}(L)$ и ослаблению эффекта П. и. по сравнению с монохроматич., чисто диффузионным, пределом.

Так, уширение спектральной линии, напр. за счёт появления сторонней (доплеровской или столкновительной) ширины Γ линии поглощения, обычно значительно превосходящей естеств. ширину γ, снижает в $\Gamma/\gamma \gg 1$ раз остроту резонанса в поглощении, приводя к замене величины $\varkappa_{00}$ значением коэф. поглощения в центре $\omega \doteq \omega_0$ уширенной линии: $\varkappa(\omega_0) \equiv \equiv \varkappa_0 \sim \varkappa_{00}(\gamma/\Gamma) \ll \varkappa_{00}$.

Переизлучение в условиях полного перераспределения по частоте, приводящее к практич. одинаковости профилей линий поглощения и переизлучения, создаёт такую ситуацию, когда в результирующем потоке фотонов, выходящих в единицу времени за пределы системы, преобладают не наиболее многочисленные (но и наиболее сильно поглощаемые) фотоны из центра линии ($|\omega - \omega_0| \lesssim \Gamma$), а относительно малочисленные фотоны из далёких крыльев линии ($|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$), такие, свободный пробег к-рых $1/\varkappa(\omega)$ сравним по порядку величины с размером системы L.

Статистически типичному «центральному» фотону $|\omega - \omega_0| \lesssim \Gamma$ после его поглощения атомом внутри системы для быстрейшего выхода на поверхность более выгодно не сохранять свою частоту для последующей длит. диффузии, а «промигрировать» по ω в такой участок далёкого крыла линии, $\varkappa(\omega)L \sim 1$, откуда он сможет достичь поверхности «одним прыжком».

В итоге реальная зависимость $\bar{N}(L)$ оказывается существенно слабее, чем в монохроматич., диффузионном, случае: для доплеровского профиля обеих линий $\bar{N} \sim \varkappa_0 L\sqrt{\ln(\varkappa_0 L)}$, для лоренцевского — $\bar{N} \sim \sqrt{\varkappa_0 L}$. При этом в полном потоке выходящих фотонов вклады центрального, «диффузионного», диапазона линии, $\varkappa(\omega)L \geqslant 1$, и «пристрельной» области её далёких крыльев, $\varkappa(\omega)L \leqslant 1$, относятся соответственно как 1 : 1 в доплеровском и 1 : 3 в лоренцевском случаях. Т. о., уже в доплеровском случае П. и. носит существенно недиффузионный, а в лоренцевском — и вовсе «антидиффузионный» характер. Это соответствует и характеру спада интенсивности линии в её крыльях — крутому в доплеровском случае и более пологому — в лоренцевском.

В условиях П. и. поток выходящих фотонов, несмотря на большую оптич. толщину системы $\varkappa_0 L \gg 1$, остаётся пропорциональным её объёму (а не поверхности) вплоть до столь больших значений $\varkappa_0 L$, к-рым соответствует время выхода $\bar{t}(L)$ порядка ср. времени между двумя тушащими столкновениями (в рассматриваемом случае очень редкими).

Лит.: Иванов В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1969; Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А., Распространение и поляризация излучения в космической среде, М., 1979; Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Абрамов В. А., Коган В. И., Лисица В. С., Перенос излучения в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 12, под ред. М.А. Леонтовича, Б. Б. Кадомцева, М., 1982; Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н., Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света, Л., 1983.

В. И. Коган.

ПЛЕНЕ́НИЕ ЦВЕ́ТА (конфайнмент) — то же, что *удержание цвета*.

ПЛЁНКА МАГНИ́ТНАЯ — см. *Магнитная плёнка*.

ПЛЁНОЧНЫЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ — *магнитострикционный преобразователь* или *пьезоэлектрический преобразователь* в виде тонкой плёнки, к-рый используется для генерации и приёма гиперзвуковых волн в твёрдых телах.

ПЛЕОХРОИ́ЗМ (от греч. pléon — больше и chróa — цвет) — различное поглощение веществом проходящего через него света (а следовательно и разл. окрашивание) в зависимости от направления распространения и поляризации этого света. Хотя более правильным является термин «П.», более употребителен термин «дихроизм». Подробнее см. *Дихроизм* и лит. при этой статье.

ПЛО́СКАЯ ВОЛНА́ — *волна*, у к-рой направление распространения одинаково во всех точках пространства. Простейший пример — однородная монохроматич. незатухающая П. в.:

$$u(z,t) = A\exp(i\omega t \mp ikz), \qquad (1)$$

где A — амплитуда, $\varphi = \omega t \mp kz$ — фаза, $\omega = 2\pi/T$ — круговая частота, T — период колебаний, k — волновое число. Поверхности постоянной фазы (фазовые фронты) $\varphi = \text{const}$ П. в. являются плоскостями.

При отсутствии дисперсии, когда фазовая скорость $v_ф$ и групповая скорость $v_{гр}$ одинаковы и постоянны ($v_{гр} = v_ф = v$), существуют стационарные (т. е. перемещающиеся как целое) бегущие П. в., к-рые можно представить в общем виде

$$u(z,t) = f(z \mp vt), \qquad (2)$$

где f — произвольная ф-ция. В нелинейных средах с дисперсией также возможны стационарные бегущие П. в. типа (2), но их форма уже не произвольна, а зависит как от параметров системы, так и от характера движения волны. В поглощающих (диссипативных) средах П. в. уменьшают свою амплитуду по мере распространения; при линейном затухании это может быть учтено путём замены в (1) k на комплексное волновое число $k_д \mp ik_м$, где $k_м$ — коэф. затухания П. в.

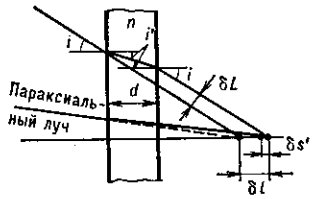
Однородная П. в., занимающая всё бесконечное пространство, является идеализацией, однако любое волновое поле, сосредоточенное в конечной области (напр., направляемое *линиями передачи* или *волноводами*), можно представить как суперпозицию П. в. с тем или иным пространственным спектром k. При этом волна

может по-прежнему иметь плоский фазовый фронт, но неоднородное распределение амплитуды. Такие П. в. наз. плоскими неоднородными волнами. Отд. участки сферич. или цилиндрич. волн, малые по сравнению с радиусом кривизны фазового фронта, приближённо ведут себя как П. в.

Лит. см. при ст. *Волны*.

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ПЛОСКОПАРАЛЛЕ́ЛЬНАЯ ПЛАСТИ́НКА — слой однородной прозрачной среды с показателем преломления n, ограниченный параллельными плоскостями на расстоянии d друг от друга. *Оптическая толщина* П. п. равна nd, *оптическая сила* — нулю, *увеличение оптическое* — единице. П. п., поставленная на пути гомоцентрич. пучка лучей, смещает изображение, даваемое этим пучком, вдоль оси пучка (продольное смещение) на расстояние $\delta l = d(1 - \mathrm{tg}i/\mathrm{tg}i')$, где i — угол падения пучка лучей, а i' — угол преломления (рис.). Для П. п., находящейся в воздухе, $\delta l = d\,(1 - 1/n)$. П. п. сохраняет направление падающего на неё параллельного пучка лучей, но смещает ось этого пучка поперёк на величину $\delta L = d\sin(i - i')/\cos i' = \delta l \sin i$.



П. п., как оптич. элемент, обладает аберрациями (см. *Аберрации оптических систем*), в частности сферич. аберрацией (к-рая при больших углах даёт дополнит. смещение $\delta s'$), хроматич. аберрацией и астигматизмом (для достаточно удалённых объектов и малых d — незначительными).

Толщина П. п. бывает различной в зависимости от допускаемой деформации (прогиба) и возможности изготовления оптически точных поверхностей, необходимости внесения изменений в оптич. длину луча и т. д.

П. п. применяют в качестве защитных стёкол, окон, светофильтров (П. п. из окрашенных материалов), в угломерных приборах для малых угл. смещений изображения, в нек-рых интерферометрах (см. *Люммера — Герке пластинка*, *Майкельсона эшелон*), в качестве оптич. компенсаторов и т. д.

Материалом для изготовления защитных предметных и покровных пластин служит *оптическое стекло* К8. Пластины повышенной точности делают из стекла ЛК5, ситалла или кварца (термостойкие).

ПЛОСКОПАРАЛЛЕ́ЛЬНОЕ ДВИЖЕ́НИЕ (плоское движение) твёрдого тела — движение твёрдого тела, при к-ром все его точки перемещаются параллельно нек-рой неподвижной плоскости. Изучение П. д. сводится к изучению движения неизменяемой плоской фигуры в её плоскости, к-рое слагается из *поступательного движения* вместе с нек-рым произвольно выбранным полюсом и *вращательного движения* вокруг этого полюса. П. д. можно также представить как серию элементарных поворотов вокруг непрерывно меняющих своё положение мгновенных центров вращения.

ПЛО́СКОСТЬ ПОЛЯРИЗА́ЦИИ — плоскость, проходящая через направление колебаний электрич. вектора линейно поляризов. световой волны (см. *Поляризация света*) и направление распространения этой волны.

ПЛОТНОМЕ́Р — прибор для измерения плотности веществ. Наиб. распространение получили П. для измерения плотности жидкостей. Они делятся на поплавковые, весовые, гидростатические, радиоизотопные, вибрационные и ультразвуковые. К П. примыкают приборы для измерения концентрации растворов (спиртомеры, сахаромеры, нефтеденсиметры и др.). Поплавковые П. представляют собой ареометры пост. массы или пост. объёма. Весовые П. основаны на непрерывном взвешивании определённого объёма жидкости. В гидростатических П. плотность определяют по разности давлений двух столбов жидкости разной высоты. Действие радиоизотопных П. основано на измерении ослабления пучка γ- или β-лучей в результате их поглощения или рассеяния слоем жидкости. В вибрационных П. используется зависимость резонансной частоты возбуждаемых в жидкости колебаний от её плотности, в ультразвуковом — зависимость скорости звука в среде от её плотности. Радиоизотопный, УЗ, вибрац. и др. методы могут быть применены для определения плотности твёрдых и газообразных веществ.

Лит.: Кивилис С. Ш., Приборы для измерения плотности жидкостей и газов, в кн.: Приборостроение и средства автоматики, т. 2, кн. 2, М., 1964; Глыбин И. П., Автоматические плотномеры, К., 1965.

С. Ш. Кивилис.

ПЛО́ТНОСТИ МА́ТРИЦА — см. *Матрица плотности*.

ПЛО́ТНОСТЬ (ρ) — величина, определяемая для однородного вещества его массой в единице объёма. П. неоднородного вещества в определённой точке — предел отношения массы m тела к его объёму V, когда объём стягивается к этой точке. Средняя П. неоднородного тела также есть отношение m/V. Часто применяется понятие относительной П.: напр., П. жидких и твёрдых веществ может определяться по отношению к П. дистиллированной воды при 4 °С, а газов — по отношению к П. сухого воздуха или водорода при нормальных условиях. Единица П. в СИ — кг/м³, в системе СГС — г/см³. П. и уд. вес γ связаны между собой отношением $\gamma = ag\rho$, где g — местное ускорение свободного падения тела, a — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора единиц измерения. П. веществ, как правило, уменьшается с ростом темп-ры и увеличивается с повышением давления (П. воды с понижением темп-ры T до 4 °С растёт, при дальнейшем понижении T — уменьшается). При переходах вещества из одного агрегатного состояния в другое П. изменяется скачкообразно: резко увеличивается при переходе в газообразное состояние и, как правило, при затвердевании (П. воды и чугуна аномально уменьшается при переходе из жидкой фазы в твёрдую).

Методы измерения П. весьма разнообразны. П. идеальных газов определяется из ур-ния состояния: $\rho = p\mu/RT$, где p — давление, μ — мол. масса, R — универсальная газовая постоянная. П. сухого газа, имеющего при нормальных условиях П. $\rho_н$, при давлении p и темп-ре T определяется ф-лой: $\rho = \rho_н p T_н/(p_н T K)$, где K — коэф. *сжимаемости*, характеризующий отклонение данного реального газа от идеального. Для влажного газа $\rho = \rho_н(p - \varphi p_в)T_н/(p_н T K + \varphi\rho_в)$, где φ — относит. влажность газа, $p_в$ и $\rho_в$ — табличные значения максимально возможного давления водяного пара при темп-ре T и максимально возможной его П. при данных p и T. П. жидкостей и твёрдых тел находят путём точного определения массы тела и его объёма; используют также зависимость скорости распространения звуковых волн, интенсивности γ- и β-излучения, прошедшего через вещество, и т. д. от П. Приборы для определения П. веществ наз. *плотномерами*.

Лит.: ГОСТ 2939—63. Газы, условия для определения объёма; Измерение массы объёма плотности, М., 1982.

ПЛО́ТНОСТЬ ВЕРОЯ́ТНОСТИ (плотность распределения вероятностей) случайной величины X — ф-ция $p(x)$ такая, что

$$p(x) \geqslant 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} p(x)dx = 1$$

и при любых $a < b$ вероятность события $a < X < b$ равна

$$\int_a^b p(x)dx.$$

Если $p(x)$ непрерывна, то при достаточно малых Δx вероятность неравенства $x < X < x + \Delta x$ приближённо

равна $p(x)\Delta x$ (с точностью до малых более высокого порядка). Ф-ция распределения $F(x)$ случайной величины X, имеющей плотность, связана с П. в. соотношениями

$$F(x) = \int_{-\infty}^{x} p(y)dy$$

и, если $F(x)$ дифференцируема,

$$p(x) = \frac{dF(x)}{dx}.$$

Случайные величины, имеющие П. в., наз. непрерывно распределёнными случайными величинами, а их распределения — непрерывными (точнее, абсолютно непрерывными) распределениями.

Момент MX^r любого порядка r таких случайных величин X вычисляют по ф-ле

$$MX^r = \int_{-\infty}^{\infty} x^r p(x)dx,$$

если интегралы абсолютно сходятся.

Аналогично определяют совместную П. в. нескольких случайных величин $X_1, \ldots, X_n$ (П. в. совместного распределения):

$$p(x_1, \ldots, x_n) \geqslant 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \ldots \int_{-\infty}^{\infty} p(x_1, \ldots, x_n)dx_1 \ldots dx_n = 1,$$

и для любых $a_i < b_i$, $i = 1, \ldots, n$, вероятность одновременного выполнения неравенств

$$a_1 < X_1 < b_1, \ldots, a_n < X_n < b_n$$

равна

$$\int_{a_1}^{b_1} \ldots \int_{a_n}^{b_n} p(x_1, \ldots, x_n)\, dx_1 \ldots dx_n.$$

Если существует совместная П. в. случайных величин $X_1, \ldots, X_n$, то для независимости этих величин необходимо и достаточно, чтобы совместная П. в. была произведением П. в. отд. величин, т. е.

$$p(x_1, \ldots, x_n) = p_1(x_1) \ldots p_n(x_n),$$

где p_i — П. в. величины X_i. По совместной П. в. случайных величин можно найти распределение вероятностей любых ф-ций от этих величин: так, напр., для двух независимых случайных величин с П. в. $d_1(x)$ и $p_2(x)$ П. в. их суммы задаётся ф-лой свёртки

$$p(y) = \int_{-\infty}^{\infty} p_1(y - x)p_2(x)dx.$$

А. В. Прохоров.

ПЛО́ТНОСТЬ СОСТОЯ́НИЙ — число возможных физически неэквивалентных энергетич. состояний в малом интервале энергии $\mathscr{E}$, отнесённое к ширине интервала $\Delta\mathscr{E}$: $g(\mathscr{E}) = \lim_{\Delta\mathscr{E}\to 0} \Delta\Gamma(\mathscr{E})/\Delta\mathscr{E}$, где $\Delta\Gamma$ — число состояний с энергиями между $\mathscr{E}$ и $\mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}$ (с учётом возможного вырождения энергетич. состояний). Для колебат. степеней свободы системы часто имеют в виду спектральную П. с. $g(\omega)$, определяемую по числу состояний на интервал частот $\Delta\omega$. В этом случае $\omega = \mathscr{E}/\hbar$.

П. с. имеет смысл вводить, либо если система обладает непрерывным энергетич. спектром, либо если спектр дискретен, когда расстояние между соседними энергетич. уровнями мало по сравнению с $\Delta\mathscr{E}$. Если состояния системы определяются широко разнесёнными по $\Delta\mathscr{E}$ дискретными уровнями, каждый из к-рых расщепляется в области, узкие по сравнению с расстоянием между уровнями, то вводят П. с. вблизи каждого дискретного уровня. Это имеет место, напр., при движении электронов в сильном квантующем магн. поле (см. *Ландау уровни*, *Лифшица — Онсагера квантование*). Для свободных нерелятивистских частиц со спином s состояния характеризуются импульсом $\boldsymbol{p}$ и проекцией спина, а энергия $\mathscr{E} = p^2/2m$ (m — масса) П. с. зависит только от p: $g(\mathscr{E}) = \sqrt{2}\nu m^{3/2}\mathscr{E}^{1/2}/\pi^2\hbar^3$, где множитель $\nu = 2s + 1$ учитывает вырождение по спину s. Для квазичастиц твёрдого тела эта зависимость является более сложной, напр. для электронов проводимости с энергетич. спектром $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$

$$g(\mathscr{E}) = \frac{\nu}{(2\pi\hbar)^3}\int ds/|\nabla_p \mathscr{E}(\boldsymbol{p})|,$$

где интегрирование ведётся по изоэнергетич. поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ в пространстве квазиимпульсов, ds — элемент площади на этой поверхности; ∇_p — градиент в пространстве квазиимпульсов. Для спектральной П. с. $g(\omega) = (2\pi)^{-3}\int ds/|\nabla\omega(\mathbf{k})|$, где $\mathbf{k}$ — волновой вектор, а интегрирование ведётся по поверхности $\omega(\mathbf{k}) = \text{const}$. Подынтегральные выражения для П. с. имеют особенности в точках, в к-рых групповые скорости $\boldsymbol{v} = \nabla_p\mathscr{E}$ обращаются в 0. Эти точки наз. критическими, а соответствующие особенности в $g(\mathscr{E})$ — *Ван Хова особенностями*.

Информация о П. с. существенна при определении термодинамич. характеристик твёрдых тел (теплоёмкость, магн. восприимчивость и др.), задаваемых интегралами по энергии от соответствующих микроскопич. величин, умноженных на ф-цию распределения и П. с. На кинетич. характеристики (электропроводность, теплопроводность и др.) также влияет П. с. При этом для вырожденных систем, ферми-частиц, напр. электронов в *металлах*, особенно важна П. с. на поверхности Ферми $g(\mathscr{E}_F)$, входящая непосредственно в виде множителя в большинство макроскопич. характеристик системы. Для полупроводников наиб. важна П. с. вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

Для систем, к-рые подчиняются случайному распределению в пространстве, в частности для конденсиров. *неупорядоченных систем* (*жидкости*, *стёкла*, аморфные вещества и пр.), П. с. является осн. характеристикой энергетич. спектра. Т. к. П. с. является самоусредняющейся величиной (см. *Мезоскопика* неупорядоченной системы), то можно оперировать с П. с., усреднённой по пространств. распределениям частиц (в то время как понятие усреднённого энергетич. спектра лишено смысла).

Лит. см. при ст. *Зонная теория*. *А. Э. Мейерович.*

ПЛО́ТНОСТЬ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОГО ЗАРЯ́ДА в классической электродинамике. В макроскопич. электродинамике электрич. заряд тела может считаться точечным только если его поле рассматривается на расстояниях, существенно бо́льших, чем характерные размеры заряж. тела. В противном случае электрич. заряд считают непрерывно распределённым в нек-рой области пространства и вводят объёмную П. э. з. ρ в точке (x, y, z):

$$\rho(x,y,z) = \lim_{\Delta V\to 0} \frac{\Delta e}{\Delta V} = \frac{de}{dV},$$

где Δe — величина заряда, находящегося в объёме ΔV в окрестности точки (x, y, z) в момент времени t. Если электрич. заряд находится в слое, толщиной к-рого можно пренебречь по сравнению с характерным расстоянием, на к-ром рассматривается поле, то определяют поверхностную П. э. з. σ:

$$\sigma(x,y,z) = \lim_{\Delta S\to 0} \frac{\Delta e}{\Delta S} = \frac{de}{dS},$$

где Δe — заряд элемента поверхности ΔS. Даже если заряд считается точечным, часто из соображений матем. удобства считают его непрерывно распределённым в малой области пространства. В этом случае П. э. з. является *обобщённой функцией*. Если точечный заряд e находится в точке пространства $\boldsymbol{r}_0(t)$, то $\rho(\boldsymbol{r},t)$ имеет вид *дельта-функции* Дирака (δ)

$$\rho(\boldsymbol{r},t) = e\delta[\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0(t)].$$

П. э. з. системы точечных зарядов определяется выражением

$$\rho = \sum_i^N e_i \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_i),$$

где N — полное число зарядов, $\boldsymbol{r}_i$, e_i — радиусы-векторы и величины i-х зарядов.

Введение объёмной П. э. з. позволяет представить интегральную *Гаусса теорему*, являющуюся одной из основных в электродинамике, в дифференциальной форме:

$$\nabla \boldsymbol{E} = 4\pi\rho,$$

где $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля. Если объёмная П. э. з. всюду конечна, то и вектор $\boldsymbol{E}$ всюду конечен и непрерывен. В средах различают П. э. з. свободных и связанных зарядов. П. э. з. связанных зарядов выражается через *поляризации вектор* $\boldsymbol{P}$:

$$\rho_{св} = -\nabla \boldsymbol{P}.$$

В этом случае теорема Гаусса в дифференциальной форме имеет вид

$$\nabla \boldsymbol{D} = 4\pi\rho,$$

где $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{P}$ — вектор индукции электрич. поля, ρ — плотность свободных зарядов.

Наличие поверхностной П. э. з. позволяет получить из теоремы Гаусса граничные условия для вектора $\boldsymbol{E}$ на соответствующих поверхностях:

$$E_{2n} - E_{1n} = 4\pi\sigma, \quad \boldsymbol{E}_{1t} = \boldsymbol{E}_{2t},$$

где E_{1n}, E_{2n} — проекции поля на нормаль к поверхности, направленную от стороны 1 к стороне 2 поверхности, $\boldsymbol{E}_t$ — поле, касательное к поверхности. Левая часть первого равенства иногда наз. поверхностной дивергенцией. С физ. точки зрения скачок напряжённости электрич. поля на заряж. поверхности возникает из-за того, что точечные заряды на поверхности создают электрич. поле, направленное в разные стороны от поверхности. Если поверхность заряжена положительно, то поле, создаваемое σ, по обе стороны поверхности направлено от поверхности. В случае отрицат. заряда поверхности поле направлено к поверхности. Поскольку реальный физ. заряд всегда сохраняется, то П. э. з. удовлетворяет ур-нию непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \boldsymbol{j} = 0,$$

где $\boldsymbol{j}$ — вектор плотности электрич. тока.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965. *А. В. Тур, В. В. Яновский.*

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА — величина, определяющая кол-во электричества dI, протекающего за единицу времени через произвольно ориентированный элемент поверхности $d\boldsymbol{S}$:

$$dI = \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S}.$$

П. э. т.

$$\boldsymbol{j} = \rho\boldsymbol{v},$$

где ρ — объёмная плотность зарядов, $\boldsymbol{v}$ — скорость движения зарядов. В том случае, когда имеется неск. сортов заряж. частиц, П. э. т. определяется как сумма по всем сортам (α) частиц:

$$\boldsymbol{j} = \sum_\alpha \rho_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha.$$

Кол-во электричества, протекающего за единицу времени через всю поверхность, наз. силой тока I:

$$I = \int_S \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S}.$$

П. э. т. в СИ измеряется в А/м² (1 А/м² = $3\cdot10^5$ ед. СГС/с·см²). Вектор П. э. т. в общем случае меняется от точки к точке, образуя векторное поле $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$. Для геом. изображения векторного поля П. э. т. вводят линии тока. Линии тока определяются так, чтобы касательные к ним в каждой точке совпадали с направлением вектора П. э. т.

Из закона сохранения электрич. заряда следует соотношение, к-рому удовлетворяет вектор П. э. т. (ур-ние непрерывности):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \boldsymbol{j} = 0.$$

Ур-ние непрерывности можно записать в релятивистски-инвариантном виде, вводя 4-вектор П. э. т. $j^i = (c\rho, \boldsymbol{j})$:

$$\frac{\partial j^i}{\partial x^i} = 0,$$

где x^i — координаты четырёхмерного радиуса-вектора $(ct, \boldsymbol{r})$. Из ур-ния непрерывности, в частности, следует, что если П. э. т. и плотность заряда не зависят от времени (пост. ток), то линии тока оказываются замкнутыми или уходящими в бесконечность.

На поверхности раздела двух разл. проводящих сред вектор П. э. т. может иметь разрыв. Однако нормальная составляющая $\boldsymbol{j}$ (при условии $\partial\rho_{пов}/\partial t = 0$, где $\rho_{пов}$ — поверхностная плотность заряда) должна быть непрерывной:

$$j_{1n} = j_{2n}.$$

Если проводник граничит с непроводящей средой, то $j_n = 0$. Тангенциальная составляющая плотности тока на границе раздела двух проводников с электропроводностями σ_1 и σ_2 удовлетворяет след. условию:

$$\frac{j_{1t}}{\sigma_1} = \frac{j_{2t}}{\sigma_2},$$

к-рое следует из непрерывности тангенциальной составляющей напряжённости электрич. поля.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988. *А. В. Тур, В. В. Яновский.*

ПЛОЩАДЕЙ ЗАКО́Н — закон движения материальной точки (или центра масс тела) под действием центральной силы, согласно к-рому: а) траекторией точки является плоская кривая, лежащая в плоскости, проходящей через центр силы; б) площадь, заметаемая радиусом-вектором точки, проведённым из центра силы, растёт пропорц. времени, т. е. точка движется с пост. секторной скоростью. П. з. имеет место при движении планет (см. *Кеплера законы*), ИСЗ, космич. летательных аппаратов и т. п.

ПЛУТО́Н — девятая по расстоянию от Солнца и последняя из известных планет Солнечной системы. Открыта К. Томбо (C. Tombaugh) в 1930 на основе теоретич. предсказаний, следовавших из анализа возмущений в движениях Урана и Нептуна.

П. обращается вокруг Солнца по сильно вытянутой орбите на ср. гелиоцентрич. расстоянии 39,439 *астрономической единицы* (а. е.) ($5{,}91\cdot10^{12}$ км). Один полный оборот (сидерич. период обращения) составляет 248,6 земного года, ср. скорость движения по орбите 4,7 км/с. Вследствие большого эксцентриситета орбиты (0,247) планета в перигелии заходит внутрь орбиты Нептуна, однако из-за большого наклонения орбиты П. к плоскости эклиптики (17,1°) мин. расстояние между орбитами остаётся не менее 2,5 а. е. Вследствие же наличия резонансов (соизмеримостей в движении Плутона, Нептуна и Урана, в результате чего их периоды обращения находятся в отношении примерно как 3 : 2 : 1) П. не подходит к Нептуну на расстояние, меньшее 16 а. е., в то время как с Ураном может сближаться до 10 а. е.

П. представляет собой двойную систему, т. е. имеет спутник, сопоставимый по размерам с планетой. Это позволило, в частности, уточнить её геом. и механич. характеристики. Согласно совр. данным, радиус П. со-

ставляет 1150 км (0,66 радиуса Луны), его объём ок. 0,006, а масса ок. 0,002 соответственно объёма и массы Земли. Согласно оценкам, ср. плотность $\approx 2{,}03$ г/см³. Спутник Харон, открытый в 1978 Дж. Х. Кристи (J. H. Christy) и Р. Харрингтоном (R. Harrington), обращается с периодом, равным периоду вращения самой планеты (6,4 земных суток) на расстоянии 18,5 тыс. км от её центра (16 радиусов Плутона), т. е. находится на синхронной орбите. Радиус Харона оценён равным 560 км, масса $\approx 1/30$ массы П., что почти втрое превышает отношение масс Луны и Земли (1/81,4). Плотность, по-видимому, аналогична плотности П. Система Харон — Плутон представляет собой уникальный пример естеств. синхронного спутника в Солнечной системе.

Угл. поперечник П. $\sim 0{,}1''$. Кол-во солнечной энергии, достигающей Плутона, около 0,9 Вт/м², что составляет 0,06% от солнечной постоянной, равной 1370 Вт/м². Альбедо П. $\approx 0{,}40$, эффективная темп-ра 37К. На поверхности П. методами спектроскопии обнаружен метановый лёд, чему отвечает приведённое значение альбедо. По существующим представлениям, планета и её спутник, возможно, в значит. части состоят из метанового льда, если допустить, что в процессе эволюции не происходило заметной дифференциации слагающего вещества. В рамках др. модели П. мог сформироваться при наличии клатрат-гидратов метана ($CH_4 \cdot 8H_2O$) с последующим их разложением в процессе внутр. эволюции, дегазацией CH_4 и образованием протяжённой оболочки метанового льда. Для обеих моделей, исходя из значений ср. плотности, следует предполагать, что существ. часть слагающего П. вещества составляет тяжёлая (скальная) компонента. С периодич. сублимацией метана с поверхности вблизи подсолнечной точки, особенно в районе перигелия, может быть связано образование на П. крайне разреженной метановой атмосферы, вероятно, почти полностью исчезающей ночью.

По своим размерам, массе и физ. свойствам П. больше похож не на планету, а на крупный спутник планет-гигантов. Не случайно поэтому рассмотрены модели, согласно к-рым Плутон был раньше спутником Нептуна. Потеря произошла либо из-за его тесного сближения с Тритоном (спутником Нептуна), в результате чего движение Тритона стало обратным, а П. был выброшен из системы Нептуна, либо из-за мощного приливного воздействия, испытанного системой Нептуна от гипотетич. тела сопоставимых с ним размеров (десятой планеты?) при довольно близком прохождении. Рассмотренные модели пока не имеют достаточно строгого обоснования.

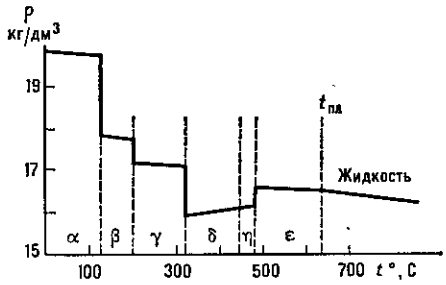
Лит.: Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986.

М. Я. Маров.

ПЛУТО́НИЙ (Plutonium), Pu, — искусств. радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 94, *трансурановый элемент*, относится к *актиноидам*. Получены изотопы ^{232}Pu — ^{246}Pu; среди продуктов взрыва термоядерных бомб обнаружены также ^{247}Pu и ^{255}Pu. Наиб. устойчив малодоступный ^{244}Pu (α-распад и спонтанное деление, $T_{1/2} = 8{,}2 \cdot 10^7$ лет, ат. масса 244,0642). Наибольшее применение имеет ^{239}Pu (α-распад и спонтанное деление, $T_{1/2} = 2{,}41 \cdot 10^4$ лет, ат. масса 239,0522), практически важны также ^{238}Pu ($T_{1/2} = 87{,}7$ лет), ^{240}Pu ($T_{1/2} = 6{,}56 \cdot 10^3$ лет), ^{241}Pu ($T_{1/2} = 14{,}34$ лет) и ^{242}Pu ($T_{1/2} = 3{,}76 \cdot 10^5$ лет). Ничтожные кол-ва П., образующиеся в урановых рудах за счёт разл. ядерных реакций, обнаружены в природе (содержание 0,4—15 частей Pu на 10^{12} частей U).

Первый нуклид ^{238}Pu открыт в 1940 Г. Т. Сиборгом (G. Th. Seaborg), Э. М. Мак-Милланом (E. M. McMillan), Дж. Э. Кеннеди (J. E. Kennedy) и А. Ч. Валом (A. Ch. Wahl). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2p^6d^{10}f^6 6s^2p^6 7s^2$. Энергия ионизации 5,71 эВ. Металлич. радиус 0,158—0,162 нм, радиусы ионов Pu^{3+}, Pu^{4+}, Pu^{5+} и Pu^{6+} (отвечающие координац. числу 6) равны 0,100; 0,086; 0,074 и 0,071 нм соответственно. Значение электроотрицательности 1,1—1,2.

В свободном виде хрупкий серебристо-белый металл. Особенность П. состоит в том, что при темп-рах от комнатной до $t_{пл} = 640$ °С он существует в виде 6 модификаций: α, β, γ, δ, η (последнюю обозначают также δ′) и ε, темп-ры перехода между к-рыми, по разным данным, составляют соответственно 112—122 °С, 185—205 °С, 310—318 °С, 452—458 °С, 476—480 °С. При высоких темп-рах и давлениях возможно существование и др. модификаций металлич. П. α-Pu обладает моноклинной решёткой с параметрами $a = 0{,}6183$, $b = 0{,}4822$, $c = 1{,}0963$ нм и углом $\beta = 101{,}79°$. Плотность α-Pu 19,86 кг/дм³ (изменение плотности П. с ростом темп-ры см. на рис.), $t_{кип} = 3235$—3350 °С, теплоёмкость α-Pu $c_p = 35{,}5$ Дж/(моль·К), теплота плавления 2,834 кДж/моль. Уд. электрич. сопротивление α-Pu 1,4645 мкОм·м (при 273 К), уд. магн. восприимчивость $2{,}28 \cdot 10^{-9}$ (при 273 К), теплопроводность П.



Зависимость плотности Pu от температуры.

4,65—5,80 Вт/(м·К) (при 200—400 К). Ср. значения коэф. теплового расширения для α-, β-, γ-, δ-, η- и ε-модификаций (в единицах 10^{-6}К$^{-1}$) 42,4, 20,9, 60,0, —15,4, —27,5 и 36,4 соответственно.

При комнатной темп-ре твёрдость по Виккерсу металлич. П. 2,4—2,7 ГПа, для α-Pu (при 20 °С) модуль нормальной упругости 98,4 ГПа, модуль сдвига 42,7 ГПа, модуль объёмного сжатия 48,4 ГПа.

По хим. свойствам П. — наиб. активный элемент среди актиноидов. В соединениях проявляет степени окисления от +3 до +7 (наиб. устойчивая +4). Компактный П. на воздухе окисляется медленно, в раздробленном виде самовозгорается на воздухе.

Важнейшие соединения П.: PuF_6 (легкокипящая жидкость, термически значительно менее стабилен, чем UF_6), твёрдые оксид PuO_2, карбид PuC и нитрид PuN, к-рые в смесях с соответствующими соединениями урана могут использоваться как ядерное горючее.

Осн. применение получил ^{239}Pu как делящийся материал в ядерных реакторах и ядерном оружии. Критич. масса его α-модификации 5,6 кг (шар диаметром 4,1 см). ^{238}Pu используется в «атомных» электрич. батарейках, обладающих длит. сроком службы. Изотопы П. служат сырьём для синтеза трансплутониевых элементов (Am и др.). П. и его соединения сильно токсичны.

Лит.: Плутоний. Справочник, под ред. О. Вика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—73; Вдовенко В. М., Курчатов Б. В., Первый советский плутоний, «Радиохимия», 1968, т. 10, в. 6, с. 696; Keller C., Plutonium kein Element aus der Retorte, «GIT. Fachz. Lab.», 1985, Bd 29, № 7, S. 704.

С. С. Бердоносов.

***p — n*-ПЕРЕХО́Д** (электронно-дырочный переход) — слой с пониженной электропроводностью, образующийся на границе полупроводниковых областей с электронной (*n*-область) и дырочной (*p*-область) проводимостью. Различают гомопереход, получающийся в результате изменяющегося в пространстве легирова-

ния донорной и акцепторной примесями одного и того же полупроводника (напр., Si), и *гетеропереход*, в к-ром p-область и n-область принадлежат разл. *полупроводникам*. Термин «p — n-П.» как правило, применяют к гомопереходам.

Обеднённый слой. Из-за большого градиента концентрации электронов (n) и (обратного ему по знаку) градиента концентрации дырок (p) в p — n-П. происходит диффузионное перетекание электронов из n-области в p-область и дырок в обратном направлении. Его следствием является накопление избыточного положит. заряда в n-области и отрицательного — в p-области (рис. 1). При этом появляется электрич. поле,

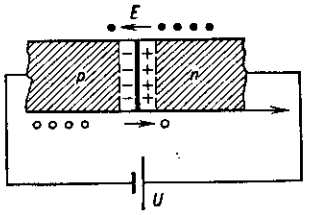


Рис. 1. Схематическое изображение p — n-перехода; чёрные кружки — электроны, светлые — дырки.

направленное из n-области в p-область, действие к-рого на электроны и дырки (при термодинамич. равновесии) компенсирует действие градиентов концентрации, т. е. диффузионные потоки электронов и дырок уравновешиваются дрейфовыми потоками во внутреннем электрич. поле $E_{вн}$ перехода. Поле $E_{вн}$ обусловливает диффузионную разность потенциалов $V_д$ (аналог *контактной разности потенциалов*), величина к-рой (для невырожденных носителей) в p- и n-областях выражается ф-лой

$$V_д = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_n p_p}{n_i^2}\right). \qquad (1)$$

Здесь e—заряд электрона, T—темп-ра полупроводника, n_i — концентрация электронов в собств. полупроводнике, n_n и p_p — концентрации электронов и дырок в n- и p-областях. Внутр. электрич. поле сосредоточено в обеднённом (запорном) слое p — n-П., где концентрации носителей обоих типов меньше концентраций основных носителей в p- и n-областях вдали от перехода ($n < n_n$, $p < p_p$), а мин. уровень суммарной концентрации электронов и дырок достигает значения $(n+p)_{мин} = 2n_i$. Т. к. в обеднённом слое, как правило, разность концентраций свободных носителей мала по сравнению с разностью концентраций ионизиров. доноров ($N_д$) и акцепторов ($N_а$), границы этого слоя с квазинейтральными p- и n-областями w_p и w_n могут быть найдены (после приближённого интегрирования *Пуассона уравнения* в одномерном случае) из ф-л

$$\int_{w_p}^{w_n}[N_д(x) - N_а(x)]dx = 0,$$
$$(e/\varepsilon)\left|\int_{w_p}^{w_n}[N_д(x) - N_а(x)]x\,dx\right| = V_д, \qquad (2)$$

где ε — диэлектрич. проницаемость полупроводника.

Т. к. Ферми уровень $\mathscr{E}_F$ во всём полупроводнике при термодинамич. равновесии должен быть единым, то в области перехода энергетич. зоны полупроводника изгибаются (рис. 2), так что образуется потенциальный барьер, высота к-рого равна $V_д$.

Внеш. напряжение U, приложенное к p — n-П., в зависимости от знака уменьшает (прямое смещение, плюсы соответствуют p-области) или увеличивает (обратное смещение) напряжённость электрич. поля в обеднённом слое, сужая или расширяя его при этом. Зависимость положения границ слоя w_n, w_p от смещения U может быть найдена из ф-л (2),

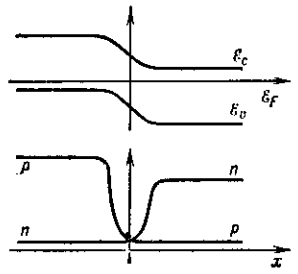


Рис. 2. Зонная диаграмма ($а$) и концентрации электронов и дырок ($б$) в области p — n-перехода; $\mathscr{E}_c$ — дно зоны проводимости, $\mathscr{E}_v$ — вершина валентной зоны; $\mathscr{E}_F$ — уровень Ферми.

где следует заменить $V_д$ на $V_д - U$ ($U > 0$ при прямом смещении и $U < 0$ — при обратном). В случае резкого сильно асимметричного p^+ — n-П. ($N_а \gg N_д$) с т. н. металлургич. границей (на к-рой $N_д - N_а = 0$) $x_0 = 0$ и однородно легированной n-областью ($N_д = \text{const}$):

$$w_p \simeq 0, \quad w_n = [2\varepsilon(V_д - U)/eN_д]^{1/2}. \qquad (3)$$

В случае плавного p — n-П. с пост. градиентом разности концентрацией доноров и акцепторов ($N_д - N_а = ax$, $a = \text{const}$):

$$w_n(U) = -w_p(U) = [3\varepsilon(V_д - U)/2ea]^{1/3}. \qquad (4)$$

Определяемая толщиной обеднённого слоя $w(U) = |w_n(U) - w_p(U)|$ зарядная ёмкость $C_з$ p — n-П. уменьшается с ростом обратного смещения по закону $C_з \sim (|U| + V_д)^{-1/2}$ в случае ф-лы (3) (для резкого перехода) и $C_з \sim (|U| + V_д)^{1/3}$ — в случае ф-лы (4) (для плавного перехода). При увеличении прямого смещения зарядная ёмкость растёт. Измерение зависимости $C_з(U)$ позволяет исследовать изменение разности $N_д(x) - N_а(x)$ в p — n-П.

Ток через p — n-П. С включением внеш. напряжения U дрейфовые потоки перестают компенсировать диффузионные потоки и через p — n-П. течёт электрич. ток. Т. к. в глубине p-области ток переносится дырками, а в n-области — электронами, то прохождение тока через p — n-П.— в прямом направлении ($U > 0$) сопряжено с рекомбинацией электронов и дырок, прибывающих к p — n-П. из областей, где они являются основными носителями заряда. При $U < 0$ ток обусловлен генерацией электронно-дырочных пар в окрестности p — n-П., к-рый разделяет их движение от p — n-П. в области, где они являются основными носителями.

При термодинамич. равновесии термич. генерация носителей в каждой точке образца в точности компенсируется их рекомбинацией. Но при прохождении тока этот баланс нарушается. Существует неск. механизмов (каналов) избыточной генерации и рекомбинации, определяющих проводимость p — n-П. при прямом и обратном смещениях. а) Генерация и рекомбинация носителей в p- и n-областях и диффузия носителей к p — n-П. или от него. В единице объёма n-полупроводника в единицу времени рождается вследствие равновесной термич. генерации p_n/τ_p дырок, где p_n — равновесная концентрация дырок в n-области ($p_n = n_i^2/n_n$), а τ_p — их время жизни относительно процесса рекомбинации. Все дырки, рождённые в слое с толщиной L_p, прилегающем к p — n-П., уходят в p-область, т. к. внутр. поле p — n-П. «втягивает» туда все дырки, подошедшие к переходу в результате диффузии из n-области; L_p — длина диффузии дырок в n-области за время их жизни: $L_p^2 = D_p\tau_p$, D_p — коэф. диффузии дырок. Дырки, рождённые вне слоя L_p, рекомбинируют прежде, чем процесс диффузии доставит их к p — n-П., и не дают вклада в ток. Поэтому плотность тока дырок, уходящих из n-области в p-область:

$$j_{ps} = ep_nL_p^2p/\tau_p = e\left(n_i^2/n_n\right)D_p/L_p. \qquad (5)$$

Аналогично плотность тока электронов, термически рождённых в p-области и доставленных диффузионно к

втягивающему их p — n-П.:

$$j_{ns} = en_p L_n/\tau_n = e\left(n_i^2/p_p\right)D_n/L_n. \quad (6)$$

Здесь $n_p = n_i^2/p_p$ — их равновесная концентрация в p-области, D_n, τ_n, L_n — коэф. диффузии, время жизни, длина диффузии в этой области [$L_n = (D_n\tau_n)^{1/2}$].

Если бы токам j_{ns} и j_{ps} не противостояли бы обратные противотоки, то через p — n-П. проходил бы ток насыщения плотностью $j_s = j_{ns} + j_{ps}$. Однако в отсутствие внеш. смещения токи неосновных носителей j_{ns} и j_{ps} полностью компенсируются токами основных носителей (электронов из n-области и дырок из p-области), идущими в обратную сторону и равными, следовательно, также j_{ns} и j_{ps}. Основные носители — дырки, переходящие из p-области в n-область, и электроны, идущие из n-области в p-область, преодолевают на своём пути потенциальный барьер высотой $V_д$ и являются по своей природе термоэлектронной (термодырочной) эмиссией через этот барьер. Поэтому понижение барьера на величину U при прямом смещении приводит к увеличению каждого из этих токов в $\exp(eU/kT)$ раз (см. *Термоэлектронная эмиссия*) и не вызывает изменения токов неосновных носителей (для к-рых барьера нет). С учётом этого обстоятельства плотность полного тока через p — n-П. можно выразить т. н. ф-лой Шокли (рис. 3):

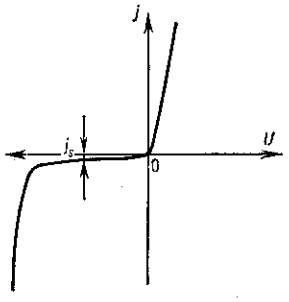


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) p — n-перехода.

$$j = j_s[\exp(eU/kT) - 1]. \quad (7)$$

При $U < 0$ и $e|U|/kT \gg 1$ токами термоэмиссии основных носителей через повышенный обратным смещением барьер (высотой $V_д + |U|$) можно пренебречь и считать, что плотность обратного тока обусловлена только термогенерац. токами неосновных носителей: $j = -j_s$ (рис. 4, кривая 3). При $U > 0$ и $eU/kT \gg 1$,



Рис. 4. Обратные токи p — n-перехода; *1* — ток термогенерации в квазинейтральных областях; *2* — ток термогенерации в обеднённом слое; *3* — ток туннельной генерации; *4* — полный ток в отсутствие фотогенерации; *5* — фототок $j_ф$; *6* — полный ток с учётом фототока.

наоборот, в ф-ле (7) можно сохранить только экспоненциальный член, описывающий термоэмиссию носителей из областей, где они являются основными, в области, где они становятся неосновными и где рекомбинируют за времена τ_p и τ_n на расстояниях L_p и L_n. Прямой ток, согласно (7), быстро растёт с ростом U. При значит. смещениях этот рост ограничивается сопротивлением p- и n-областей. Последнее уменьшается благодаря инжекции неосновных носителей p — n-П. Из сравнения ф-л (5) и (6) видно, что гл. вклад в ток насыщения обычно даёт слаболегиров. сторона p — n-П. с более низкой концентрацией основных носителей.

б) Генерация и рекомбинация в обеднённых слоях (механизм Шокли — Са-Нойса). Рекомбинационно-генерац. ток, описываемый ф-лой (7), не всегда доминирует. В широкозонных полупроводниках (с большой запрещённой зоной $\mathscr{E}_g$) при относительно низких темп-рах может преобладать термич. генерация и рекомбинация в самом обеднённом слое, а не в слоях с толщинами L_n и L_p. Хотя в таком полупроводнике, как кремний, L_n и L_p обычно сильно превосходят ширину обеднённого слоя $w(U)$, но скорость генерации и рекомбинации там может быть существенно выше, чем в квазинейтральных областях, из-за различия в заполнении примесных уровней электронами, ответственными за рекомбинацию. В этом случае при достаточно больших обратных смещениях ($eU/kT \gg 1$) справедлива ф-ла

$$j = -j_w = -2en_i w(U)/\tau, \quad (8)$$

где τ — время жизни неравновесных носителей в обеднённом слое, отличное в общем случае от τ_p и τ_n. Ток j_w может превышать j_s за счёт того, что n_i превышает n_p и p_n. Ток j_w не насыщается с ростом обратного смещения, а растёт по мере расширения обеднённого слоя [напр., в соответствии с ф-лами (3) и (4), рис. 4, кривая 2].

В прямом направлении ток, обусловленный рекомбинацией в обеднённом слое:

$$j \simeq j_c \exp(eU/2kT). \quad (9)$$

Здесь $j_c \approx en_i l_E/\tau$, причём длина l_E по порядку величины равна «сжатой» длине диффузии носителей против внутр. поля $E_{вн}$: $l \sim kT/eE$. Коэф. 2 в знаменателе показателя экспоненты связан с тем, что носители, рекомбинирующие внутри обеднённого слоя, преодолевают не весь барьер, обусловленный полем в нём, а только его часть, высота к-рой с приложением внеш. напряжения U уменьшается на $U/2$. Из-за этого с ростом U ток по ф-ле (9) растёт медленнее, чем ток по ф-ле (7), и даёт ему обогнать себя при достаточно больших смещениях.

в) Межзонное (зинеровское) туннелирование. Ток электронов через запрещённую зону полупроводника отсутствует только при классич. описании движения электронов проводимости и дырок в электрич. поле. Оно становится недостаточным с ростом напряжённости поля. Из-за туннелирования электронов сквозь запрещённую зону (эффект Зинера) тормозящийся в электрич. поле электрон проводимости, отразившись от дна зоны проводимости $\mathscr{E}_c$, имеет вероятность (тем большую, чем круче наклонены зоны) перейти в валентную зону (рис. 5, *а*). При одинаковых *эффективных массах* электрона и дырки вероятность туннелирования в однородном электрич. поле близка к вероятности туннелирования сквозь треугольный барьер, высота к-рого равна ширине запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, а толщина $\mathscr{E}_g/eE$ тем меньше, чем больше напряжённость поля E.

Для реализации туннельного перехода необходимо наличие в валентной зоне дырок. Поэтому туннельный переход является туннельной рекомбинацией электрона из зоны проводимости с дыркой из валентной зоны. Такой рекомбинац. процесс не связан ни с передачей энергии колебаниям решётки (т. е. с её нагревом), ни с излучением света: энергия передаётся источнику электрич. поля. Обратный процесс — рождение электронно-дырочной пары за счёт энергии электрич. поля (туннельная или зинеровская генерация) — в условиях термодинамич. равновесия уравновешивает рекомбинацию. Оба эти процесса в p — n-П. при $U = 0$ имеют место лишь в случае, когда электронный газ в n-области и дырочный газ в p-области вырождены (рис. 5, *б*). Прямое смещение ведёт к преобладанию туннельной рекомбинации, а обратное смещение — к туннельной генерации. Туннельная составляющая тока такого перехода доминирует над прочими только тогда, когда он предельно резкий. Резкий p — n - П. с вырожденным газом носителей по обе стороны лежит в основе *туннельного диода*, имеющего на прямой ветви вдоль вольт-амперной характеристики падающий участок N-типа (ВАХ, рис. 5, *в*).

В случае невырожденных n- и p-областей туннельный ток может преобладать только при достаточно боль-

щих обратных смещениях и связан только с туннельной генерацией электронно-дырочных пар. Ввиду экспоненциальной зависимости туннельного тока от напряжённости электрич. поля вклад в него даёт лишь окрестность точки макс. поля. По мере роста обратного напряжения туннельный ток, незаметный на фоне термогенерационного при низких напряжениях, стремительно нарастает и становится преобладающим (рис. 4, кривая 3).

В широкозонных полупроводниках наряду с термогенерационными и туннельными токами наблюдают их различные комбинации. С одной стороны, имеет место сочетание туннельных (горизонтальных) переходов между зонами и уровнями локальных примесных центров с термогенерационными (вертикальными) переходами (рис. 5, *г*). С др. стороны, возможно туннелирование с поглощением неск. фононов (рис. 5, *д*).

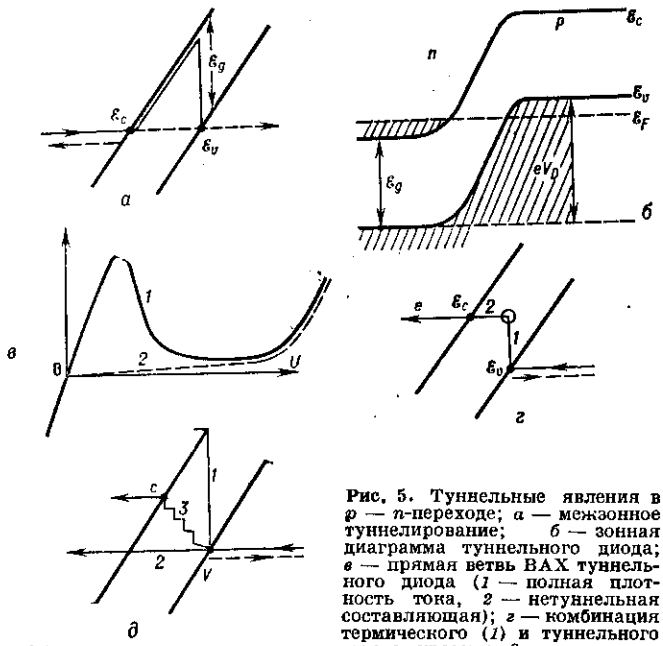


Рис. 5. Туннельные явления в p — n-переходе; *а* — межзонное туннелирование; *б* — зонная диаграмма туннельного диода; *в* — прямая ветвь ВАХ туннельного диода (*1* — полная плотность тока, *2* — нетуннельная составляющая); *г* — комбинация термического (*1*) и туннельного (*2*) переходов с участием примесного уровня; *д* — возможные варианты генерации: *1* — термическая (многофононная); *2* — туннельная (бесфононная); *3* — туннелирование с поглощением фононов.

г) Ударная ионизация. Электроны проводимости с энергией, превышающей её порог, могут порождать электронно-дырочные пары, истратив на это почти всю свою энергию в зоне. Такую же возможность имеют и дырки с надпороговой энергией. Пороги ударной ионизации для электрона и дырки различны (однако во мн. случаях они слегка превышают $\mathscr{E}_g$). Рождение электронно-дырочной пары носителями, ускоренными до необходимых энергий в электрич. поле обратно смещённого перехода, ответственно за лавинное размножение носителей в p — n-П. и за его лавинный пробой.

Обычно процессы ударной ионизации описывают с помощью коэф. α_n и α_p, определяемых как ср. числа электронно-дырочных пар, генерируемых одним электроном и одной дыркой на единичном пути их дрейфа в электрич. поле E. В широких обеднённых слоях $\alpha_{n,p}(x)$ — локальные ф-ции электрич. поля в точке x:

$$\alpha_{n,p}(E) = C_{n,p}\exp(-b_{n,p}/|E|^m).$$

Здесь $m = 1, 2$; коэф. $b_{n,p}$ не зависят от E, а $C_{n,p}$ зависят слабо. Из-за сильной зависимости $\alpha_{n,p}$ от E в ударную ионизацию, как и в туннельную генерацию, вносит вклад только близкая окрестность точки макс. электрич. поля в обеднённом слое.

Из-за ударной ионизации обратный ток p — n-П., обусловленный термической или туннельной генерацией, а также фотогенерацией или инжекцией носителей надлежит умножить на коэф. $M(U)$: $j_1(U) = j(U)M(U)$. При $\alpha_n = \alpha_p = \alpha(E)$ (приближённо имеющем место во мн. полупроводниках при больших значениях $|E|$) величина $M(U)$ перестаёт зависеть от места, где произошла первичная генерация, и равна

$$M(U) = \left[1 - \int_{w_p(U)}^{w_n(U)} \alpha E(x)dx\right]^{-1}$$

(направление оси x выбрано из p-области в n-область). При $\int_{w_p(U)}^{w_n(U)} \alpha[E(x)]dx = 1$ $M \to \infty$. Это определяет напряжение $U_{пр}$ лавинного пробоя p — n-П.: стационарный режим с обратным напряжением на p — n-П. $U > U_{пр}$ невозможен. Для лавинного пробоя важна ударная ионизация обоими типами носителей. Если в размножении участвуют, напр., одни только электроны, то напряжение $U_{пр} \to \infty$.

Лавинный пробой, как правило, имеет микроплазменный характер: ток течёт не по всей площади p— n-П., а локализован в отд. точках (микроплазмах), выявляемых по яркому свечению. С ростом тока пробоя число микроплазм растёт вплоть до однородного покрытия ими всей площади.

Если хотя бы одна сторона p — n-П. легирована слабо или же p — n-П. имеет плавную структуру, лавинный пробой наступает при напряжении, недостаточном для проявления заметной туннельной генерации. В резких переходах с сильным легированием обеих сторон туннельная генерация начинает доминировать до наступления лавинного пробоя, так что ему предшествует на обратной ветви ВАХ участок быстрого туннельного нарастания тока (рис. 4).

д) Фотогенерация, сторонняя инжекция. Током p — n-П. можно управлять с помощью фотогенерации неравновесных носителей в его окрестности. Ток $j_ф$, обусловленный фотогенерацией (фототок), в отсутствие лавинного размножения аддитивно складывается с др. составляющими тока, а при наличии лавинного размножения — с составляющими первичного тока. При наличии фототока (кривая 5, рис. 4) ВАХ не проходит через точку $j = 0$, $U = 0$, возникает участок, на к-ром знак j не совпадает со знаком U (кривая 6, рис. 4). В этом режиме p — n-П. выступает в качестве *фотоэлемента*, преобразующего энергию излучения в электрич. энергию (см. также *Солнечная батарея*). Кроме режима фотоэлемента используется режим фотодиода, отвечающий обратной ветви ВАХ.

Др. способ управления током p — n-П.— инжекция неосновных носителей в одну из образующих переход областей полупроводника с помощью др. p — n-П. или иного инжектирующего контакта. Этот способ управления током p — n-П.— коллектора путём инжекции p — n-П.— эмиттером лежит в основе работы *транзисторов*. Ток p — n-П. можно также изменять разогревом носителей эл.-магн. излучением СВЧ- или ИК-диапазона.

Способы получения p — n-П. Сплавные переходы получают, *нанося на полупроводниковую* кристаллич. подложку «навеску» легкоплавкого металлич. сплава, в состав к-рого входит необходимое легирующее вещество. При нагреве образуется область жидкого расплава, состав к-рого определяется совместным плавлением навески и подложки. При остывании формируется рекристаллизац. область полупроводника, обогащённая легирующими атомами. Если тип легирования этой области отличен от типа легирования подложки, то образуется резкий p — n-П., причём его металлургич. граница x_0 совпадает с границей ре-

кристаллизац. области. В сплавных переходах на этой поверхности разность изменяется скачком (резкий p — n-переход).

При вытягивании из расплава формирование перехода происходит в процессе роста полупроводникового слитка путём дозированного изменения состава легирующих примесей в расплаве. Диффузионные переходы получают диффузией легирующих примесей из источников в газообразной, жидкой и твёрдой фазах. Имплантированные переходы образуются при *ионной имплантации* легирующих примесей.

Эпитаксиальные переходы получают методом эпитаксиального выращивания или наращивания, в т. ч. методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющим пространственно наиболее тонко (с разрешающей способностью до 1 нм) регулировать закон изменения $N_д(x) - N_а(x)$. Часто применяются комбиниров. способы: после вплавления, имплантации или эпитаксиального выращивания производится диффузионная доводка структуры.

При получении p — n-П. регулируется не только легирование p- и n-областей, но и структура всего переходного слоя; в частности, получается необходимый градиент $a = d(N_д - N_а)/dx$ в точке металлургич. перехода $x = x_0$. В большинстве случаев применяются асимметричные p^+ —n- или n^+ — p -П., в к-рых легирование одной из областей (+) намного сильнее другой.

Применения. p — n-П. обладает нелинейной ВАХ с большим коэф. выпрямления, на чём основано действие выпрямительных (полупроводниковых) диодов. За счёт изменения толщины обеднённого слоя с изменением напряжения U он имеет управляемую нелинейную ёмкость (см. *Варикап*). Включённый в прямом направлении, он инжектирует носители из одной своей области в другую. Инжектиров. носители могут управлять током др. p — n-П., рекомбинировать с излучением света, превращая p — n-П. в электролюминесцентный источник излучения (см. *Светоизлучающий диод*), инерционно задерживаться в области инжекции при быстрых переключениях напряжения на p — n-П. Ток p — n-П. управляется светом или др. ионизирующими излучениями (см. *Полупроводниковый детектор*).

Свойства p — n-П. обусловливают их применение в разл. приборах: выпрямительные, детекторные, смесительные диоды (см. *Диоды твердотельные*); биполярные и униполярные транзисторы; туннельные диоды; лавинно-пролётные диоды (СВЧ-генераторы); фотодиоды, лавинные фотодиоды, *фототранзисторы*; *тиристоры*, фототиристоры; фотоэлементы, солнечные батареи; светодиоды, инжекц. лазеры; детекторы частиц и др. p — n-П. вытесняются *Шоттки барьерами*, изотипными гетеропереходами, планарно-легированными барьерами.

Лит.: Смит Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1982; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, кн. 1—2, пер. с англ., М., 1984; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.

З. С. Грибников.

ПОБО́ЧНЫЕ СЕ́РИИ — *спектральные серии* в спектрах атомов щелочных металлов. Различают 1-ю П. с. (диффузную серию) и 2-ю П. с. (резкую серию). Наблюдаются в испускании (в поглощении лишь при высоких темп-рах) при переходах между верхними уровнями S (резкая серия) или D (диффузная серия) и самым нижним P-уровнем. Линии П. с. лежат в ИК- и видимой областях оптич. спектра.

Лит. см. при ст. *Атомные спектры.*

М. А. Ельяшевич.

ПОВЕ́РКА средств измерений — определение погрешностей средств измерений и установление их пригодности к применению. П. производится органами метрологич. службы при помощи эталонов и образцовых средств измерений. Обязательной гос. П. подлежат средства измерений, применяемых для учёта материальных ценностей, гос. испытаний, регистрации национал. и междун. рекордов в спорте, а также для П. исходных образцовых средств измерений. Ведомств. П. подлежат все остальные средства измерений.

Описание методов и техн. приёмов П. конкретных средств измерений содержится в соответствующих гос. стандартах или методич. указаниях. Нередко методы П. и соответствующие компарирующие приборы указываются в поверочных схемах, устанавливающих порядок и точность передачи размеров единиц от образцовых эталонов, а от них — рабочим средствам измерений.

Лит.: Бурдун Г. Д., Марков Б. Н., Основы метрологии, 3 изд., М., 1985; Тюрин Н. И., Введение в метрологию, 3 изд., М., 1985.

К. П. Широков.

ПОВЕ́РХНОСТНАЯ ДИФФУ́ЗИЯ — процесс, связанный (как и в случае объёмной диффузии) с перемещением частиц, как правило, за счёт случайных тепловых блужданий (обычно атомов или молекул), происходящих на поверхности конденсиров. тела в пределах первого поверхностного слоя атомов (молекул) или поверх него. Наиб. полно изучена П. д. атомов одного вида по поверхности твёрдого тела, состоящего из атомов др. вида. Энергетич. барьеры на поверхности, к-рые преодолеваются диффундирующими частицами, существенно ниже энергетич. барьеров в объёме твёрдого тела. Поэтому энергия активации для П. д. (иногда говорят «для миграции частиц») $Q_п$ составляет лишь часть Q_0 — энергии активации для диффузии в объёме для той же пары диффундирующий атом — матрица. В зависимости от кристаллографич. природы подложки, степени покрытия поверхности диффузантом (адсорбатом), темп-ры, характера взаимодействия частиц адсорбата и подложки и частиц адсорбата между собой реализуются разл. механизмы П. д. Напр., при малых степенях покрытия атомы могут перемещаться по поверхности поодиночке, практически не взаимодействуя между собой. При бо́льших степенях покрытия атомы могут образовывать «по дороге» двумерные ассоциаты, растущие и разрушающиеся. Атомы на сильно смачиваемой подложке (т. е. сильно притягиваемые подложкой) при больших степенях покрытия «примерзают» в первом слое, а движение осуществляется по этому, собственному, слою атомов с закреплением на краю распространяющегося слоя адсорбата. Возможно также движение двумерных связанных групп (двумерное броуновское движение) или даже перемещение нек-рых областей слоя как целого при погружении в него из верхнего (избыточного) слоя новых частиц (солитонный механизм). Возможны и иные промежуточные и комбиниров. механизмы П. д. Каждый из них характеризуется вполне определённой $Q_п$, так что для одной и той же пары веществ могут быть получены сильно различающиеся энергии активации (и, соответственно, коэф. диффузии). Спектр $Q_п$ и реализующихся механизмов П. д. богаче, чем для объёмной диффузии. Обычно П. д. рассматривают как процесс, определяющий изменение поверхностной концентрации адсорбата от неравновесной к равновесной при наличии соответствующих градиентов концентрации. В более общем случае имеют в виду вообще перемещение частиц при тепловом движении. Так, в случае перемещения по поверхности твёрдого тела собств. частиц (поверхностной самодиффузии) на первый взгляд не имеет смысла говорить о концентрации, но вполне можно рассматривать концентрации собств. частиц в разл. положениях на поверхности: одиночные, у края ступени, в ступени и т. д. И если ситуация отличается от равновесной, перемещение частиц приведёт к заметным изменениям шероховатости или даже формы поверхности.

П. д. и самодиффузия исследуются экспериментально разл. методами, регистрирующими результат перемещения частиц (меченые атомы, измерение *работы выхода*). Однако наиб. число данных по П. д., в т. ч. весьма определённых и детализированных, получено методами полевой эмиссионной микроскопии (электронной и

ионной; см. *Ионный проектор*, *Атомный зонд*). В этом случае, кроме измерения $Q_п$, коэф. диффузии, предэкспоненциального множителя в ур-нии диффузии, однозначно определяется механизм перемещения частиц.

Данные о П. д. важны для ряда техн. приложений, таких как ионные двигатели, точечные источники ионов, катоды и др., а также для решения смежных науч. задач: определения сил связи на поверхности, изучения двумерных фазовых переходов, кинетики каталитич. реакций, определения поверхностной энергии анизотропных твёрдых тел.

Лит.: Поверхностная диффузия и растекание. Сб. ст., под ред. Я. Е. Гегузина, М., 1969; Одишария Г. А., Шредник В. Н., Об автоэмиссионных методах количественного изучения поверхностной диффузии и самодиффузии, Труды 1-го Всесоюзного совещания по автоионной микроскопии, Харьков, 1976, с. 81 (ХФТИ 76—43); Мюллер Э., Цонг Т., Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980; Гегузин Я. Е., Кагановский Ю. С., Диффузионные процессы на поверхности кристалла, М., 1984; Naumovets A. G., Vedula Yu. S., Surface Diffusion of absorbates, «Surface Sci. Rep.», 1984, v. 4, p. 365.

В. Н. Шредник.

ПОВЕ́РХНОСТНАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ — образование ионов в процессе термич. десорбции частиц с поверхности твёрдого тела. Путём П. и. могут образовываться положительные и отрицат. ионы (последние, если частица обладает *сродством к электрону*) атомов, молекул, радикалов и ассоциатов (частиц, образующихся присоединением к молекуле атома или др. частицы). П. и.— термически равновесный процесс, испарившиеся частицы имеют больцмановское распределение по энергии с темп-рой T распределения, равной темп-ре твёрдого тела.

П. и. была открыта И. Ленгмюром и К. Х. Кингдоном (I. Langmuir, K. H. Kingdon, 1923), обнаружившими, что в заполненном парáми Cs цилиндрич. диоде с анодом в виде накалённой вольфрамовой проволоки протекает ток положит. ионов. Они применили *Саха формулу* для термич. ионизации газа к описанию ионизации паров одноатомных веществ внутри однородно нагретой металлич. полости и нашли выражение для степени П. и. α, равной отношению концентраций ионов (n_+) и атомов (n_0) внутри полости:

$$\alpha_+ = n_+/n_0 = A_+\exp[e(\varphi - V)/kT]. \qquad (1)$$

Здесь A_+ — отношение статистич. весов состояний положит. ионов и атомов; e — элементарный заряд; $e\varphi$ — работа выхода электрона из стенки полости; V — потенциал ионизации атома; T — темп-ра стенок полости. Ф-ла (1) наз. ф-лой Саха — Ленгмюра. П. и. с образованием отрицат. ионов была обнаружена позднее. В этом случае:

$$\alpha_- = n_-/n_0 = A_-\exp[e(S - \varphi)/kT], \qquad (2)$$

где S — сродство атома к электрону, A — отношение статистич. весов состояний отрицат. ионов и атомов.

Долгое время изучали и использовали П. и. на тугоплавких металлах атомов щелочных элементов (с наименьшими V) и атомов галогенов (с наибольшими S). В дальнейшем было установлено, что на нагретых твёрдых телах (металлах и полупроводниках) могут ионизироваться атомы многих элементов, ряд молекул (в т. ч. органич. соединений), а также частиц, образующихся в хим. реакциях на поверхности; первичные частицы сложного состава могут претерпевать реакции по многим каналам (напр., диссоциировать) и образовывать одновременно неск. видов ионов.

Для практич. использования важна П. и. частиц на открытых поверхностях, в условиях отбора ионного тока при действии внешних электрич. полей, ускоряющих ионы в направлении от поверхности. При этом ионизация также может быть термически равновесной, если за время жизни частиц на поверхности между ними и твёрдым телом устанавливается тепловое равновесие. В этом случае под степенью П. и. понимают отношение числа заряж.частиц к числу нейтральных того же хим. состава в испаряющемся потоке частиц и применяют для нахождения $\alpha_\pm$ соотношения статистич. термодинамики, учитывая, что ускоряющее поле уменьшает теплоту испарения ионов. При напряжённости поля E у поверхности

$$\alpha_\pm(E) = \begin{cases} A_+\exp[e(\varphi - V + \sqrt{eE})/kT], \\ A_-\exp[e(S - \varphi + \sqrt{eE})/kT] \end{cases} \qquad (3)$$

и может быть значительно большей, чем в отсутствие поля. В случае частиц сложного состава в (3) V — первый адиабатич. потенциал ионизации, $A_\pm$ — отношение полных статистич. сумм состояний заряженной и нейтральной частиц при темп-ре T.

Т. к. величина α характеризует зарядовое равновесие в испаряющемся потоке частиц, она не зависит от способа поступления частиц на поверхность: они могут поступать из окружающего пара, в виде атомных и молекулярных потоков, быть частицами поверхностного слоя самого́ твёрдого тела или чужеродными частицами, предварительно нанесёнными на поверхность, а также объёмными примесями, диффундирующими к поверхности. В условиях теплового равновесия в слое частиц на поверхности различия в способах поступления частиц сказываются лишь на температурных и временны́х зависимостях поступающих и испаряющихся потоков и, соответственно, ионных токов. Сложившееся разделение термически равновесной ионизации на нагретых поверхностях на П. и. (первые два способа) и на термоионную эмиссию (остальные способы) отражает лишь различие способов транспорта первичных частиц к ионизирующей поверхности.

В стационарных условиях при поступлении частиц извне поток ν поступающих частиц равен испаряющемуся ($\nu = \nu_\pm + \nu_0$), так что при $T = \text{const}$ и $\nu = \text{const}$ на поверхности устанавливается равновесное покрытие $N(T, \nu)$ первичными частицами; потоки ν_+ и ν_-, и, соответственно, ионные токи постоянны во времени:

$$\nu_\pm = NC\exp(-l_\pm/kT), \quad \nu_0 = ND\exp(-l_0/kT),$$

где l — энергия, необходимая для десорбции частиц, а C и D — слабо зависящие от T множители. Для вычисления плотностей j стац. ионных токов вводят коэф. П. и. $\beta_\pm = \nu_\pm/\nu$, показывающий, какая часть поступающего потока частиц ионизируется, $\beta = \alpha/(1 + \alpha)$.

В случае первичных частиц сложного состава и поток ν к поверхности может превращаться в неск. (i) видов вторичных частиц в результате диссоциации, хим. реакции и т. д. Его можно представлять состоящим из i потоков ν_i и считать ионизацию частиц каждого вида независимой. При этом ν_i и ν связаны соотношением $\nu_i\ (T,\ E) = \gamma_i\ (T, E)\nu$, где γ_i — коэфф. выхода реакции на поверхности по i-му каналу. В общем случае $j_{\pm i} = e\nu\ (1-R)\gamma_i\ \beta_i$, где R — коэф. отражения первичных частиц от поверхности. Подставляя β_i, получим:

$$j_{+i} = \frac{e\nu(1 - R)\gamma_i}{1 + A_{i+}^{-1}\exp[e(V_i - \varphi - \sqrt{eE})/kT]}, \qquad (4)$$

$$j_{-i} = \frac{e\nu(1 - R)\gamma_i}{1 + A_{i-}^{-1}\exp[e(\varphi - S_i - \sqrt{eE})/kT]}.$$

При П. и. атомных потоков $R = 0$, $\gamma = 1$.

Для трудноионизируемых веществ ($\alpha \ll 1$) выражения (4) упрощаются (рис. 1):

$$j_{+i} \approx e\nu(1 - R)\gamma_i A_{i+}\exp[e(\varphi + \sqrt{eE} - V_i)/kT],$$
$$j_{-i} \approx e\nu(1 - R)\gamma_i A_{i-}\exp[e(S_i - \varphi + \sqrt{eE})/kT]. \qquad (5)$$

Измеряя j, можно найти каждую из входящих в (5) величин. На этом основаны поверхностно-ионизационные методы исследований поверхности твёрдого тела и процессов взаимодействия частиц с твёрдым телом.

В случае $\alpha \gg 1$, когда $e(\varphi + \sqrt{eE} - V_i) \gg kT$ и $e(S_i + \sqrt{eE} - \varphi) \gg kT$, плотность ионного тока:

$$j_{\pm i} \approx e\nu(1 - R)\gamma_i. \qquad (6)$$

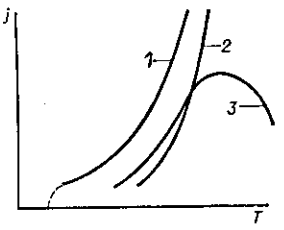


Рис. 1. Зависимости $j(T)$ при $\alpha \ll 1$, E=const, ν=const для случаев: $\gamma = 1$ (1), γ возрастает с увеличением T (2); γ уменьшается с увеличением T (3).

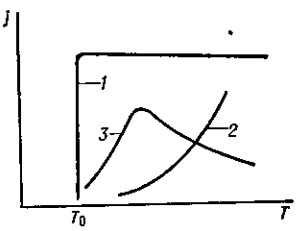


Рис. 2. Зависимости $j(T)$ при $\alpha \gg 1$: $\gamma = 1$ (1), γ возрастает с увеличением T (2), γ уменьшается с увеличением T (3).

Особенностью «лёгкой» ионизации ($\alpha \gg 1$) является существование температурного порога T_0 (рис. 2) и температурного и полевого гистерезисов вблизи T_0. Величина T_0, зависящая от теплот испарения ионов и нейтральных частиц с поверхности, увеличивается с ростом ν и уменьшается при увеличении E. Пороговые явления вызываются зависимостью теплоты испарения ионов и нейтральных частиц от степени покрытия и от E.

В случае $\alpha \gg 1$ при $T > T_0$ ионизируется практически каждая адсорбировавшаяся частица или каждая образованная ею вторичная частица; j слабо зависит от T и E, если $\gamma = 1$ или постоянна, и значит. превосходит токи, получаемые с помощью др. видов ионизации.

В случае неоднородных по φ твёрдых тел (напр., поликристаллических) на эмиссию ионов оказывают влияние т. н. контактные поля пятен (см. *Работа выхода*). При их компенсации внешним электрич. полем ионный ток равен сумме токов с отдельных пятен. При этом в интервале T порядка неск. сотен градусов ф-лы (4,5) сохраняются при введении в них усреднённых значений φ^*, A^*, ρ^*. Из-за сильной зависимости α от φ, положит. ионы трудноионизируемых веществ образуются преимущественно на участках с $\varphi_{макс}$, а отрицательные ионы — с $\varphi_{мин}$, так что при сравнимых площадях пятен $\varphi^*_+ \leqslant \varphi_{макс}$, $\varphi^*_- \gtrsim \varphi_{мин}$.

В нестационарных условиях ($\nu \neq \nu_0 + \nu_\pm$) покрытие N и ионный ток I изменяются со временем. Часто специально создают такие условия, нарушая равновесный адсорбированный слой резким изменением ν, T, или знака приложенного напряжения V. По изменению I со временем при разных T можно найти все кинетич. параметры термич. десорбции ионов (а в ряде случаев и нейтральных частиц), определяющие величины потоков частиц с поверхности: $l_\pm$, l_0, C, D, а также ср. времена жизни частиц на поверхности по отношению к термодесорбции в виде ионов и нейтральных частиц.

П. и.— один из эфф. способов ионизации. Она позволяет получать измеримые токи положит. ионов от частиц с $V \leqslant 9$В, а отрицат. ионов — от частиц с $S \geqslant 0{,}6$В. В большом числе комбинаций частица — твёрдое тело осуществляется лёгкая ионизация.

П. и. используется в *ионных источниках*, детекторах *молекулярных и атомных пучков* (включая селективные детекторы и газоанализаторы органич. соединений), для компенсации объёмного заряда электронов в разл. устройствах. П. и. позволяет исследовать мн. физико-хим. процессы на поверхности твёрдого тела, а также свойства частиц и поверхности твёрдого тела. Применяются свыше 30 поверхностно-ионизационных методов для определений: V и S атомов, молекул и радикалов; кинетич. характеристик термодесорбции этих частиц в виде ионов и в нейтральном состоянии; для изучения реакций на поверхности твёрдого тела; фазовых переходов в адсорбированных слоях; для определения активности катализаторов в гетерогенных реакциях диссоциации и др. Эти методы пригодны при высоких T и имеют большую чувствительность, если $\alpha \gg 1$. Существуют комбинированные методы, в к-рых П. и. сочетается с *термоэлектронной эмиссией*, с электронно-стимулированной десорбцией и др.

Лит.: Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969; их же, Методы физико-химических исследований, основанные на явлении поверхностной ионизации, в сб.: Проблемы современной физики. К 100-летию со дня рождения А. Ф. Иоффе, Л., 1980; Зандберг Э. Я., Расулев У. Х., Поверхностная ионизация органических соединений, «Успехи химии», 1982, т. 51, в. 9; Зандберг Э. Я., Назаров Э. Г., Расулев У. Х., Применение нестационарных процессов поверхностной ионизации в исследованиях взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1985, т. 49, в. 9, с. 1666.

Э. Я. Зандберг.

ПОВЕ́РХНОСТНАЯ ПЛО́ТНОСТЬ ЗАРЯ́ДА — см. *Плотность электрического заряда.*

ПОВЕ́РХНОСТНАЯ СИ́ЛА в механике — сила, приложенная к точкам поверхности данного тела. Примерами П. с. являются сила атм. давления на поверхность тела, силы сопротивления среды, действующие на движущиеся в этой среде тела, реакция опор.

ПОВЕ́РХНОСТНАЯ ЭНЕ́РГИЯ — избыток (по сравнению с объёмными фазами) энергии поверхностного слоя между соприкасающимися фазами, приходящийся на единицу площади разделяющей поверхности. Если последняя делит двухфазную систему $A - B$ на части с объёмами V_A и V_B, то П. э. равна

$$\overline{U} = U - u^A V_A - u^B V_B,$$

где U — внутр. энергия системы, $u^{A,B}$ — плотности энергии в объёме фаз A и B. Аналогично определяются поверхностная энтропия $\overline{S}$, свободная П. э. $\overline{F} = \overline{U} - \overline{TS}$ и др. поверхностные термодинамич. потенциалы. Их численные значения зависят от положения разделяющей поверхности, к-рое для плоских поверхностей обычно выбирается из условия равенства нулю адсорбции одного из компонентов (эквимолекулярная поверхность). В однокомпонентной системе уд. П. э. $\bar{u}$ и уд. свободная П. э. σ (см. *Поверхностное натяжение*) связаны ур-нием Гиббса — Гельмгольца:

$$\bar{u} = \sigma - T\partial\sigma/\partial T.$$

Для границы жидкость — газ $\partial\sigma/\partial T = \bar{s} > 0$ ($\bar{s}$ — уд. поверхностная энтропия) и $\bar{u} > \sigma$. В отличие от поверхностного натяжения П. э. слабо зависит от темп-ры.

Свободная П. э. определяет работу образования зародышей новой фазы и свободную энергию активации процесса фазового превращения. Существование свободной П. э. и поверхностного натяжения является причиной возникновения *метастабильных состояний* (состояний переохлаждения, пересыщения). Свободная П. э. определяет процессы диспергирования, адгезии и смачивания. При низком значении свободной П. э. возникает самопроизвольное диспергирование фаз, происходящее, напр., вблизи критич. состояния. При смачивании погружением изменение свободной П. э. определяет работу смачивания (правило Дюпре). При неполном смачивании свободная П. э., входя в ур-ние Юнга, определяет равновесную форму капли или пузыря и величину краевого угла (см. *Смачивание*).

Равновесная форма анизотропного тела в общем случае определяется минимумом свободной П. э. при заданном объёме тела V (принцип Гиббса—Кюри):

$$\sum_i \sigma_i A_i = \min, \quad V = \text{const}$$

(суммирование по всем возможным i поверхностям с площадями A_i). Согласно правилу Вульфа (1895), вытекающему из принципа Гиббса—Кюри, равновесная форма монокристалла характеризуется наличием точки (точки Вульфа), расстояния h_i от к-рой до граней кристалла пропорциональны их свободным П. э.: $\sigma_i/h_i = \text{const}$. Чем выше свободная П. э. грани, тем меньше её вклад в свободную П. э. всего кристалла. В соответствии с принципом Гиббса—Кюри для изотропного тела равновесная форма—шарообразная, она присуща каплям и пузырям в отсутствие внеш. полей. Этот принцип определяет также форму мицелл (см. *Поверхностно-активные вещества*, *Полимеры*).

Кроме П. э. и её аналогов в термодинамике поверхностных явлений рассматриваются характеристики *межфазных линий*, к-рые могут возникать как при пересечении поверхностей, так и в пределах одной поверхности, если на ней происходит двумерный фазовый переход. Избыток энергии на межфазной линии называют *линейной энергией*. Существуют понятия линейной свободной энергии и др. одномерных аналогов поверхностных величин. Свободная линейная энергия влияет на кинетику двумерных фазовых превращений, кинетику гетерогенной нуклеации, определяет краевой угол малых капель и пузырьков на жидкой и твёрдой поверхности. Линейная свободная энергия вносит вклад в формирование равновесной формы малых кристаллов.

Лит.: Русанов А. И., Фазовые равновесия и поверхностные явления, Л., 1967; Гиббс Д. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Роулинсон Дж., Уидом Б., Молекулярная теория капиллярности, пер. с англ., М., 1986. *А. И. Русанов.*

ПОВЕ́РХНОСТНО-АКТИ́ВНЫЕ ВЕЩЕСТВА́ (ПАВ) — вещества (как правило, органич. соединения), обладающие высокой поверхностной активностью, т. е. способностью адсорбироваться на межфазных границах и сильно снижать поверхностное натяжение. Мерой поверхностной активности может служить значение производной $d\sigma/dc$ при $c \to 0$, где σ — *поверхностное натяжение*, c — объёмная концентрация ПАВ. В принципе любое вещество в определённых условиях может проявить поверхностную активность. В особый класс ПАВ выделяются вещества, имеющие высокую поверхностную активность на границах водного раствора.

Поверхностная активность обусловлена строением молекул ПАВ: они дифильны, т. е. содержат одновременно гидрофильную (полярную) и гидрофобную (липофильную) атомные группы (см. *Гидрофильность и гидрофобность*). В качестве гидрофильных могут выступать функциональные группы спиртов (—OH), кислот (—COOH, —SO_3H, —SO_4H и др.) и их солей, аминов (—NH_2) и др. группы. Липофильные группы обычно представлены углеводородными или фторуглеродными радикалами.

Одна молекула ПАВ может содержать неск. групп обоих видов. Для того чтобы ПАВ собиралось преим. на границе фаз (а не внутри одной из них), гидрофильная и липофильная части молекулы должны быть энергетически сбалансированы. Соответствующая количеств. характеристика — число гидрофильно-липофильного баланса (ГЛБ) по шкале Гриффина — Дэвиса задаётся соотношением ГЛБ $= 7 + 0{,}36\, W/kT$, где W — работа переноса 1 молекулы ПАВ из полярной в неполярную фазу (обычно из воды в жидкий углеводород). Для большинства ПАВ числа ГЛБ находятся в интервале 0—40. Малые числа ГЛБ соответствуют маслорастворимым, большие — водорастворимым ПАВ. Числа ГЛБ обладают свойством аддитивности по отношению к отд. группам молекулы ПАВ. Имеются таблицы групповых чисел, по к-рым быстро рассчитывается число ГЛБ для любого соединения. Число ГЛБ определяет назначение и эффективность действия ПАВ.

Наиб. важной классификацией ПАВ является классификация по ионогенным свойствам гидрофильных групп: 1) анионные (анионактивные) ПАВ, способные диссоциировать в полярном растворителе с образованием поверхностно-активных анионов — соли карбоновых кислот (в т. ч. мыла), алкилсульфаты, алкилсульфонаты, алкиларилсульфонаты, фторуглеродные сульфонаты и др.; 2) катионные (катионоактивные) ПАВ, способные диссоциировать с образованием поверхностно-активных катионов (производные алкиламинов и др.); 3) амфотерные (амфолитные) ПАВ, содержащие неск. полярных групп и дающие при диссоциации, в зависимости от величины pH в водном растворе поверхностно-активные анионы или катионы; 4) цвиттер-ионные ПАВ, в нейтральных полярных группах к-рых противоположные заряды существенно разделены в пространстве др. структурными элементами молекулы [напр., бетаины состава $RN^+(CH_2C_6H_5)(CH_3)CH_2COO^-$, где R — алкил с числом атомов углерода 8—12]; 5) неионные (неионогенные) ПАВ с протяжённой полярной группой — полиоксиэтиленовые эфиры алифатич. спиртов и кислот, алкилфенолов, аминов и др. соединений. Первые 3 типа часто объединяются под общим назв. ионных (ионогенных) ПАВ. Наиб. распространены анионные и неионные ПАВ. Поверхностно-активные вещества также делятся на низко- и высокомолекулярные (с периодич. расположением гидрофильных и липофильных групп в линейной полимерной цепи), масло- и водорастворимые, коллоидные (мицеллообразующие, их отличает оптимальная величина ГЛБ) и неколлоидные. Др. направление классификации — по назначению ПАВ. Различают эмульгаторы (ГЛБ 3,5 — 6 и 8—18), смачиватели (7—9), моющие агенты (детергенты, 13—15), солюбилизаторы (15—18) и т. д.

Адсорбция ПАВ при малой объёмной концентрации носит мономолекулярный характер (см. *Мономолекулярный слой*) и сопровождается возникновением *поверхностного давления*. Кинетика *адсорбции* определяется скоростью диффузии и для нек-рых ПАВ специфич. энергетич. барьером адсорбции, связанным с молекулярным строением ПАВ. Равновесная мономолекулярная адсорбция одного ПАВ описывается ур-нием Ленгмюра $\theta = kc/(1 + kc)$, где θ — степень заполнения монослоя, c — концентрация ПАВ в объёмной фазе, k — постоянная для данного вещества величина. На межфазной границе молекулы ПАВ располагаются так, что гидрофильная группа остаётся в фазе, состоящей из полярных молекул. При адсорбции из водных *растворов* большую роль играет гидрофобный эффект — стремление воды к ликвидации внутр. полостей и выталкиванию гидрофобных тел, обусловленное межмолекулярным взаимодействием и структурой воды. Благодаря гидрофобному эффекту липофильные углеводородные или фторуглеродные цепи молекул ПАВ выталкиваются из водного раствора в воздух, соседнюю жидкую фазу из неполярных молекул или прижимаются к поверхности твёрдого тела. На границе раствор — воздух цепи ориентируются при малых θ горизонтально, при больших — вертикально.

Мицеллы ПАВ — молекулярные или ионные агрегаты размером ок. 3—100 нм, возникающие в растворах коллоидных ПАВ по достижении критич. концентрации мицеллообразования. Мицеллярные растворы ПАВ обладают специфич. свойствами. Переход к мицеллообразованию происходит в узком интервале концентраций, и его можно трактовать как фазовый переход 2-го рода. Причиной мицеллообразования в водных растворах является гидрофобный эффект, а в средах из неполярных молекул — взаимное притяжение полярных групп молекул ПАВ. При приближении концентрации ПАВ к критич. концентрации мицеллообразования происходит резкое изменение свойств раствора: электропроводности, поверхностного натяжения, коэф. рассеяния света, осмотич. давления, коэф. диффузии и т. д. Ниже определённой темп-ры (точки Крафта) образование мицелл не происходит, а при увеличении концентрации ПАВ наблюдается кристаллизация. Кривая равновесия мицеллярного раствора с твёрдой фазой на диаграмме состояния наз. границей Крафта. Её верхний предел соответствует нижней темп-ре существования жидких кристаллов, образование к-рых характерно для концентриров. растворов ПАВ. Для мицелл характерен полиморфизм: при повышении концентрации ПАВ форма мицелл переходит от сферической к цилиндрической (стержнеобразной), а затем — к пластинчатой (дискообразной).

Мицеллярные растворы могут растворять вещества, малорастворимые в данном растворителе, этот процесс наз. солюбилизацией. Он состоит в проникновении молекул растворимого вещества в мицеллы. Солюбилизация может происходить не только из соседней фа-

зы, но и из собств. адсорбционного слоя раствора. На этом основан метод обнаружения в ПАВ поверхностно-активных примесей: ниже критич. концентрации мицеллообразования они в большой концентрации находятся в адсорбционном слое и поверхностное натяжение падает с увеличением концентрации раствора, выше этой концентрации — переходят в мицеллы и поверхностное натяжение возрастает. Т. о., наличие минимума на изотерме поверхностного натяжения раствора ПАВ свидетельствует о примесях в ПАВ.

ПАВ оказывают стабилизирующее действие в эмульсиях и др. дисперсных системах (суспензиях, пенах).

Применение ПАВ многообразно и продолжает расширяться. ПАВ используются как моющие средства, ингибиторы коррозии, смачиватели, плёнкообразователи, пенообразователи, пеногасители, эмульгаторы, диспергаторы, регуляторы роста кристаллов. Известны применения ПАВ в процессах флотации, для повышения отдачи нефтяных пластов, сборки нефти, борьбы с угольной пылью, гашения волн и турбулентностей, замедления испарения водоёмов, придания водоотталкивающих свойств почвам, цементам и др. материалам. Добавки ПАВ повышают качество строит. материалов, смазок и металлорежущего инструмента. ПАВ необходимы для производства хим., пищевых, лекарственных эмульсий, пен (пожарных пен, пенопластов, пенобетонов и т. п.), аэрозолей и др.

Лит.: Абрамзон А. А., Поверхностно-активные вещества, 2 изд., Л., 1981; Русанов А. И., Левичев С. А., Жаров В. Т., Поверхностное разделение веществ, Л., 1981.

А. И. Русанов.

ПОВЕ́РХНОСТНОЕ ДАВЛЕ́НИЕ — характеристика *мономолекулярного слоя*, равная разности *поверхностных натяжений* чистой подложки (жидкой или твёрдой) γ_0 и подложки с находящимся на ней монослоем γ: $\pi \equiv \gamma_0 - \gamma$. П. д. наз. также двумерным давлением. Разреженный монослой подчиняется ур-нию состояния двумерного идеального газа: $\pi A = kT$, где A — площадь, приходящаяся на одну молекулу в монослое. По изменению П. д. в процессе сжатия монослоя можно судить о происходящих в монослое фазовых превращениях. У монослоёв адсорбционной природы (растворимых монослоёв) площадь A, а следовательно, и П. д. оказываются связанными с концентрацией вещества монослоя в объёмной фазе. Для адсорбционных слоёв *поверхностно-активных веществ* (ПАВ) эта связь хорошо описывается ур-нием Шишковского

$$\pi = a\ln(1 + bc),$$

в к-ром константа a едина для гомологич. ряда ПАВ, а константа b увеличивается в 3—3,5 раза при удлинении углеводородной цепи молекулы ПАВ в данном гомологич. ряду на одну группу CH_2 (правило Дюкло — Траубе). Для смеси растворимых k и нерастворимых j ПАВ П. д. даётся ур-нием Кротова

$$\pi = a\ln\left[\left(1 + \sum_{k \neq j} b_k c_k\right) \Big/ \left(1 - \sum_{j \neq k} \theta_j\right)\right],$$

где θ — степень заполнения монослоя. П. д. нерастворимого монослоя на жидкой подложке можно непосредственно измерить как силу на единицу длины линейного барьера, отделяющего область монослоя от области чистой поверхности.

А. И. Русанов.

ПОВЕ́РХНОСТНОЕ НАТЯЖЕ́НИЕ (межфазное натяжение) — механич. и термодинамич. характеристика межфазной поверхности, определяемая *межмолекулярными взаимодействиями* и структурой поверхностного слоя. Механически П. н. (γ, Н/м) определяется по аналогии со средним (гидростатич.) напряжением как половина следа двумерного тензора избыточных поверхностных напряжений (тензора натяжений) γ_{ik}, отнесённого к нек-рой геом. разделяющей поверхности с координатой z_0 между соприкасающимися фазами α и β:

$$\gamma \equiv \frac{\gamma_{11} + \gamma_{22}}{2}, \quad \gamma_{ik} \equiv \int_{-\infty}^{z_0} \left[\sigma_{ik}(z) - \sigma_{ik}^{\alpha}\right] dz + \int_{z_0}^{\infty} \left[\sigma_{ik}(z) - \sigma_{ik}^{\beta}\right] dz,$$

где σ_{ik} — обычный тензор напряжений, зависящий в поверхностном слое от нормальной к поверхности координаты z. При равновесии изотропных макрофаз, напр. жидкости и газа, величина $\gamma = \gamma_{11} = \gamma_{22}$ не зависит от положения разделяющей поверхности. Термодинамически γ определяется как работа обратимого образования единицы площади новой поверхности путём растяжения старой. Аналогичная работа σ (Дж/м²) образования поверхности разрезанием тела, часто также называемая П. н., имеет смысл уд. свободной поверхностной энергии для чистой жидкости и уд. поверхностного большого термодинамич. потенциала — для многокомпонентной жидкой смеси (в случае твёрдого тела σ — поверхностная плотность нек-рой ф-ции, обладающей свойством свободной энергии по отношению к малоподвижным компонентам кристаллич. структуры и большого термодинамич. потенциала по отношению к легкодиффундирующим компонентам). Тензор натяжений γ_{ik}, тензор деформации ε_{ik} (см. *Деформация*) и σ связаны изотермич. соотношением

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_{ik}} = \gamma_{ik} - \sigma\delta_{ik},$$

а при наличии изотропии

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \ln A} = \gamma - \sigma$$

(A — площадь межфазной поверхности). Для жидкостей $\gamma = \sigma > 0$, что свидетельствует о наличии реальной тангенциальной стягивающей силы вдоль поверхности. Наиб. П. н. имеют расплавы металлов (напр., Pt при 2300 К обладает $\gamma = 1{,}820$ Н/м). Для твёрдых тел диффузионное равновесие между поверхностью и объёмом устанавливается медленно, поэтому $\gamma \neq \sigma$, причём $\sigma > 0$, а γ может иметь любой знак (по имеющимся оценкам, у ионных кристаллов $\gamma < 0$).

Связь П. н. с др. параметрами состояния даётся ур-нием адсорбции Гиббса (см. *Поверхностные явления*). У чистых веществ П. н. снижается с ростом темп-ры. Повышение давления приводит к уменьшению П. н. при заметной взаимной растворимости фаз и к возрастанию П. н. в противоположном случае (напр., в системе вода — гелий). Присутствие веществ с положительной адсорбцией вызывает снижение П. н. (наиб. эффект дают *поверхностно-активные вещества*), а с отрицательной (характерной, напр., для неорганич. солей в воде) — повышение П. н. Вдали от критич. точки гравитац. поле практически не изменяет П. н.

Влияние внеш. электрич. поля существенно зависит от наличия в поверхностном слое спонтанной поляризации (характерной для воды и полярных жидкостей) и поверхностного электрич. потенциала. Если радиус кривизны поверхности много больше эфф. толщины поверхностного слоя, П. н. практически не зависит от формы поверхности. При достаточном уменьшении размера фазы эта зависимость появляется, причём П. н. определяется знаком кривизны поверхности: для капель чистой жидкости уменьшается, а для пузырьков — возрастает с уменьшением их радиуса. При наличии искривлённой поверхности П. н. оказывает влияние и на состояние внутр. объёмной фазы: повышаются её давление и *химические потенциалы*, давление равновесного пара (см. *Кельвина уравнение*), растворимость, меняется темп-ра фазового перехода.

П. н. жидкостей обусловливает широкий круг *капиллярных явлений*. В основе всех методов измерения П. н. лежит закон Лапласа. При помощи спец. таблиц можно определить П. н. по форме мениска у плоской стенки, форме капли (лежащей или висящей) или её экстремальным параметрам, по высоте капиллярного поднятия, по силе удержания контакта с поверхностью жидкости или отрыва от неё пластинки, кольца, цилиндра,

конуса или шара, по натяжению жидкой плёнки, по размеру и весу падающих капель, по макс. давлению в пузырьке, по *капиллярным волнам*. Из методов измерения динамич. П. н. наиб. известен метод осциллирующей струи. Для измерения очень малых П. н. на границе жидкость — жидкость, характерных, напр., для окрестности критич. состояния, используется метод вращающейся капли. П. н. малых зародышей новой фазы можно определить по скорости их образования. П. н. твёрдых тел обычно определяют косвенно, исходя из межмолекулярных, межатомных и межионных взаимодействий.

Лит.: Оно С., Кондо С., Молекулярная теория поверхностного натяжения в жидкостях, пер. с англ., М., 1963; Русанов А. И., Фазовые равновесия и поверхностные явления, Л., 1967; Гохштейн А. Я., Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция, М., 1976.

А. И. Русанов.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ (ПАВ) — *упругие волны*, распространяющиеся вдоль свободной поверхности твёрдого тела или вдоль границы твёрдого тела с др. средами и затухающие при удалении от границ. ПАВ бывают двух типов: с вертикальной поляризацией, у к-рых вектор колебат. смещения частиц среды в волне расположен в плоскости, перпендикулярной к граничной поверхности (вертикальная плоскость), и с горизонтальной поляризацией, у к-рых вектор смещения частиц среды параллелен граничной поверхности и перпендикулярен направлению распространения волны.

Простейшими и наиб. часто встречающимися на практике ПАВ с вертикальной поляризацией являются *Рэлея волны*, распространяющиеся вдоль границы твёрдого тела с вакуумом или достаточно разреженной газовой средой. Энергия их локализована в поверхностном слое толщиной от λ до 2λ, где λ — длина волны. Частицы в волне движутся по эллипсам, большая полуось w к-рых перпендикулярна границе, а малая u — параллельна направлению распространения волны (рис., *а*). Фазовая скорость волн Рэлея $c_к \approx 0{,}9c_t$, где c_t — фазовая скорость плоской поперечной волны.



Схематическое изображение поверхностных волн различного типа (сплошной штриховкой обозначены твёрдые среды, прерывистой — жидкость; x — направление распространения волны; u, v и w — компоненты смещения частиц в данной среде; кривые изображают примерный ход изменения амплитуды смещений с удалением от границы раздела сред): *а* — волна Рэлея на свободной границе твёрдого тела; *б* — затухающая волна типа рэлеевской на границе твёрдое тело — жидкость (наклонные линии в жидкой среде изображают волновые фронты отходящей волны, толщина их пропорциональна амплитуде смещений); *в* — незатухающая поверхностная волна на границе твёрдое тело — жидкость; *г* — волна Стоунли на границе раздела двух твёрдых сред; *д* — волна Лява на границе твёрдое полупространство — твёрдый слой.

Если твёрдое тело граничит с жидкостью и скорость звука в жидкости $c_ж$ меньше скорости $c_к$ в твёрдом теле (это справедливо почти для всех реальных сред), то на границе твёрдого тела и жидкости возможно распространение затухающей волны рэлеевского типа. Эта волна при распространении непрерывно излучает энергию в жидкость, образуя в ней отходящую от границы неоднородную волну (рис., *б*). Фазовая скорость данной ПАВ с точностью до процентов равна $c_к$, а коэф. затухания на длине волны $\sim 0{,}1$, т. е. на пути 10λ волна затухает примерно в e раз. Распределение по глубине смещений и напряжений в такой волне в твёрдом теле подобно распределению в рэлеевской волне.

Помимо затухающей ПАВ, на границе жидкости и твёрдого тела всегда существует незатухающая ПАВ, бегущая вдоль границы с фазовой скоростью, меньшей скорости $c_ж$ волны в жидкости и скоростей продольных c_l и поперечных c_t волн в твёрдом теле. Эта ПАВ, являясь волной с вертикальной поляризацией, имеет совершенно другие структуру и скорость, чем рэлеевская волна. Она состоит из слабо неоднородной волны в жидкости, амплитуда к-рой медленно убывает при удалении от границы (рис., *в*), и двух сильно неоднородных волн в твёрдом теле (продольной и поперечной). Благодаря этому энергия волны и движение частиц локализованы в основном в жидкости, а не в твёрдом теле. В практике подобный тип волны используется редко.

Если две твёрдые среды граничат между собой вдоль плоскости и их плотности и модули упругости не сильно различаются, то вдоль границы может распространяться ПАВ Стоунли (рис., *г*). Эта волна состоит как бы из двух рэлеевских волн (по одной в каждой среде). Вертикальная и горизонтальная компоненты смещений в каждой среде убывают при удалении от границы так, что энергия волны оказывается сосредоточенной в двух граничных слоях толщиной $\sim \lambda$. Фазовая скорость волн Стоунли меньше значений c_l и c_t в обеих граничных средах.

Волны с вертикальной поляризацией могут распространяться на границе твёрдого полупространства с жидким или твёрдым слоем или даже с системой таких слоёв. Если толщина слоёв много меньше длины волны, то движение в полупространстве примерно такое же, как в рэлеевской волне, а фазовая скорость ПАВ близка к $c_к$. В общем случае движение может быть таким, что энергия волны будет перераспределяться между твёрдым полупространством и слоями, а фазовая скорость будет зависеть от частоты и толщи слоёв (см. *Дисперсия звука*).

Кроме ПАВ с вертикальной поляризацией (в основном это волны рэлеевского типа) существуют волны с горизонтальной поляризацией (волны Лява), к-рые могут распространяться на границе твёрдого полупространства с твёрдым слоем (рис., *д*). Это волны чисто поперечные: в них имеется только одна компонента смещения v, а упругая деформация в волне представляет собой чистый сдвиг. Смещения в слое (индекс 1) и в полупространстве (индекс 2) описываются след. выражениями:

$$v_1 = \frac{A}{\cos s_1 h}\cdot\cos s_1(h-z)\cdot\sin(\omega t - kx),$$

$$v_2 = A\exp(s_2 z)\sin(\omega t - kx),$$

где t — время, ω — круговая частота, $s_1 = \sqrt{k_{t1}^2 - k^2}$, $s_2 = \sqrt{k^2 - k_{t2}^2}$, k — волновое число волны Лява, k_{t1}, k_{t2} — волновые числа поперечных волн в слое и полупространстве соответственно, h — толщина слоя, A — произвольная постоянная. Из выражений для v_1 и v_2 видно, что смещения в слое распределены по косинусу, а в полупространстве — экспоненциально убывают с глубиной. Глубина проникновения волны в полупространство меняется от долей λ до многих λ в зависимости от толщины слоя h, частоты ω и параметров сред. Само существование волны Лява как ПАВ связано с наличием слоя на полупространстве: при $h \to 0$ глубина проникновения волны в полупространство стремится к бесконечности и волна переходит в объёмную.

Фазовая скорость c волн Лява заключена в пределах между фазовыми скоростями поперечных волн в слое и полупространстве $c_{t1} < c < c_{t2}$ и определяется из ур-ния

$$\operatorname{tg}\frac{\omega}{c_{t2}}h\sqrt{\frac{c_{t2}^2}{c_{t1}^2}-\eta^2} = \frac{c_{t2}^2}{c_{t1}^2}\frac{\rho_2}{\rho_1}\cdot\sqrt{\frac{c_{t2}^2}{c_{t1}^2}-\eta^2},$$

где ρ_1, ρ_2 — плотности слоя и полупространства соответственно, $\eta^2 = c_{t2}^2/c^2$. Из ур-ния видно, что волны Лява распространяются с дисперсией: их фазовая скорость зависит от частоты. При малых толщинах слоя, когда $\omega h/c_{t2} \to 0$, $\eta \to 1$, т. е. фазовая скорость волны Лява стремится к фазовой скорости объёмной поперечной волны в полупространстве. При $\omega h/c_{t2} \gg 1$ волны Лява существуют в виде неск. модификаций, каждая из к-рых соответствует *нормальной волне* определённого порядка.

На границах кристаллов могут существовать всё те же типы ПАВ, что и в изотропных твёрдых телах, только движение в волнах усложняется. Вместе с тем анизотропия твёрдого тела может вносить нек-рые качеств. изменения в структуру волн. Так, на нек-рых плоскостях кристаллов, обладающих пьезоэлектрич. свойствами, волны типа волн Лява, подобно волнам Рэлея, могут существовать на свободной поверхности (без присутствия твёрдого слоя). Это т. н. электрозвуковые волны Гуляева — Блюштейна. Наряду с обычными волнами Рэлея в нек-рых образцах кристаллов вдоль свободной границы может распространяться затухающая волна, излучающая энергию в глубь кристалла (вытекающая волна). Наконец, если кристалл обладает пьезоэффектом и в нём есть поток электронов (пьезополупроводниковый кристалл), то возможно взаимодействие поверхностных волн с электронами, приводящее к усилению этих волн (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

На свободной поверхности жидкости упругие ПАВ существовать не могут, но на частотах УЗ-диапазона и ниже там могут возникать поверхностные волны, в к-рых определяющими являются не упругие силы, а поверхностное натяжение — это т. н. капиллярные волны (см. *Волны на поверхности жидкости*).

Ультра- и гиперзвуковые ПАВ широко используются в технике для всестороннего неразрушающего контроля поверхности и поверхностного слоя образца (см. *Дефектоскопия*), для создания микроэлектронных схем обработки электрич. сигналов и т. д. Если поверхность твёрдого образца свободная, то применяются рэлеевские волны. В тех случаях, когда образец находится в контакте с жидкостью, с др. твёрдым образцом или твёрдым слоем, рэлеевские волны заменяются другим соответствующим типом ПАВ.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966, гл. 1; его же, Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, Р. Терстона, пер. с англ., т. 6, М., 1973, гл. 3; Поверхностные акустические волны, под ред. А. Олинера, пер. с англ., М., 1981.

И. А. Викторов.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ (поверхностные поляритоны) — поверхностные эл.-магн. волны оптич. диапазона, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред и существующие одновременно в них обеих. Поля, переносимые этими волнами, локализованы вблизи поверхности и затухают по обе стороны от неё. П. о. в. являются частично продольными электромагнитными волнами ТМ-типа: магн. вектор $\boldsymbol{H}$, перпендикулярный направлению распространения П. о. в., лежит в плоскости поверхности; электрич. вектор имеет две составляющие: E_x — вдоль волнового вектора $\mathbf{k}_s$ и E_z — перпендикулярно поверхности (рис. 1, *а*). П. о. в. описываются ур-ниями Максвелла со стандартными граничными условиями. Распределение каждой из компонент (A) электрич. и магн. полей на частоте ω в плоской П. о. в., бегущей вдоль оси x (рис. 1, *а*), имеет вид

$$A = A_0 \exp(\pm \varkappa_{1,2} z) \exp[i(k_s x - \omega t)],$$

где A_0 — амплитуда, $\varkappa_1 > 0$, $\varkappa_2 > 0$ — коэф. затухания П. о. в. в средах 1 и 2, t — время. Знак (+) относится к среде 1 ($z<0$), (−) — к среде 2 ($z>0$) (рис. 1, *б*). При заданной амплитуде магн. вектора $A_0 = \mathcal{H}$ амплитуды остальных компонент равны:

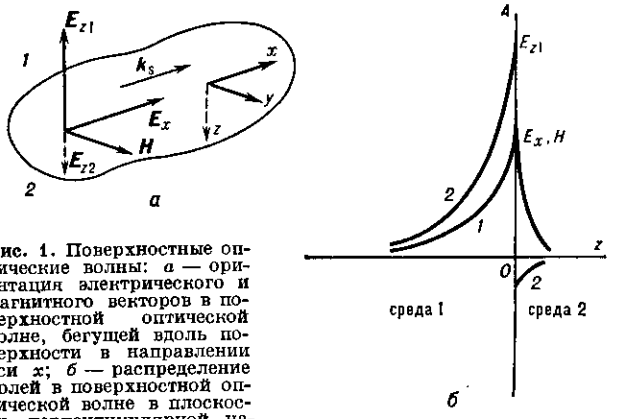


Рис. 1. Поверхностные оптические волны: *а* — ориентация электрического и магнитного векторов в поверхностной оптической волне, бегущей вдоль поверхности в направлении оси x; *б* — распределение полей в поверхностной оптической волне в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. *1* — для компонент E_x и $H_y = H$, изменяющихся при $z = 0$ непрерывно; *2* — для компоненты E_z, испытывающей при $z = 0$ скачок.

$$E_x = \frac{i}{\sqrt{-(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}}\mathcal{H};\quad E_{z1} = -\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}}\mathcal{H};$$

$$E_{z2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}}\mathcal{H},$$

где $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$ — диэлектрич. проницаемости сред 1 и 2 на частоте ω. Волновой вектор k_s удовлетворяет дисперсионному соотношению

$$k_s = k_0\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}},$$

где $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме. Коэф. затухания $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ определяются как

$$\varkappa_1 = k_s\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{-\varepsilon_2}};\quad \varkappa_2 = k_s\sqrt{\frac{-\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}.$$

Из условия вещественности и положительности величин k_s, $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ следует, что П. о. в. могут существовать только на границе раздела двух сред с диэлектрич. проницаемостями разных знаков. Если в среде 1 $\varepsilon_1 > 0$, то диэлектрич. проницаемость среды 2, т. н. поверхностно-активной среды (ПАС), должна удовлетворять условию

$$\varepsilon_2 < 0, \quad |\varepsilon_2| > \varepsilon_1. \qquad (*)$$

Обычно П. о. в. возбуждают на границе ПАС с воздухом ($\varepsilon_1 = 1$) или др. прозрачным диэлектриком. Для металлов и легиров. полупроводников с высокой концентрацией свободных носителей неравенство (*) выполняется в области аномальной дисперсии диэлектрич. проницаемости, к-рая занимает весь ИК- и видимый (для металлов) диапазон частот и ограничена сверху частотой поверхностного плазмона ω_{ps} (для частот $\omega \gtrsim \omega_{ps}$ металл становится прозрачным и П. о. в. не возбуждаются, см. *Металлооптика*). На рис. 2 показана типичная дисперсионная кривая $\omega(k_s)$ для П. о. в. на металле, или поверхностных плазмон-поляритонов (параметры ω и k_s нормированы соответственно на

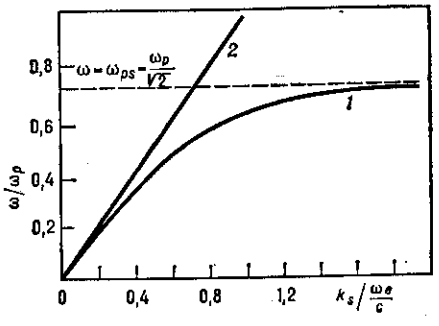


Рис. 2. Дисперсионная кривая поверхностных плазмон-поляритонов (*1*) на плоской границе раздела между простым металлом и вакуумом; ω_p — плазменная частота электронов; *2* — световая линия $\omega = ck_s$.

плазменную частоту электронов ω_p и k_0). П. о. в. могут также возбуждаться на поверхности полупроводников и диэлектриков в среднем ИК-диапазоне, в интервале между частотами продольного и поперечного оптич. фононов, где диэлектрич. проницаемость испытывает аномальную дисперсию. Соответствующие П. о. в. наз. также поверхностными фонон-поляритонами. Существуют П. о. в. и в области экситонного поглощения на полупроводниках.

Разработано неск. эффективных методов возбуждения П. о. в. светом (рис. 3): призменный, решёточный и

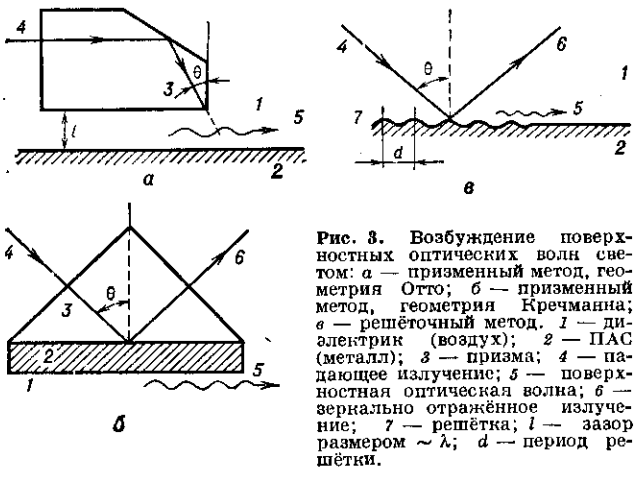


Рис. 3. Возбуждение поверхностных оптических волн светом: *а* — призменный метод, геометрия Отто; *б* — призменный метод, геометрия Кречманна; *в* — решёточный метод. *1* — диэлектрик (воздух); *2* — ПАС (металл); *3* — призма; *4* — падающее излучение; *5* — поверхностная оптическая волна; *6* — зеркально отражённое излучение; *7* — решётка; *l* — зазор размером $\sim\lambda$; *d* — период решётки.

с помощью краевых диафрагм. В призменном методе, существующем в двух мо ификациях (геометрия Отто, рис. 3, *а* и геометрия Кречманна, рис. 3, *б*), используется явление *нарушенного полного внутреннего отражения* при падении *p*-поляризованного излучения (поляризованного в плоскости падения) со стороны оптически более плотной среды под углом $\theta > \arcsin(\varepsilon_3/\varepsilon_1)^{-1/2}$, где $\varepsilon_3 > \varepsilon_1$ — диэлектрич. проницаемость материала призмы. В этом случае П. о. в. возбуждаются на гладкой поверхности, где непосредственно это осуществить нельзя, т. к. волновой вектор П. о. в. больше волнового вектора света $\mathbf{k}_0$ на той же частоте (рис. 2). При решёточном методе (рис. 3, *в*) П. о. в. возбуждаются в $\pm$ 1-м порядке дифракции падающего *p*-поляризованного излучения на решётках с периодом $d = \lambda/(\eta \pm \sin\theta)$, где λ — длина волны излучения, $\eta = k_s/k_0$ — эфф. показатель преломления границы раздела для П. о. в. В большинстве случаев источниками падающего излучения при возбуждении П. о. в. являются лазеры. Эффективность преобразования падающего объёмного излучения в П. о. в. в ИК-области достигает десятых долей, а в геометрии Кречманна для видимого света практически доходит до 1. Обратное преобразование П. о. в. в объёмное излучение также возможно с помощью призм и решёток.

Исследование и применение П. о. в. является перспективным и быстро развивающимся разделом оптики и спектроскопии твёрдого тела. Это обусловлено уникальными свойствами П. о. в., к-рые при распространении вдоль поверхности сосредоточены в ПАС в том же слое, что и объёмное излучение той же частоты (напр., в скин-слое металла толщиной 10^{-6} — 10^{-5} см). Длина пробега П. о. в. вдоль поверхности в ИК-области спектра может достигать неск. см и весьма чувствительна к процессам в поглощающем слое, к состоянию поверхности и её изменениям, наличию адсорбиров. слоёв, плёнок, шероховатости и др. Это позволяет использовать метод возбуждения П. о. в. для исследования поверхности и границ раздела, а также для оптич. измерений, напр. измерения поглощения металлич. зеркал на уровне 0,01 с точностью до 10%. Интерес к П. о. в. и др. поверхностным эл.-магн. возбуждениям связан также с тем, что в процессе лазерных воздействий на ПАС обнаружены последствия их генерации. Среди них: гигантское комбинац. рассеяние адсорбиров. молекулами; усиленная генерация второй гармоники при отражении света от металлов; образование поверхностных периодич. структур и рост эффективного коэф. поглощения при нагреве металлов и полупроводников линейно поляризов. лазерным излучением; возбуждение ТЕ-поляритонов на границе линейной и нелинейной сред и др.

Лит.: Поверхностные поляритоны, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, М., 1985.

М. Н. Либенсон.

ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ СОСТОЯ́НИЯ — электронные состояния, локализованные вблизи поверхности кристалла. Волновая ф-ция П. с. затухает в обе стороны от поверхности кристалла. Различают собств. П. с., обусловленные обрывом кристаллич. решётки на границе, и несобственные, локализованные на примесях или дефектах, находящихся на поверхности или в слое окисла, покрывающего поверхность. Собств. П. с. образуют разрешённые энергетич. зоны, разделённые запрещёнными зонами, и их волновые ф-ции характеризуются волновым вектором $\mathbf{k}_\parallel$, лежащим в плоскости, касательной к поверхности. Поверхностные разрешённые зоны могут располагаться в области энергий, соответствующих как запрещённым, так и разрешённым объёмным зонам (см. *Зонная теория*). При отсутствии в объёме состояний с $\mathscr{E}$ и $\mathbf{k}_\parallel$, соответствующих П. с., эти П. с. наз. истинными, в обратном случае — **поверхностными резонансами**.

На возможность существования П. с. впервые указал И. Е. Тамм (1932), к-рый рассмотрел электронный спектр ограниченной одномерной решётки, состоящей из прямоугольных потенциальных ям, разделённых прямоугольными барьерами (см. *Кронига — Пенни модель*). Поэтому собств. П. с. наз. **таммовскими состояниями**. Их появление обусловлено отличием высот потенциальных барьеров у ям в объёме и у поверхности. Позже Шокли (W. Shockley) показал, что П. с. могут возникать и в том случае, когда высоты потенциальных барьеров одинаковы, но в каждой яме есть неск. уровней и зоны, происходящие от этих уровней, пересекаются. В реальных кристаллах таммовские состояния соответствуют оборванным (ненасыщенным) валентным связям поверхностных атомов. Обычно в результате обрыва этих связей происходит перестройка, наз. *реконструкцией поверхности*, т. е. смещение приповерхностных атомов как в плоскости, касательной к поверхности, так и по нормали к ней, в результате чего на поверхности образуются структуры с периодом, равным неск. периодам объёмной решётки или несоизмеримым с ними. Характер реконструкции зависит от кристаллографич. ориентации поверхности, метода её приготовления, в частности от темп-ры отжига, а также от типа и концентрации адсорбиров. примеси или наличия на ней слоя окисла. Напр., на поверхности (111) Si реализуются структуры с периодами (1×1), (2×1), (7×7), на поверхности (100) — структуры (2×1), (4×2), (2×2), а на той же поверхности с адсорбиров. водородом структуры (1×1), (3×1).

Спектр П. с. существенно зависит от типа реконструкции и от ориентации поверхности. Расчёт спектров П. с. проводится теми же методами, что и расчёт состояний в объёме. При самосогласов. расчётах одновременно определяются смещение поверхностных атомов (характер реконструкции поверхности) и распределение электронной плотности.

Для изучения собств. П. с. используют поверхности, получаемые сколом в высоком вакууме или жидком He; плёнки, получаемые методом молекулярной *эпитаксии*, а также поверхности, очищенные бомбардировкой ионами инертных газов с последующим отжигом в вакууме. Адсорбция чужеродных атомов или окисление поверхности изменяют спектр П. с. и, в частности, обычно приводят к исчезновению собств. П. с.

в области запрещённых зон полупроводников и появлению в этой области несобств. П. с.

П. с. обнаружены у мн. металлов, полупроводников и диэлектриков. П. с., находящиеся в запрещённых зонах полупроводников, влияют на их электрич. свойства: они определяют изгиб зон у поверхности, т. е. *работу выхода* полупроводника и приповерхностную концентрацию электронов; в тонких образцах изменяется и ср. концентрация электронов, П. с. ответственны за поверхностную рекомбинацию и рассеяние, приводящее к уменьшению подвижности электронов в приграничных слоях.

Методы исследования. Для определения периода поверхностной структуры используется метод *дифракции медленных электронов*. Положения атомов на перестроенной поверхности измеряются с помощью *сканирующего туннельного микроскопа*, а также по рассеянию ионов. Тип и концентрация адсорбиров. атомов определяются методами *оже-спектроскопии*. Сочетание туннельной микроскопии с одноврем. снятием вольт-амперных характеристик туннельного зонда дала возможность определить по отдельности распределение пространственной плотности электронов на П. с., соответствующих заполненным и пустым зонам.

Наиб. прямые методы определения спектра П. с., т. е. зависимости $\mathscr{E}(\mathbf{k}_\parallel)$, основаны на угловой зависимости *фотоэлектронной эмиссии* и т. н. инверсионной фотоэмиссии (излучения, возникающего при захвате электронов из электронного пучка, падающего на поверхность). Первым способом измеряется спектр заполненных П. с., вторым — пустых.

Распределение П. с. по энергии устанавливается по частотной зависимости коэф. отражения или поглощения света, а также по спектрам электронов, неупруго рассеянных поверхностью кристалла. Чтобы отделить вклад П. с. от объёмных, изучается влияние окисления поверхности или адсорбции чужеродных атомов. При оптич. методах исследования вклад объёмных и П. с. определяют по зависимости от поляризации света (угла между вектором поляризации и нормалью к поверхности).

Прямыми методами измерения плотности и энергетич. спектра П. с., находящихся в запрещённой зоне полупроводника, являются *поля эффект* (изменение проводимости) и модуляция ёмкости *МДП-структуры* при изменении напряжения, приложенного между полупроводником и металлом. Этот метод даёт возможность измерить долю заряда на П. с. и в приграничном слое полупроводника при известном изгибе зон у поверхности, определяющем положение П. с. относительно уровня Ферми. Аналогичные результаты дают и измерения изменения работы выхода полупроводника при освещении.

Наряду с электронными П. с. в полупроводниках имеются поверхностные *экситоны*, волновая ф-ция к-рых также локализована вблизи границы.

Лит.: Тамм И. Е., Über eine mögliche Art der Elektronenbildung an Kristalloberflächen, «Z. Phys.», 1932, Bd 76, S. 849; то же, «Phys. Z. Sowiet.», 1932, Bd 1, S. 733; Ржанов А. В., Электронные процессы на поверхности полупроводников, М., 1971; Дэвисон С., Левин Дж., Поверхностные (Таммовские) состояния, пер. с англ., М., 1973; Нестеренко Б. А., Снитко О. В., Физические свойства атомно-чистой поверхности полупроводников, К., 1983. *Г. Е. Пикус.*

ПОВЕ́РХНОСТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — явления, связанные с существованием межфазных границ. В области контакта двух фаз под влиянием разности их молекулярно-силовых полей происходит образование поверхностного слоя, сопровождающееся *адсорбцией*, возникновением поверхностной энергии, поверхностного натяжения, поверхностного электрич. потенциала и др. специфич. поверхностных свойств, любое проявление к-рых относится к П. я. Толщина поверхностного слоя определяется радиусом действия поверхностных сил и радиусом молекулярных корреляций в каждой из фаз; вдали от критич. точки она порядка неск. молекулярных радиусов и сильно возрастает (как и радиус корреляций) при приближении хотя бы одной из фаз к критич. состоянию.

Поверхностные слои неоднородны в масштабе молекулярных размеров и анизотропны независимо от агрегатного состояния фаз, отличаются от объёмных фаз физ. свойствами (плотностью, вязкостью, поляризуемостью и т. п.), молекулярным строением и хим. составом (в многокомпонентных системах). В поверхностных слоях наблюдаются специфич. хим. эффекты (смещение хим. равновесий, изменение констант скоростей хим. реакций), вплоть до изменения валентности (напр., для Sm, Cr). Особыми свойствами обладают и родственные поверхностным слоям малые (хотя бы в одном измерении) объекты — тонкие плёнки и нити, узкие щели и поры, капли, кристаллы и полости микроскопич. размеров. Изучение тонких плёнок и мономолекулярных слоёв даёт сведения о природе межмолекулярного взаимодействия и строения молекул.

При наличии на поверхности двумерных фазовых переходов, а также при пересечении поверхностей образуются межфазные линии — одномерные аналоги межфазных поверхностей, с существованием к-рых связаны л и н е й н ы е я в л е н и я. Неоднородная линейная область является одномерным аналогом поверхностного слоя и обладает линейным натяжением, линейной свободной энергией и т. д. Уд. линейные термодинамич. потенциалы отличаются от поверхностных лишь тем, что относятся к единице длины (измеряются в Дж/м). Линейные явления существенны лишь для очень малых объектов (зародышей двумерных фаз, смачивающих микрокапель и т. п.).

Закономерности П. я. описываются законом Лапласа и ур-нием Юнга (см. *Смачивание*), а также обобщённым ур-нием адсорбции Гиббса:

$$d\sigma = -\bar{s}dT + (\hat{\gamma} - \sigma\hat{1}) : d\hat{\varepsilon} - \sum_i \Gamma_i d\mu_i,$$

где σ — работа образования единицы поверхности путём разрезания (см. *Поверхностное натяжение*), $\bar{s}$ — уд. поверхностная энтропия (см. *Поверхностная энергия*), $\hat{\gamma}$ — тензор поверхностных натяжений, $\hat{1}$ — единичный тензор, $\hat{\varepsilon}$ — тензор *деформации* (символ «:» означает скалярное произведение тензоров), μ_i — *химические потенциалы* молекул (или электрохим. потенциалы ионов), Γ_i — их адсорбции, суммирование производится по всем компонентам, для к-рых возможно равновесие между объёмной фазой и поверхностным слоем. Для жидких поверхностей σ — поверхностное натяжение, а деформац. член отсутствует. Ур-ние адсорбции Гиббса устанавливает связь между важнейшими П. я.— адсорбцией и поверхностной активностью (см. *Поверхностно-активные вещества*).

Существенное влияние оказывают П. я. на свойства макросистем. Это связано с увеличением поверхности в таких системах, её искривлением и взаимодействием разл. поверхностей друг с другом. Все три фактора характерны для ультрадисперсных (микрогетерогенных) систем. Искривление поверхности оказывает влияние на состояние объёмных фаз и порождает *капиллярные явления*. В гетерогенной системе только с искривлёнными поверхностями уже не действует *Гиббса правило фаз* в его классич. форме: в такой системе число степеней свободы на единицу меньше числа компонентов и не зависит от числа фаз (в реальных системах не существует ограничений на число дисперсных фаз). Эффект взаимодействия поверхностей выражается в перекрывании поверхностных слоёв и приводит к появлению *расклинивающего давления* тонких плёнок, к-рое (при положит. его знаке) способствует устойчивости дисперсных систем (расклинивающее давление определяется как разность внеш. давления на плёнку и давления в объёмной фазе, составленной из компонентов плёнки при тех же, что и в плёнке, значениях темп-ры и хим. потенциалов).

Важную группу П. я. составляют электроповерхностные явления: поверхностная проводимость, поверхностный электрич. потенциал, электронная эмиссия и др. Все они связаны с образованием на межфазной границе *двойного электрического слоя* в результате эмиссии или специфич. адсорбции ионов, а также ориентации диполей в поле поверхностных сил (в случае полярных жидкостей в этом процессе могут играть существенную роль диполь-квадрупольные взаимодействия).

К П. я. относятся *когезия*, *адгезия*, смачивание, смазочное и моющее действие, трение, пропитка пористых тел. П. я. влияют на прочность твёрдых тел (напр., адсорбционное понижение прочности — эффект Ребиндера). П. я. играют важную роль в фазовых процессах. На стадии зарождения фаз П. я. создают энергетич. барьер, определяющий кинетику процесса и возможность существования метастабильных состояний, а при контакте массивных фаз регулируют скорость тепло- и массообмена между ними. Проницаемость поверхностных слоёв и плёнок, связанная с их молекулярным строением, обусловливает мембранные явления, особенно важные в биол. системах. П. я. влияют на коррозию, выветривание горных пород, почвообразование, атм. явления и др. естеств. процессы. На использовании П. я. основаны мн. технол. процессы — хим. синтез с применением гетерогенного катализа, поверхностное разделение веществ и флотация, механич. обработка и упрочение материалов, фильтрация, приготовление порошков, эмульсий, пен и аэрозолей и др. При этом широко применяются поверхностно-активные вещества, регулирующие поверхностное натяжение и свободную поверхностную энергию.

Лит.: Русанов А. И., Фазовые равновесия и поверхностные явления, Л., 1967; Адамсон А., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979; Дерягин Б. В., Чураев Н. В., Муллер В. М., Поверхностные силы, М., 1985; Роулинсон Дж., Уидом Б., Молекулярная теория капиллярности, пер. с англ., М., 1986. *А. И. Русанов.*

ПОВЕ́РХНОСТНЫЙ ИМПЕДА́НС электромагнитного поля — соотношение, определяющее связь между тангенциальными компонентами комплексных амплитуд гармонич. электрического $\boldsymbol{E}(r)\exp(i\omega t)$ и магнитного $\boldsymbol{H}(r)\exp(i\omega t)$ полей на нек-рой поверхности S. В случае произвольной поляризации полей и ориентации S П. и. является двумерным тензором второго ранга. Если тангенциальные составляющие полей E_τ и H_τ перпендикулярны, вводят скалярный П. и. $Z_s = E_\tau/H_\tau$, обладающий многими сходными свойствами с импедансом участка цепи переменного тока. Подробнее см. *Импеданс* (электрич.).

ПОВЕ́РХНОСТНЫХ ВОЛН АНТЕ́ННА — антенна, в к-рой используется открытая линия передач с *замедляющей системой*; частный случай *антенны бегущей волны*. Бегущие замедленные волны оказываются «прижатыми» к направляющей поверхности, поэтому их называют поверхностными (поперечная составляющая волнового вектора является в таких системах мнимой величиной, т. е. амплитуда поля в направлении нормали к поверхности экспоненциально убывает), поток энергии вдоль поверхности концентрируется вблизи неё.

Конструкции П. в. а. разнообразны: в качестве замедляющих систем используют диэлектрик, металл с диэлектрич. покрытием, разл. периодич. структуры (ребристые, ленточные, стержневые и т. п.).

В качестве излучателя в П. в. а. используют открытый конец волновода, рупор, диполь и т. п. Напр., известная антенна «волновой канал» — это П. в. а. стержневого типа, возбуждаемая симметричным вибратором. П. в. а. относятся к классу антенн продольного (осевого) излучения: поле в них как бы «срывается» с открытого конца линии передач. Для формирования диаграмм направленности применяют системы с постепенным изменением импедансных свойств поверхности, что одновременно обеспечивает оптимальное согласование с окружающим пространством.

П. в. а. используют на летат. аппаратах и др. подвижных объектах.

Лит. см. при ст. *Антенна.*

ПОВЕ́РХНОСТЬ — граница раздела между двумя контактирующими средами. В разл. ситуациях употребляются также термины: «свободная, или атомно-чистая, П.» (П. твёрдого тела в вакууме, чистая от загрязнений), «покрытая П.» (П. твёрдого тела с адсорбированной на ней определённой плёнкой), «реальная П.» (покрытая в результате пребывания в атмосфере плёнкой неизвестной природы), «межфазная граница», «контакт» (последний термин обычно относится к границе между конденсиров. средами).

В каждой из контактирующих сред на нек-рое расстояние от П. простирается слой, в к-ром элементный состав и хим. состояние, атомная и электронная структуры и, следовательно, динамич., электронные, магн. и др. свойства вещества существенно отличаются от его свойств в объёме. Толщина этого слоя зависит от природы соприкасающихся сред и внеш. условий и определяется характерной длиной, присущей рассматриваемому физ. явлению (см. *Размерные эффекты*, *Квантовые размерные эффекты*). Напр., толщина слоя со специфич. электронными свойствами определяется длиной экранирования электрич. поля в среде и изменяется от 10^{-8} см в металлах до величин 10^{-5} — 10^{-4} см и более в полупроводниках, плазме и электролитах (см. *Дебаевский радиус экранирования*).

Атомная структура поверхностного слоя. Специфика атомной структуры вблизи свободной П. твёрдых тел проявляется в т. н. поверхностных релаксации и реконструкции. При релаксации структура атомных плоскостей, параллельных П., сохраняется такой же, как в объёме, но межплоскостные расстояния у П. изменяются. Согласно данным, полученным методом *дифракции медленных электронов*, изменение (в большинстве случаев уменьшение) межплоскостного расстояния у П. металлов обычно не превышает неск. % и охватывает, быстро затухая, лишь 2—3 приповерхностные плоскости.

При реконструкции симметрия решётки в приповерхностной области резко отличается от таковой в объёме (рис.). Это явление характерно в первую очередь для



Атомная структура кристалла с ковалентными связями (двойные линии). Соседние атомы поверхностного слоя (светлые кружки) образуют связи между собой, объединяясь в димеры. При этом на поверхности период решётки равен 2d (реконструкция 2 × 1). Кроме того, межплоскостное расстояние уменьшается на величину δ (релаксация).

кристаллов с ковалентной связью (напр., Si и Ge). Вследствие сильно анизотропного характера ковалентного взаимодействия нарушение периодичности решётки при образовании П. влечёт за собой коренную перестройку геометрии межатомных связей у П. Обнаружена также реконструкция П. ряда переходных и благородных металлов. Хотя сам факт реконструкции установлен достоверно, построение детальных моделей поверхностной решётки затруднено ввиду сложности однозначной расшифровки электронограмм (см. *Реконструкция поверхности*).

Особенности атомной структуры характерны также для границ раздела между двумя конденсиров. средами. В пограничном слое жидкости (толщиной ~10Å), примыкающем к П. кристалла, имеется повышенная степень порядка по сравнению с ближним порядком в объёме жидкости (см. *Дальний и ближний порядок*). На границе электрод — электролит наблюдается преимуществ. ориентация дипольных молекул, образуется слой, экранирующий электрич. поле (см. *Двойной электрический слой*). Протяжённость и строение слоя с особой структурой вблизи контакта двух твёрдых тел

определяется энергией взаимодействия контактирующих атомов или молекул, соотношением периодов кристаллич. решёток и их упругими свойствами (см. *Эпитаксия*, *Гетеропереход*). Структура решёток, образуемых на П. твёрдого тела адсорбиров. частицами, определяется конкуренцией между атомным потенциальным рельефом П. и взаимодействием между частицами в адсорбиров. плёнке (см. *Адсорбция*).

Поверхностный слой является квазидвумерной системой, в к-рой упорядочение имеет особенности. На П. происходят специфич. структурные фазовые переходы, отражающиеся в изменении различных физ.-хим. свойств П.

Важными разновидностями П. раздела в твёрдых телах являются границы между кристаллич. зёрнами разл. ориентаций (*межзёренные границы*), определяющие мн. характеристики поликристаллич. материалов, а также границы между доменами (*доменные стенки*) в сплавах, магнетиках, *сегнетоэлектриках* и др. объектах, однородных по хим. составу.

Электронные свойства поверхности отличаются от объёмных, в частности наличием электронных *поверхностных состояний*. Соответствующие им волновые ф-ции электронов экспоненциально затухают при удалении от П. Изменение концентрации электронов у П. полупроводников (вследствие их перехода в поверхностные состояния или от одной контактирующей среды к другой) приводит к изгибу энергетич. зон, на чём основано выпрямление тока на контактах металл — полупроводник (см. *Шоттки барьер*) и *p — n-переходах*. Приповерхностный слой может иметь проводимость, значительно превышающую объёмную, а при достаточно сильном изгибе зон изменяется сам характер проводимости и возникает *инверсионный слой*. Вследствие малой толщины проводящего слоя электроны в нём образуют квазидвумерную систему. В таких слоях может достигаться высокая подвижность электронов [10^6 см^2/(В·с)], и их использование в микроэлектронных приборах позволяет повысить быстродействие и уменьшить рассеиваемую мощность.

В разрешённых энергетич. зонах у П. характерные пики плотности электронных состояний обычно у́же, чем в объёме, ввиду меньшего числа соседей у поверхностных атомов (см. *Плотность состояний*). Коллективные электронные возбуждения (*плазмоны*) на П. имеют меньшую энергию, чем в объёме (в простейшем случае — в $\sqrt{2}$ раза), и проявляются, напр., в спектрах потерь энергии электронов, рассеянных в кристаллах.

Распределение электронов вокруг ионных остовов поверхностных атомов асимметрично, что приводит к наличию нек-рого дипольного момента. Связанный с этим двойной электрич. слой вносит существенный вклад в поверхностный потенциальный барьер (см. *Работа выхода*). Электронная структура чужеродных атомов и молекул, адсорбируемых на П., также существенно изменяется. Напр., они могут поляризоваться, приобретать нек-рый электрич. заряд, что приводит к изменению характера их взаимодействия. Вследствие этого внутримолекулярные связи могут быть настолько ослаблены, что происходит диссоциация адсорбиров. молекул. Эти явления лежат в основе гетерогенного катализа. В процессе десорбции может происходить передача электронов от десорбирующейся частицы к П. или в обратном направлении (см. *Поверхностная ионизация*).

Влияние П. на волновые процессы. У П. наблюдается особое поведение волн разной природы, происходит преломление и отражение волн, возникают поверхностные волны (упругие, капиллярные, электромагнитные), амплитуда к-рых убывает при удалении от П., а скорость направлена вдоль П. (см. *Поверхностные акустические волны*, *Волны на поверхности жидкости*). Поверхностные акустич. волны нашли практич. применение в акустоэлектронике.

Атомная динамика П. Для характеристики тепловых колебаний поверхностных атомов на языке квазичастиц вводится понятие поверхностных *фононов*, отличающихся от объёмных фононов законом дисперсии (их частоты могут, напр., попадать в зоны, запрещённые для объёмных фононов; см. *Колебания кристаллической решётки*). По температурной зависимости интенсивности рассеянных пучков при дифракции медленных электронов найдено, что среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний поверхностных атомов на границе твёрдое тело — вакуум примерно в 1,5—2 раза превышает объёмное значение.

Оптические свойства П. Соотношения между амплитудой, фазой и поляризацией падающей, отражённой и преломлённой на П. световых волн определяются *Френеля формулами*. У П. образуются связанные состояния фотонов с поверхностными оптич. фононами, плазмонами и др. дипольно-активными квазичастицами, наз. поверхностными *поляритонами*. Анализ их характеристик лежит в основе одного из перспективных оптич. методов исследования П. Интенсивность *комбинационного рассеяния света* на молекулах, адсорбированных на металлах, в ряде случаев значительно выше (в 10^4—10^7 раз), чем на тех же молекулах в объёмной фазе (гигантское комбинационное рассеяние). Это обусловлено усилением эл.-магн. поля геом. неоднородностями П., а также эфф. передачей энергии от поверхностных электронных возбуждений колебательным модам адсорбиров. молекул. При пересечении П. заряж. частицами наблюдается эл.-магн. *переходное излучение*.

Магнитные свойства П. Теория предсказывает отличие намагниченности поверхностного слоя, а также темп-ры магн. фазовых переходов на П. от соответствующих объёмных значений. Эксперим. исследования магнетизма П. осуществляются методами дифракции медленных поляризов. электронов, а также с помощью *квантовых магнитометров*, чувствительность к-рых достаточна для измерения намагниченности отд. монослоёв вещества.

Массоперенос на П. происходит при достаточно низких темп-рах быстрее, чем в объёме, поскольку энергия активации *поверхностной диффузии* вследствие большей свободы перемещений частиц обычно в 2—5 раз меньше, чем объёмной диффузии (коэф. диффузии зависит от атомной структуры П. и различен для разных граней кристалла). В процессах поверхностного массопереноса проявляются коллективные эффекты, обусловленные взаимодействием поверхностных частиц и их скоррелиров. движением.

Поверхностная энергия. П. обладает нек-рой избыточной поверхностной энергией, т. к. образование П. требует разрыва или перестройки связей между атомами или молекулами в конденсиров. среде. Работа образования единицы площади П. равна уд. поверхностной свободной энергии (поверхностному натяжению). При фазовых переходах 1-го рода, когда в однородной системе начинает выделяться новая фаза, необходимость затраты энергии на образование межфазной П. приводит к явлениям перегрева или переохлаждения (см. *Кипение*, *Кристаллизация*).

Равновесное состояние системы конечных размеров определяется (при пост. объёме) минимумом суммарной свободной энергии, в к-рую вносит вклад как объём, так и П., причём относительный вклад П. изменяется обратно пропорц. размеру объекта. Уменьшение поверхностной свободной энергии, происходящее за счёт тех или иных изменений П. (сокращения её площади, понижения энергии в результате насыщения свободных связей поверхностных атомов и молекул и т. д.), служит движущей силой таких поверхностных явлений, как адсорбция, смачивание, растекание, *адгезия* и *когезия*, *коагуляция акустическая*, образование капель, *капиллярные явления* и др. Эти явления находят практич. применение в разнообразных технологиях. Напр., ис-

пользуется то обстоятельство, что в результате адсорбции изменяются как свойства адсорбиров. частиц (см. выше), так и свойства подложки: работа выхода и определяемые ею эмиссионные характеристики, скорость испарения вещества подложки, хим. активность П. по отношению к разл. реакциям. В веществах, у к-рых адсорбция уменьшает поверхностную энергию, облегчается образование дефектов, тем самым понижается прочность твёрдых тел (см. *Ребиндера эффект*). Адсорбция стимулирует также образование эмульсий и пен (см. *Поверхностно-активные вещества*).

Экспериментальные методы, дающие информацию о поверхностных явлениях на атомном уровне, разнообразны. Это автоэмиссионная микроскопия (см. *Ионный проектор*), дифракция электронов, *инфракрасная спектроскопия*, ионная спектроскопия, *комбинационное рассеяние света*, *оже-спектроскопия*, сканирующая туннельная микроскопия, термодесорбц. спектроскопия, *фотоэлектронная спектроскопия*, *электронная микроскопия*, электрон-фотонная спектроскопия, *эллипсометрия* и др. Эти методы позволяют решать мн. практически важные задачи в области электроники, роста кристаллов, вакуумной техники, катализа, повышения прочности материалов и их обработки, борьбы с коррозией и трением и т. д. Т. к. роль П. особенно велика для частиц малых размеров и тонких плёнок, то исследование поверхностных явлений приобрело особо важное значение для развития *микроэлектроники*.

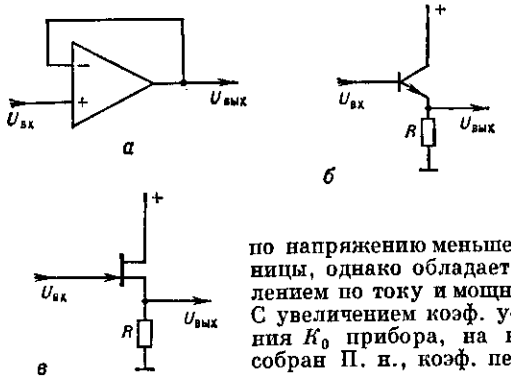
Лит.: Новое в исследовании поверхности твёрдого тела, под ред. Т. Джайндевайя, Р.Ванселова, пер. с англ., в. 1—2, М., 1977; Большов Л. А. и др., Субмонослойные пленки на поверхности металлов, «УФН», 1977, т. 122, с. 125; Методы анализа поверхностей, под ред. А. Зандерны, пер. с англ., М., 1979; Адамсон А., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979; Электронная и ионная спектроскопия твердых тел, под ред. Л. Фирмэнса, пер. с англ., М., 1981; Нестеренко Б. А., Снитко О. В., Физические свойства атомарно-чистой поверхности полупроводников, К., 1983; Зенгуил Э., Физика поверхности, пер. с англ., М., 1990.

А. Г. Наумовец.

ПОВОРО́ТНОЕ УСКОРЕ́НИЕ — то же, что *Кориолиса ускорение*.

ПОВОРО́ТНЫЕ ИЗОМЕ́РЫ — изомеры молекул, отличающиеся поворотом атомных групп вокруг простых (одинарных) связей. См. *Изомерия молекул*.

ПОВТОРИ́ТЕЛЬ НАПРЯЖЕ́НИЯ — *усилитель электрических колебаний*, охваченный т. н. 100%-ной отрицательной *обратной связью*, в к-ром выходное напряжение полностью подаётся на вход в противофазе со входным напряжением. Такая схема имеет коэф. передачи



по напряжению меньше единицы, однако обладает усилением по току и мощности. С увеличением коэф. усиления K_0 прибора, на к-ром собран П. н., коэф. передачи П. н. K приближается к единице по закону $K = K_0/(K_0 + 1)$. Глубокая обратная связь обеспечивает высокое входное и низкое выходное сопротивление и широкую полосу пропускания П. н., а также снижает искажения сигнала, обусловленные нелинейностью усилительного прибора (т. н. *нелинейные искажения*).

Обычно П. н. строится на одиночных биполярных и полевых транзисторах или на *операционных усилителях* (см. *Полевой транзистор*, *Транзистор биполярный*). В последнем случае (рис., *а*) выход соединяется с инвертирующим входом, а входной сигнал подаётся на неинвертирующий вход (с л е д я щ и й усилитель). В П. н., выполненных на одиночных транзисторах, выходное напряжение снимается с сопротивления R, включённого в цепь эмиттера биполярного или в цепь истока полевого транзистора. Соответствующие схемы наз. эмиттерным и истоковым повторителями (рис., *б* и *в*). Напряжения база — эмиттер и затвор — исток, управляющие выходным током транзистора, равны разности входного и выходного напряжений. Эмиттерный повторитель обладает более низким выходным сопротивлением, чем истоковый, и его коэф. подачи ближе к единице, однако входное сопротивление истокового повторителя значительно выше.

П. н. используются для развязки и согласования отд. узлов электронных устройств, в качестве входных каскадов радиоаппаратуры и т. п. Большая полоса пропускания обусловливает широкое применение эмиттерных и истоковых повторителей в ВЧ-схемах.

Лит.: Титце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982.

А. В. Степанов.

ПОГЛОЩА́ТЕЛЬНАЯ СПОСО́БНОСТЬ т е л а — отношение поглощаемого телом *потока излучения* к падающему на него монохроматич. потоку излучения частоты ν; то же, что монохроматический *поглощения коэффициент*. П. с. зависит от вещества, из к-рого тело состоит, от формы тела и от его темп-ры. Если П. с. тела в нек-ром диапазоне частот и темп-р равна 1, говорят, что оно при этих условиях является *абсолютно чёрным телом*. П. с. наряду со спектральной *испускательной способностью* входит в *Кирхгофа закон излучения* и характеризует отклонение поглощающих свойств данного тела от свойств абсолютно чёрного тела. П. с.— важнейшая характеристика *теплового излучения*. Сумма П. с., *пропускания коэффициента* и *отражения коэффициента* тела равна 1.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

А. П. Гагарин.

ПОГЛОЩЕ́НИЕ ВОЛН — превращение энергии *волны* в др. виды энергии в результате её взаимодействия с др. волнами или со средой, в к-рой она распространяется, или с телами, к-рые расположены на пути её распространения. В зависимости от природы волн и свойств среды механизм П. в. может быть различным (напр., при *поглощении звука* и *поглощении света*), но во всех случаях П. в. приводит к ослаблению интенсивности волны. Ослабление волн при распространении может быть вызвано не только собственно поглощением, но и др. явлениями, при к-рых энергия падающей волны переходит в энергию др. типов волн, возникающих под действием падающей волны (напр., при *рассеянии волн*).

ПОГЛОЩЕ́НИЕ ЗВУ́КА — явление необратимого перехода энергии звуковой волны в др. виды энергии, в основном в теплоту. П. з. обычно характеризуется коэф. П. з. α, определяемым как обратная величина того расстояния, на к-ром амплитуда звуковой волны спадает в e раз. Амплитуда плоской звуковой волны, бегущей вдоль оси x, убывает с расстоянием как $\exp(-\alpha x)$, а интенсивность — как $\exp(-2\alpha x)$. Амплитуда стоячей звуковой волны после выключения источника звука убывает со временем как $\exp(-\alpha c t)$, где c — скорость звука, t — время. Коэф. П. з. выражают в $м^{-1}$, т. е. в неперах на метр или же в децибелах на метр (1 дБ/м = 0,115 Нп/м). В гидроакустике часто пользуются единицей дБ/км. П. з. можно характеризовать также коэф. потерь $\varepsilon = \alpha\lambda/\pi$ (где λ — длина звуковой волны) или добротностью $Q = 1/\varepsilon$. Величина $\alpha\lambda$ наз. логарифмич. декрементом затухания звука.

При распространении звука в среде, обладающей сдвиговой и объёмной вязкостями и теплопроводностью, коэф. П. з. для продольной волны равен

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3}\left[\frac{4}{3}\eta + \zeta + \varkappa\left(\frac{1}{c_V} - \frac{1}{c_P}\right)\right], \qquad (1)$$

где ρ — плотность среды, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота звуковой волны, η и ς — коэф. сдвиговой и объёмной вязкости, $\varkappa$ — коэф. теплопроводности, c_p и c_V — теплоёмкости среды при пост. давлении и объёме соответственно. В области низких частот, где ни один коэф. η, ς и $\varkappa$ не зависит от частоты, для характеристики П. з. часто пользуются величиной α/f^2, к-рая в этом случае также не зависит от частоты и является параметром, характеризующим свойства среды. Значение α/f^2, как правило, в жидкостях меньше, чем в газах, а в твёрдых телах меньше, чем в жидкостях. Выражение (1) для α применимо только для звуковых волн малой амплитуды. П. з., обусловленное сдвиговой вязкостью и теплопроводностью, наз. классическим и характеризуется коэф. $\alpha_{кл}$.

Часть коэф. П. з., к-рая пропорц. объёмной вязкости, связана с релаксац. процессами (см. *Релаксация акустическая*). На высоких частотах коэф. объёмной вязкости начинает зависеть от частоты, вследствие чего α имеет частотную зависимость, отличающуюся от ω^2. Коэф. П. з., связанный с релаксацией, имеет вид

$$\alpha_p = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2c_0^3} \cdot \frac{\omega^2\tau}{1+\omega^2\tau}, \qquad (2)$$

где τ — время релаксации, c_0 — скорость распространения звука при малых частотах ($\omega\tau \ll 1$), c_∞ — скорость звука при высоких частотах ($\omega\tau \gg 1$). Полный коэф. поглощения

$$\alpha = \alpha_{кл} + \alpha_p.$$

На низких частотах, т. е. при $\varphi\tau \ll 1$, коэф. П. з. описывается ф-лой (1), где $\varsigma = \rho\tau(c_\infty^2 - c_0^2)$. Величина $\alpha_p\lambda$ при $\omega\tau \ll 1$ растёт с увеличением частоты, а на частоте релаксации $\omega_p = 1/\tau$ имеет максимум (рис. 1).

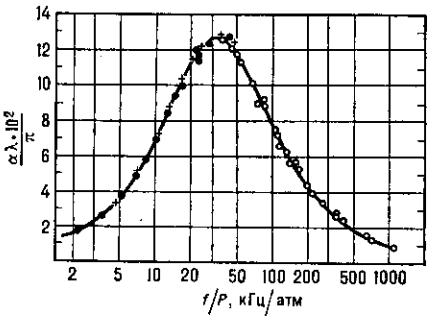


Рис. 1. Зависимость величины $\alpha\ \lambda\ \pi$ от f/p для CO_2 при температуре 21°С.

Величина α/f^2, постоянная при $\omega\tau \ll 1$, в области частот, близких к ω_p, уменьшается с ростом частоты, а при $\omega\tau \gg 1$ стремится к нулю, причём α_p стремится к пост. величине $(c_\infty^2 - c_0^2)/2\tau c_0^3$. Релаксац. поглощение всегда сопровождается *дисперсией звука*.

Релаксация связана с разл. внутримолекулярными и межмолекулярными процессами, происходящими в среде под действием УЗ, поэтому анализ частотных и температурных зависимостей коэф. П. з. позволяет судить об этих процессах. Частота релаксации ω_p для разных веществ может лежать как в ультразвуковой, так и в гиперзвуковой области; величина её зависит от темп-ры, давления, примесей др. веществ и от др. факторов. Исследованием поглощения и скорости звука в зависимости от частоты, темп-ры, давления, концентрации примесей и др. физ. величин занимается *молекулярная акустика*.

П. з. в газе. Теплопроводность и сдвиговая вязкость в газах дают вклад в П. з. одного порядка величины. Вклад объёмной вязкости и релаксац. процессов значителен для многоатомных газов, тогда как в одноатомных газах релаксац. процессы отсутствуют и $\alpha = \alpha_{кл}$. Данные о П. з. в нек-рых газах в УЗ-диапазоне частот приведены в табл. 1.

Табл. 1.—Поглощение ультразвука в газах

Газ	Частота f, кГц	Давление p, атм.	$\alpha/f^2\cdot 10^{11}$, м$^{-1}$с^2 эксперимент	$\alpha/f^2\cdot 10^{11}$, м$^{-1}$с^2 теория (классическая)
Воздух	132—400	1,0	2,94—3,99	1,24
	1160	1,0	1,67	
Углекислый газ	304,4	0,98	27,1	1,30
Водород	598,4	1,0	3,58	0,17
Окись азота	598,9	0,95	1,83	1,56
Кислород	598,9	0,99	1,68	1,49
Аргон	4250	1,0	1,9	1,9
Азот	598,9	0,97	1,35	1,3

Из табл. видно, что в ряде случаев измеренные значения П. з. заметно превышают $\alpha_{кл}$. Это указывает на существенный вклад релаксац. процессов. П. з. в CO_2 довольно велико (рис. 1), напр., на частоте 50 кГц при комнатной темп-ре и нормальном давлении величина $\alpha \approx 2\cdot 10^{-3}$ м$^{-1}$, т. е. волна затухает в e раз на расстоянии 5 см.

В газах произведение П. з. на длину волны ($\alpha\lambda$) при заданной темп-ре зависит не только от частоты, но и от давления в газе p, т. е. от отношения f/p, поскольку время релаксации в газах обратно пропорц. числу соударений молекул, а следовательно, давлению газа p.

В таких газах, как CO_2, CS_2, CO и др., осн. вклад в П. з. даёт релаксац. процесс возбуждения колебат. степеней свободы. В более сложных системах может иметь место как колебательная, так и вращат. релаксация, причём обычно частоты релаксации этих процессов различаются на неск. порядков.

Примеси посторонних газов заметно влияют как на величину α_p, так и на ω_p. П. з. в воздухе зависит от его влажности (рис. 2). В воздухе на частотах ниже 1 МГц

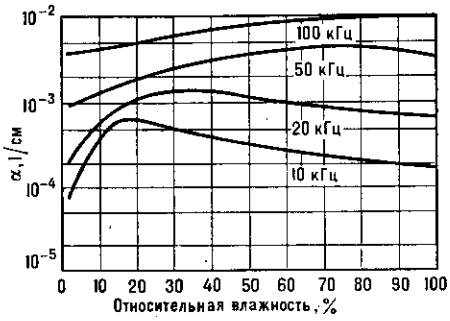


Рис. 2. Зависимость α в воздухе от относительной влажности при разных частотах.

осн. вклад в П. з. даёт колебат. релаксация молекул O_2 и H_2. В сильно разреженных газах, т. е. при больших значениях отношений f/p, когда длина волны звука становится сравнимой с длиной свободного пробега молекул, для описания П. з. нужно пользоваться кинетич. теорией газов.

При распространении звука в помещениях, сосудах и трубах на П. з. в среде накладывается поглощение в пограничном слое, к-рое пропорц. величине $1/\delta^2$, где $\delta = \sqrt{2\eta/\rho\omega}$ — глубина проникновения вязкой волны. В малых объёмах поглощение в пограничном слое может оказаться преобладающим.

П. з. в жидкостях. П. з. в обычных жидкостях в основном определяется вязкостью (как сдвиговой, так и объёмной). В большинстве жидкостей эксперим. значения коэф. П. з. существенно превышают значения, даваемые классич. теорией, что свидетельствует о большом вкладе релаксац. процессов. Релаксац. поглощение в жидкостях может быть обусловлено колебат. релаксацией, структурной релаксацией (ассоциров. жидкости, поведение к-рых похоже на поведение воды), поворотно-изомерной релаксацией, диссоциацией растворённых веществ в растворах электролитов и пр.

В жидкостях частота релаксации, как правило, очень велика, поэтому область релаксации часто оказывается лежащей в диапазоне гиперзвуковых частот. В этих случаях при $\omega \ll \omega_p$ релаксац. процессы приводят к большим значениям ξ и существенным отклонениям от классич. значений $\alpha_{кл}$ (табл. 2), но качеств.

Таблица 2.—**Теоретические и экспериментальные значения поглощения ультразвука в жидкостях**

Жидкость	Частота f, МГц	$\alpha/f^2 \cdot 10^{15}$, $м^{-1}с^2$	
		эксперимент	теория (классическая)
Вода	1—250	23	8,5
Ацетон	6—70	30	7,0
Толуол	1—75	80	7,8
Четырёххлористый углерод	1—100	500	20,0
Уксусная кислота	1,5—67,5	9000—158	17
Глицерин (30°С)	22,3	2730	1600
Этиловый спирт	1—220	55	20
Ртуть	21—996	12—13	10,3
Аргон (—187,8°С)	44,4	10,1	8,1

характер частотной зависимости $\alpha \sim f^2$ сохраняется до высоких УЗ-частот. Коэф. поглощения в жидкостях обычно сильно зависит от темп-ры (рис. 3).

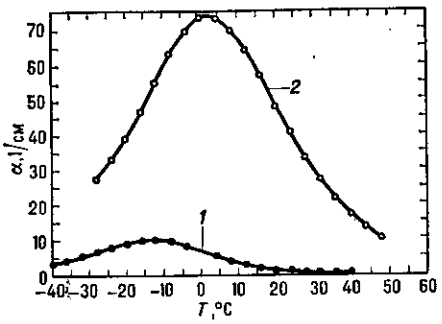


Рис. 3. Зависимость α от температуры для жидкости (гексатриола) со структурной релаксацией: *1* — для 3 МГц; *2* — для 22 МГц.

Температурные кривые поглощения имеют максимум, величина и положение к-рого зависят от частоты: с увеличением частоты максимум сдвигается в сторону бо́льших темп-р и величина α растёт, что свидетельствует об увеличении времени релаксации при понижении темп-ры.

П. з. в растворах электролитов связано с хим. релаксацией и диссоциацией растворённых веществ. П. з. в морской воде довольно велико, оно заметно превышает поглощение в пресной воде. Это связано с двумя релаксац. процессами и зависит от солёности и темп-ры морской воды: на частотах от 10 до 100 кГц преобладает поглощение, обусловленное релаксацией солей сульфата магния, а на частотах ниже 10 кГц вклад в поглощение даёт релаксация солей борной к-ты. Для низких частотах (0,1—3 кГц) для расчёта α морской воды можно пользоваться приближённой эмпирич. ф-лой

$$\alpha = \frac{0,11f^2}{1+f^2} + \frac{44f^2}{4100+f^2},$$

где f — частота в кГц, α — в дБ/км. В области частот 5—60 кГц для качеств. оценок поглощения иногда пользуются зависимостью $\alpha \approx 0,036\ f^2$, где частота f в кГц, а α в дБ/км. Измерение значения П. з. в море на НЧ часто заметно превышают расчётные (рис. 4).

В жидкости с пузырьками газа П. з. имеет резонансный характер. Добавка к коэф. П. з., обусловленная пузырьками газа, равна $\alpha_п = 4,34/\sigma_п N$ дБ/длина, где N — число пузырьков в единице

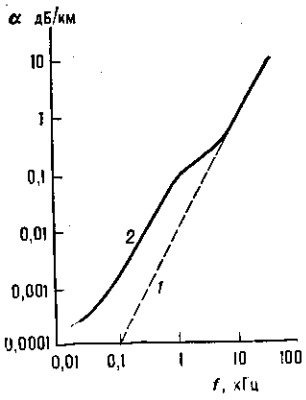


Рис. 4. Поглощение звука в морской воде: *1* — расчётное релаксационное поглощение; *2* — измеренные значения.

объёма, $\sigma_п$ — сечение рассеяния одиночного пузырька. Для пузырьков одного размера с радиусом a

$$\sigma_п = \frac{4\pi a\delta/k}{[(\omega_r/\omega)^2-1]^2+\delta^2},$$

где k — волновое число в жидкости, δ — величина, характеризующая потери в пузырьке газа. Резонансная частота пузырька с радиусом a равна $\omega_r = \frac{1}{a}\left(\frac{3P_0\gamma_г}{\rho_0}\right)^{1/2}$, где $\gamma_г = \frac{c_p}{c_v}$ для газа, P_0 и ρ_0 — давление и плотность жидкости. Отсюда видно, что когда частота звуковой волны совпадает с резонансной частотой пузырька, П. з. резко увеличивается. Полное поглощение в среде с пузырьками газа представляет собой сумму коэф. поглощения для чистой жидкости и величины $\alpha_п$.

В высокополимерах, резинах и пластмассах П. з. сильно зависит от состава и структуры материала. В этих веществах определяющий вклад в П. з. вносят релаксац. процессы, причём, как правило, имеется широкий спектр времён релаксации. Под действием УЗ-волны происходит сворачивание и разворачивание клубков молекул полимеров. Область релаксации для разных материалов может лежать как в низкочастотном, так и в мегагерцевом диапазонах частот. Зависимость α от темп-ры имеет один или неск. максимумов, положение к-рых зависит как от материала, так и от частоты звука. С ростом частоты положение максимумов сдвигается в сторону больших темп-р. Для вулканизир. резины при частоте 10 МГц имеется максимум при темп-ре $\approx$40 °С, в полистироле — при темп-ре порядка —10 °С. Величина коэф. П. з. в резине при f = 10 МГц составляет неск. сотен дБ/см.

Величина П. з. в веществах биол. происхождения имеет большой разброс, т. к. зависит от способа приготовления образца, условий и метода измерения. Нек-рые данные приведены в табл. 3 и на рис. 5. В биол. тканях часто бывает трудно отделить истинное П. з. от др. механизмов, приводящих к уменьшению амплитуды звука.

Таблица 3.—**Поглощение ультразвука в биологических средах**

Биологическая среда	α, $см^{-1}$	
	при f=1 МГц	при f=3МГц
Кровь	0,023	0,087
Жир	0,044—0,09	0,076—0,46
Кожа	0,14—0,66	0,3—1,2
Хрящ	0,58	1,44
Кость черепа	1,5—2,2	8—20
Лёгкое	3,5—5	3,6—8,8

П. з. в твёрдых телах. В твёрдых телах П. з. различно для продольных и сдвиговых волн. Это связано как

с различием скорости звука для этих волн, так и с тем, что в П. з. для продольной и сдвиговой волн могут давать вклад разл. механизмы. Для определения α в твёрдом теле, как правило, ф-лой (1) не пользуются,

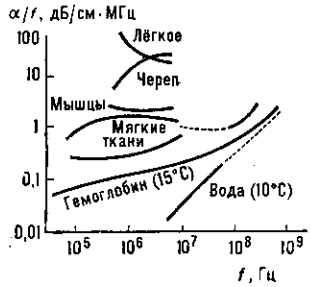


Рис. 5. Поглощение звука в тканях биологического происхождения.

т. к. в этом случае П. з. может определяться механизмами, не укладывающимися в простую схему, на основании к-рой выведена эта ф-ла. П. з. в твёрдых телах вызывается в основном внутренним трением и теплопроводностью среды, а на ВЧ и при низких темп-рах — разл. процессами взаимодействия УЗ- и гиперзвуковых волн с возбуждениями в твёрдом теле, такими, как тепловые колебания решётки (фононы), электроны, спиновые волны и пр. На поглощение сдвиговых волн в однородных твёрдых телах теплопроводность и др. объёмные эффекты не влияют, т. к. сдвиговые волны не связаны с изменением объёма.

П. з. в твёрдом теле зависит от кристаллич. состояния вещества (в монокристаллах коэф. П. з. обычно меньше, чем в поликристаллах), от наличия дефектов и примесей, от предварит. обработки, к-рой был подвергнут материал (для металлов — ковка, прокат, отжиг, закалка) и т. п. Внутр. трение в кристаллах при комнатной темп-ре сильно зависит от наличия *дислокаций*. Под действием звука в кристалле возникают переменные упругие напряжения, к-рые возбуждают колебат. движения дислокаций. Взаимодействие этих колебаний с фононами решётки приводит к дополнит. П. з. Различаются три осн. механизма дислокац. П. з.: струнный, при к-ром дислокация рассматривается как струна длиной l, закреплённая в двух точках и колеблющаяся под действием звука в вязкой среде (рис. 6,*а*); гистерезисный, обусловленный отрывом дислокаций от их точек закрепления при больших амплитудах колебаний (рис. 6, *б*, *в*); релаксационный, связанный

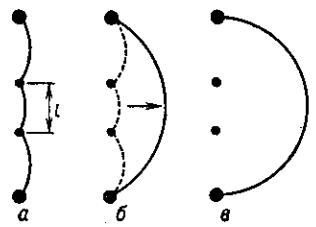


Рис. 6. Положение дислокационной линии под действием механических напряжений в звуковой волне: *а* — струна длиной l колеблется в вязкой среде; *б* и *в* — отрыв дислокаций от точек закрепления при больших амплитудах механических напряжений.

с дефектами, возникающими в самом процессе деформации и проявляющийся гл. обр. в металлах с гранецентрир. решёткой — меди, свинце, никеле и др.

Дислокац. П. з. зависит от амплитуды звуковой волны. Изучение дислокац. поглощения позволяет исследовать дислокац. структуру кристалла и её изменения при различных внеш. воздействиях — нагревании, ковке, прокате, ионизирующих излучениях и др.

Во мн. твёрдых телах при не очень высоких частотах коэф. П. з. изменяется пропорц. частоте и поэтому величина добротности Q от частоты не зависит. В табл. 4 приведены значения $\varepsilon = 1/Q$ для нек-рых материалов.

Т а б л. 4.—**Поглощение ультразвука в твёрдых телах**

Материал	Диапазон частот f	Коэффициент потерь $10^4 \cdot \varepsilon$	Тип волны
Плавленый кварц	5—19 МГц	0,225	сдвиговая
Алюминий поликристаллический	3,5—4,5 МГц	0,515	сдвиговая
	3,1—7,5 МГц	1,7	продольная
Свинец	1,6—15 кГц	280	продольная
	1,0—8 кГц	290	сдвиговая
Стекло крон	4—7,5 МГц	2,38	сдвиговая
Нержавеющая сталь 1Х1 8Н9Т	18—25 кГц	4,4	продольная
Титан ВТ1	18—25 кГц	1,4	продольная
Медь М2	—»—	5,2	продольная
Латунь Л59	—»—	2,4	продольная
Алюминиевый сплав АМГ	—»—	3,0	продольная

Роль теплопроводности для продольных волн в однородном твёрдом теле идентична роли теплопроводности в жидкости и газе. Вклад теплопроводности составляет примерно половину от полного поглощения в металлах, в к-рых велики коэф. теплового расширения и теплопроводности, и всего лишь неск. процентов от полного поглощения в диэлектриках.

Другой механизм поглощения, также имеющий место в большинстве веществ, связан с нелинейным взаимодействием звуковой волны и тепловых колебаний кристаллич. решётки, т. е. с взаимодействием звуковых и тепловых фононов. Такое П. з. поэтому часто наз. «решёточным» или «фононным». Оно проявляется на ВЧ в достаточно чистых и бездефектных кристаллах. В зависимости от частоты и соотношения длины волны УЗ и длины свободного пробега тепловых фононов в кристалле (определяемой темп-рой) рассматриваются разл. модели фононного поглощения. На сравнительно низких частотах действует т. н. механизм Ахиезера. Он заключается в том, что звуковая волна, представляющая собой когерентный пучок фононов, нарушает равновесное распределение тепловых фононов, и вызванное ею перераспределение энергии между фононами приводит к необратимому процессу диссипации энергии. Этот механизм имеет релаксац. характер, причём роль времени релаксации играет время жизни фонона, равное $\tau = l/\bar{c} = 3\varkappa/c_V\bar{c}^2$, где l — длина свободного пробега фонона, $\bar{c}$ — средняя скорость звука. В этом случае коэф. П. з.

$$\alpha = 1{,}1 c_V T \gamma^2 \frac{\omega^2\tau}{\rho c^3(1+\omega^2\tau^2)}, \qquad (3)$$

где γ — постоянная Грюнайзена, T — абс. темп-ра. Этот механизм П. з. даёт вклад в поглощение как продольных, так и сдвиговых волн. Он является доминирующим при комнатных темп-рах, при к-рых выполняется условие $\omega\tau \ll 1$. В области гиперзвуковых частот (10^{10} — 10^{11} Гц) и при низких темп-рах, близких темп-ре жидкого гелия, когда $\omega\tau \gtrsim 1$, П. з. является результатом трёхчастичного взаимодействия когерентных звуковых фононов с тепловыми: взаимодействие когерентного и теплового фононов приводит к появлению третьего, также теплового, фонона и, следовательно, с учётом законов сохранения энергии и импульса — к уменьшению звуковой энергии, т. е. к П. з. Этот механизм поглощения наз. механизмом Ландау — Румера.

Решёточное П. з. является осн. механизмом поглощения в чистых бездислокац. кристаллах диэлектриков, в к-рых др. механизмы проявляются слабо. Такие кристаллы могут обладать очень малым коэф. П. з.; так, весьма малое поглощение при комнатной темп-ре было обнаружено в топазе, берилле, сапфире (табл. 5). Температурная зависимость коэф. П. з. в диэлектриках имеет характерный вид, показанный на рис. 7 для кристалла Al_2O_3.

Таблица 5. — **Поглощение звука в некоторых кристаллах**

Кристалл	Направление распространения	Тип волны	T, К	f, ГГц	α, дБ/м
Кварц	ось X	продольная	300	1	500
	—»—	поперечная быстрая	300	1	500
	—»—	поперечная медленная	300	1	80
Сапфир	ось Z	продольная	300	1	50
	ось C	—»—	300	1	100
	—»—	—»—	300	9	$1{,}5\cdot10^3$
Рутил	ось C	продольная	300	1	150
	—»—	—»—	20	1	30
Железоиттриевый гранат	[100]	поперечная	300	1	34
	—»—	—»—	300	9	$2{,}5\cdot10^3$
Алюмоиттриевый гранат	[100]	продольная	300	1	20
	—»—	—»—	300	9	$2{,}5$—$3{,}0\cdot10^3$
Берилл	ось C	продольная	300	9	$1{,}5\cdot10^3$
Ниобат лития	ось C	продольная	300	1	30
	—»—	—»—	300	9,4	$2{,}7\cdot10^3$

При темп-рах $T \lesssim 10$ К коэф. П. з. не зависит от темп-ры; в интервале темп-р 20—100 К имеется область резкого возрастания коэф. П. з., где зависимость α от T для разных кристаллографич. ориентаций изменяется от $\alpha \sim T^4$ до $\alpha \sim T^0$; при темп-рах выше 100 К коэф. П. з. вновь почти не зависит от T. Такой ход $\alpha(T)$ можно объяснить соответствующей зависимостью для c_V и $\varkappa$ в ф-ле (3).

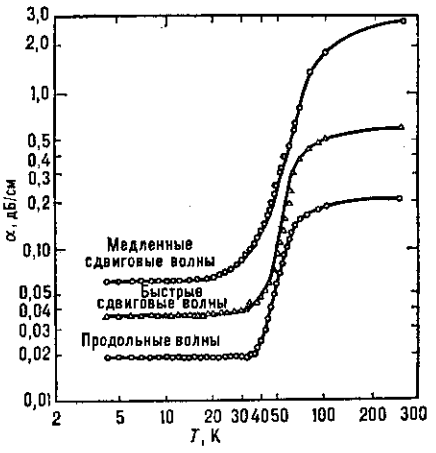


Рис. 7. Зависимость α в монокристалле Al_2O_3 от темп-ры для продольных и сдвиговых ультразвуковых волн с частотой 1 ГГц, распространяющихся вдоль оси C.

П. з. в монокристаллах зависит от направления распространения волны относительно кристаллографич. осей и от наличия примесей. Последние могут не только изменять величину коэф. П. з., но и влиять на характер его зависимости от T. Напр., в кварце наличие примесей приводит к появлению пиков на зависимости $\alpha(T)$. Коэф. П. з. в синтетич. кварце при нек-рых темп-рах может на 2—3 порядка превышать коэф. П. з. в натуральном кварце.

В металлах и полупроводниках кроме решёточного П. з., описанного выше, а также П. з., обусловленного теплопроводностью и внутр. трением, имеется ещё специфич. поглощение, связанное с взаимодействием УЗ с электронами проводимости (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*). В металлах эти эффекты становятся заметными при темп-рах ниже примерно 10 К. При переходе металла в сверхпроводящее состояние П. з. уменьшается, а при наложении магн. поля, разрушающего сверхпроводимость, поглощение возрастает. Взаимодействие акустич. волны с носителями тока в полупроводнике при наличии внеш. электрич. поля может привести к появлению отрицат. П. з., т. е. к усилению звука.

В ферромагнетиках имеется дополнит. П. з., обусловленное эффектом *магнитострикции*. Под действием упругой волны в них возникает локальная переменная намагниченность и связанные с ней потери энергии, в первую очередь на токи Фуко и магн. гистерезис. Эти потери, вызывающие П. з., зависят от частоты. Зависимость магнитострикционных и магн. характеристик вещества от состояния намагниченности также влияет на П. з. (рис. 8). В частности, при наложении внеш. магн. поля коэф. П. з. уменьшается, а с ростом частоты растёт. В нек-рых веществах взаимодействие акустич.

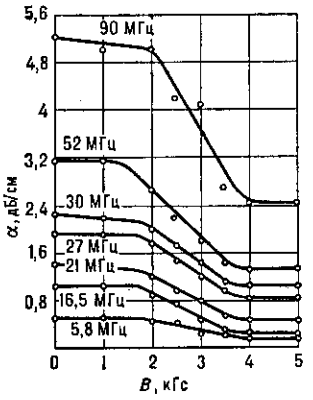


Рис. 8. Зависимость α различных частот в никеле от магнитной индукции B при распространении вдоль оси [110].

волны с системой ядерных спинов или же с электронными спинами парамагн. центров может приводить к резонансному П. з. (см. *Акустический парамагнитный резонанс*, *Акустический ядерный магнитный резонанс*).

В поликристаллах как величина коэф. П. з., так и его частотный ход зависят от соотношения между размерами кристаллита a, длиной тепловой волны $\Lambda = \sqrt{\chi/\omega}$ и длиной волны звука λ. При низких частотах ($\omega \ll \chi/a^2$, где $\chi = \varkappa/\rho c_p$ — коэф. температуропроводности) $\alpha \sim \omega^2$. На ВЧ, т. е. при $\omega \gg c/a$, снова $\alpha \sim \omega^2$, а в области частот $\chi/a^2 \ll \omega \ll c/a$ коэф. $\alpha \sim \sqrt{\omega}$. Аналогичный характер имеет поглощение поперечных волн в тонких пластинках и стержнях, где толщина пластинки играет ту же роль, что и размеры кристаллита в поликристаллах.

При фазовых переходах 2-го рода П. з. аномально возрастает с приближением темп-ры к темп-ре перехода T_λ, что связано с ростом термодинамич. флуктуаций. С ростом интенсивности звука становятся существенными нелинейные эффекты, к-рые приводят к зависимости коэф. П. з. от амплитуды (см. *Нелинейная акустика*).

Методы измерения П. з. разнообразны и зависят от вещества, в к-ром П. з. измеряется, от диапазона частот и величины коэф. П. з. Во всех методах измерений важно выделить истинное поглощение и отделить его от др. явлений, приводящих к уменьшению амплитуды звука, таких, как сферич. расхождение, дифракц. эффекты, рассеяние, а также потери на склейках и пр.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Алфрей Т., Механические свойства высокополимеров, пер. с англ., М., 1952; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Herzfeld K., Litovitz T.,

Absorption and dispersion of ultrasonic waves, N. Y.— L., 1959; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 4; т. 2, ч. А, М., 1968; т. 3, ч. Б, М., 1968, гл. 5 и 6; т. 4, ч. Б, М., 1970, гл. 2; Колесников А. Е., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Wells P. N. T., Biomedical ultrasonics, L.—[a. o.], 1977; Клей К., Медвин Г., Акустическая океанография, пер. с англ., М., 1980; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984.

А. Л. Поляков.

ПОГЛОЩЕ́НИЕ РАДИОВО́ЛН — превращение энергии эл.-магн. волны радиодиапазона при распространении в среде в др. виды энергии. Различают нерезонансное и резонансное П. р. Нерезонансное П. р.— преобразование энергии радиоволны в тепловую энергию среды. При резонансном П. р. энергия радиоволны расходуется на переходы молекул вещества в более высокие энергетич. состояния.

Нерезонансное П. р. может происходить из-за конечной проводимости коаксиальных кабелей, волноводов и т. п. при распространении радиоволн в фидерных СВЧ-линиях питания приёмно-передающего оборудования (см. *Волновод металлический*); из-за конечной проводимости земной поверхности при распространении *земной волны* (см. *Распространение радиоволн*); за счёт затрат энергии радиоволны на преодоление взаимного трения молекул газа, обладающих электрич. и магн. моментами, и частиц гидрометеоров (дождя, града и т. п.) при распространении волн в тропосфере; из-за трения электронов, находящихся под воздействием эл.-магн. поля радиоволны, с ионами и нейтральными частицами плазмы при распространении волн в ионосферной и космич. плазме. Резонансное П. р. в тропосфере обусловлено переходом молекул газа в более высокие энергетич. состояния за счёт энергии радиоволны. Оно достигает максимума при совпадении частоты волны с одной из частот разрешённых квантовых переходов (см. *Квантовая электроника*, *Радиоспектроскопия*).

Поглощение приводит к ослаблению радиоволн. При распространении земной волны такое ослабление практически отсутствует для сверхдлинных волн и растёт с увеличением частоты волны. В тропосфере П. р. проявляется на частотах выше 10 ГГц. При этом осн. поглощение санти- и миллиметровых волн вызывают кислород (резонансные полосы поглощения вблизи частот 60 и 120 ГГц) и водяной пар (полосы поглощения вблизи 22 и 183 ГГц). П. р. в околоземной плазме пренебрежимо мало на частотах выше 100 МГц. Для коротких и средних радиоволн (КВ и СВ) осн. поглощение происходит в *D* слое ионосферы. Наиб. сильно поглощение КВ проявляется в высоких широтах во время геофиз. возмущений. Поглощение сверхдлинных радиоволн (СДВ) зависит от состояния нижней ионосферы: при сравнительно слабых ионосферных возмущениях П. р. растёт с ростом возмущений, а при более интенсивных возмущениях оно может уменьшаться (см. *Сверхдлинные волны*). Особо следует отметить нерезонансное поглощение мощных радиоволн при распространении в ионосферной плазме, когда возможно как увеличение, так и уменьшение П. р. с ростом мощности радиоволн.

П. р., вызывая ослабление радиоволн, может отрицательно сказываться на работе систем радиосвязи, радионавигации и т. п. (напр., во время сильных магн. бурь в полярных районах аномальное поглощение КВ может приводить к нарушению коротковолновой радиосвязи в течение неск. суток). Для уменьшения П. р. в фидерных СВЧ-линиях приходится применять слабопоглощающие диэлектрики, радиоволноводы с покрытиями из высокопроводящих металлов (Ag, Au) и т. п. Но в ряде случаев П. р. играет и положительную роль. Явление П. р. широко используется в радиоспектроскопии, при исследовании природных ресурсов Земли, околоземного и космич. пространства радиофиз. методами. Свойства нек-рых материалов (напр., графита) эффективно поглощать радиоволны используются при изготовлении отд. узлов СВЧ-радиоаппаратуры (аттенюаторов, неотражающих нагрузок и т. п.).

Лит. см. при ст. *Распространение радиоволн.*

В. А. Алимов.

ПОГЛОЩЕ́НИЕ СВЕ́ТА — уменьшение интенсивности оптич. излучения при прохождении через к.-л. среду за счёт взаимодействия с ней, в результате к-рого световая энергия переходит в др. виды энергии или в оптич. излучение др. спектрального состава. Осн. законом П. с., связывающим интенсивность I пучка света, прошедшего слой поглощающей среды толщиной l с интенсивностью падающего пучка I_0, является закон Бугера $I = I_0\exp(-k_\lambda l)$. Не зависящий от интенсивности света коэф. k_λ наз. показателем поглощения, причём k_λ, как правило, различен для разных длин волн λ. Этот закон был экспериментально установлен П. Бугером (P. Bouguer, 1729) и впоследствии теоретически выведен И. Ламбертом (J. H. Lambert, 1760) при очень простых предположениях, что при прохождении любого слоя вещества интенсивность светового потока уменьшается на определённую долю, зависящую только от k_λ и толщины слоя l, т. е. $dI/I = -k_\lambda dl$. Решением этого ур-ния и является *Бугера — Ламберта — Бера закон*. Физ. смысл его состоит в том, что сам процесс потери фотонов пучка в среде, характеризуемый k_λ, не зависит от их плотности в световом пучке, т. е. от интенсивности света, и от толщины поглощающего слоя l. Это справедливо при не слишком больших интенсивностях излучения (см. ниже).

Зависимость k_λ от длины волны света λ называется спектром поглощения вещества. Спектр поглощения изолир. атомов (напр., разреженные газы) имеет вид узких линий, т. е. k_λ отличен от нуля только в нек-рых узких диапазонах длин волн (сотые — тысячные доли нм), соответствующих частотам собств. колебаний электронов внутри атомов. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в них, состоит из существенно более широких областей длин волн (т. н. полосы поглощения, десятые доли — сотни нм; см. *Молекулярные спектры*). Поглощение твёрдых тел характеризуется, как правило, очень широкими областями (сотни и тысячи нм) с большим значением k_λ; качественно это объясняется тем, что в конденсир. средах сильное взаимодействие между частицами приводит к быстрой передаче всему коллективу частиц энергии, отданной светом одной из них.

Качеств. картина процессов взаимодействия излучения с веществом, происходящих на атомном уровне и приводящих к П. с., может быть получена в рамках квазиклассич. подхода. В основе его лежит модель, рассматривающая атомы как совокупность гармонич. *осцилляторов*: электроны в атомах (молекулах) колеблются около положения равновесия. Такая модель приемлема для разреженных газов и паров металлов, где можно не учитывать влияния соседних атомов. Для жидких и твёрдых тел такая модель непригодна, т. к. поведение электронов, определяющих оптич. свойства атома, резко меняется под действием полей соседних атомов.

Спонтанное испускание атомов осцилляторной модели соответствует свободным (затухающим) колебаниям электронов. Собств. частоты этих колебаний ν_{nm} задаются 2-м постулатом Бора: $\nu_{nm} = (\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_m)/h$, где $\mathscr{E}_n$ и $\mathscr{E}_m$ — уровни энергии атома, между к-рыми совершается квантовый переход с испусканием света на частоте ν_{nm}.

При распространении в среде света, падающего на неё извне, колебания электронов в атомах носят вынужденный характер и совершаются с частотой падающей световой волны. При таком подходе П. с. связывается с потерями энергии волны на вынужденные колебания электронов. (Энергия, поглощённая атомом, может переизлучаться или переходить в др. виды энер-

гии.) Световое поле $E = E_0\exp(i\omega t)$, падающее на среду, вызывает колебания электронов, описываемые ур-нием

$$m_0\ddot{x}+m_0\gamma\dot{x}+m_0\omega_{nm}^2=e_0E_0\exp(i\omega t). \quad (1)$$

Здесь m_0 и e_0 — масса и заряд электрона, x — его смещение от положения равновесия, $\omega_{nm} = 2\pi\nu_{nm}$, γ — коэф., характеризующий затухание. Первый член в (1) описывает силу инерции, второй — $m\gamma\dot{x}$ — тормозящую силу, пропорц. скорости колебат. движения электрона и обусловливающую затухание его колебаний (аналогичную силе трения), третий член — упругую силу, пропорц. смещению электрона от положения равновесия; правая часть ур-ния (1) — вынуждающая сила. Решение этого ур-ния

$$x=-\frac{e_0E_0\exp(-i\omega t)}{m_0\left[\left(\omega_{nm}^2-\omega_0^2\right)-i\gamma\omega\right]}$$

при ненулевом γ есть величина комплексная, что и свидетельствует о поглощении энергии волны атомом. При комплексной связи вынуждающей силы и отклонения электрона комплексными оказываются, соответственно, и интегральные величины: диэлектрич. проницаемость $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + i4\pi\sigma/\omega$ (σ — проводимость, ε — веществ. часть диэлектрич. проницаемости) и показатель преломления $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}} = n - i\varkappa$. Мнимая часть величины $\tilde{n}$ прямо связана с характеристикой поглощающих свойств среды — показателем поглощения k_λ: $k_\lambda = 2\omega\varkappa/c = 4\pi\varkappa/\lambda$. Величина $\varkappa$, являющаяся, как и k_λ, ф-цией длины волны, наз. главным показателем поглощения. Введение комплексных величин $\tilde{\varepsilon}$ и $\tilde{n}$ позволило применить формальное описание, разработанное для прозрачных сред, и к поглощающим средам. Именно с поглощением света связана аномальная дисперсия, к-рая имеет место внутри полосы поглощения (см. *Дисперсия света*).

При рассмотрении П. с. с квантовой точки зрения вводится такая характеристика энергетич. уровней, как *населённость уровня* $N_{n,m}$ — число атомов, находящихся в данном энергетич. состоянии. В этом случае выражение для k_λ может быть представлено в виде

$$k_\lambda=\frac{4\pi e_0^2\Delta N_{nm}\omega^2\gamma}{cm_0\left[\left(\omega_{nm}^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\gamma^2\right]}, \quad (2)$$

где разность населённостей уровней n и m $\Delta N_{nm} = N_m - (g_m/g_n)N_n$ (здесь g_m и g_n — статистич. веса заселённости уровней). Зависимость k_λ от разности частот $\omega_{nm} - \omega$ наз. контуром линии поглощения. В рассмотренном классич. приближении ширина линии поглощения на уровне 0,5 от максимума $2\delta\nu = \gamma/2\pi$. Это т. н. естеств. ширина линии. В реальных средах имеется ряд причин, увеличивающих ширину линии поглощения, иногда во много раз. Гл. причиной уширения линии поглощения в газах служит эффект Доплера, возникающий вследствие беспорядочного движения атомов (см. *Уширение спектральных линий*).

При спец. условиях возбуждения возможна т. н. и н в е р с н а я н а с е л ё н н о с т ь, когда $\Delta N_{nm} < 0$, т. е. когда населённость верхнего уровня больше населённости нижнего. В этом случае, как видно из (2), меняет знак и показатель поглощения k_λ — среда характеризуется т. н. о т р и ц а т е л ь н ы м п о г л о щ е н и е м. Свет, проходящий через такую среду, не ослабляется, а, наоборот, усиливается. Среды, в к-рых возможно создание (тем или иным способом) инверсной населённости уровней, используются для создания лазеров и усилителей света.

Поскольку поглощение фотона приводит к переводу атома с нижнего уровня на верхний, то процесс поглощения влияет на заселённость энергетич. уровней. При обычно наблюдаемых интенсивностях света количество поглощаемых фотонов намного меньше числа поглощающих атомов, поэтому ΔN_{nm} не зависит от интенсивности света. Соответственно, не зависит от неё и k_λ. Однако, если интенсивность падающего на среду света достаточно велика, то в возбуждённое состояние может перейти значит. доля поглощающих атомов. Это приведёт к тому, что и ΔN_{nm} и k_λ будут зависеть от интенсивности света — возникнет т. н. н е л и н е й н о е п о г л о щ е н и е. В этом случае закон Бугера перестаёт быть справедливым. В пределе, при очень высокой интенсивности падающего света, населённости верх. и ниж. уровней выравниваются и среда перестаёт поглощать свет — просветляется, т. е. свет проходит через такую среду, вообще не испытывая поглощения (см. *Самоиндуцированная прозрачность*).

При очень высокой интенсивности света возможна и ещё одна особенность П. с.— *многофотонное поглощение*, когда в одном акте одновременно поглощается несколько (i) фотонов меньших частот при условии $\omega_1 + \omega_2 + \ldots + \omega_i = \omega_{nm}$.

П. с. используется в разл. областях науки и техники. Так, на нём основаны мн. особо высокочувствительные методы количеств. и качеств. хим. анализа, в частности абсорбционный *спектральный анализ*, *спектрофотометрия*, *колориметрия*. Вид спектра П. с. удаётся связать с хим. структурой вещества, по виду спектра поглощения можно исследовать характер движения электронов в металлах, выяснить зонную структуру полупроводников и мн. др.

Лит.: Л а н д с б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; С о к о л о в А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Е л ь я ш е в и ч М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; К о р о л ё в Ф. А., Теоретическая оптика, М., 1966; Б о р н М., В о л ь ф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

А. П. Гагарин.

ПОГЛОЩЕ́НИЯ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТ — отношение *потока излучения*, поглощённого данным телом, к потоку излучения, упавшему на это тело. Если падающий поток имеет широкий спектр, указанное отношение характеризует т. н. и н т е г р а л ь н ы й П. к.; если же диапазон частот падающего света узок, то говорят о м о н о х р о м а т и ч е с к о м П. к.— *поглощательной способности* тела. В соответствии с законом сохранения энергии для монохроматич. излучения сумма П. к., *отражения коэффициента* и *пропускания коэффициента* равна единице. В отличие от *поглощения показателя*, характеризующего свойства вещества, П. к. зависит от толщины слоя, сквозь к-рый проходит свет, т. е. от размеров тела, от темп-ры, от состояния отражающей поверхности. В спектроскопии иногда под термином «П. к.» понимают показатель поглощения.

А. П. Гагарин.

ПОГЛОЩЕ́НИЯ ПОКАЗА́ТЕЛЬ (k_λ) — величина, обратная расстоянию, на к-ром поток монохроматич. излучения длины волны λ, образующий параллельный пучок, ослабляется в результате поглощения в веществе в e (натуральный П. п.) или в 10 (десятичный П. п.) раз (ГОСТ 7601—78). П. п. измеряется в $см^{-1}$ или $м^{-1}$. Зависимость П. п. от частоты излучения наз. спектром поглощения вещества. Наряду с величиной k_λ применяется также величина $\varkappa = k_\lambda\lambda/4\pi$ (см. *Бугера — Ламберта — Бера закон*).

ПОГЛОЩЁННАЯ ДО́ЗА — поглощённая энергия излучения, рассчитанная на единицу массы облучённого вещества (см. *Доза* излучения).

ПОГРАНИ́ЧНЫЙ СЛОЙ — область течения вязкой жидкости (газа) с малой по сравнению с продольными размерами поперечной толщиной, появляющаяся у поверхности обтекаемого твёрдого тела или у границы раздела двух потоков жидкости с разл. скоростями, темп-рами или хим. составом. Возникновение П. с. связано с явлением переноса в жидкости кол-ва движения, теплоты и массы, характеризуемых коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии. Образование и развитие П. с. можно проследить на примере д и н а м и ч е с к о г о (скоростного) П. с. у поверхности

тела, обтекаемого потоком жидкости или газа (рис. 1). Вследствие вязкости жидкости она «прилипает» к поверхности тела, т. е. на стенке продольная составляющая скорости жидкости равна нулю (если поверхность тела непроницаемая, то здесь равна нулю и поперечная составляющая скорости). Разрыв продольной составляющей скорости в вязкой жидкости существовать

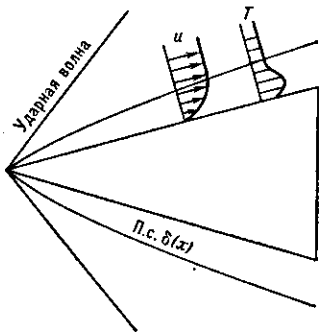


Рис. 1. Профили скорости и температуры в пограничном слое на поверхности острого конуса в сверхзвуковом потоке газа.

не может, поэтому возникает переходная область течения, т. е. П. с., в к-ром происходит плавное изменение скорости от нуля на стенке до нек-рого конечного значения во внеш. потоке, где влияние вязкости исчезает. Толщина такой переходной области и профиль скорости в ней определяются ур-ниями сохранения кол-ва движения. Помимо динамич. П. с. при обтекании тела можно выделить также тепловой (температурный) П. с., образующийся в случае несовпадения темп-ры поверхности тела и темп-ры жидкости, а также концентрационный (диффузионный) П. с., образующийся при протекании на стенке хим. реакции или же при вдуве инородного газа через проницаемую поверхность тела. В тепловом П. с. темп-ра жидкости непосредственно у стенки равна темп-ре поверхности тела. Если тело обтекается жидкостью с малой скоростью, то внутри теплового П. с. происходит монотонное изменение темп-ры жидкости от темп-ры поверхности до темп-ры внеш. потока. Если же тело обтекается сверхзвуковым потоком газа, то внутри теплового П. с. вследствие торможения газа и перехода кинетич. энергии во внутр. энергию молекул может возникать максимум темп-ры.

Другой часто встречающийся на практике случай П. с.— это слой смешения, образующийся у границы струи, истекающей из сопла, напр. летат. аппарата с воздушно-реактивным или ракетным двигателем (рис. 2). В слое смешения скорость газа изменяется от скорости полёта до скорости истечения продуктов

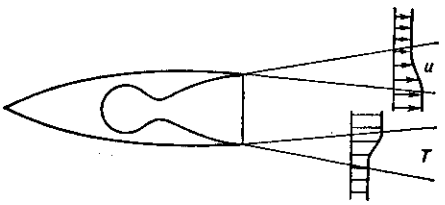


Рис. 2. Слой смешения при истечении струи из сопла ракеты при полёте в атмосфере.

сгорания из сопла (в системе координат, связанной с летат. аппаратом), а темп-ра — от темп-ры атмосферы до темп-ры продуктов сгорания. Так же плавно изменяются концентрации компонент внеш. среды и продуктов сгорания.

Толщина динамич. П. с. определяется критерием Рейнольдса (см. *Рейнольдса число Re*), к-рый характеризует соотношение между инерц. силами и силами внутр. трения. Чем больше Re, тем меньше толщина П. с. по сравнению с характерным размером тела. Обычно число Re намного превышает единицу, так что толщина П. с. δ мала по сравнению с размерами тела. Кроме того, при этом оказывается несущественным изменение давления поперёк П. с. В результате параметры жидкости или газа на внеш. границе П. с. могут быть определены так, как будто тело обтекается потоком идеальной (невязкой) жидкости. В более строгой постановке следует рассматривать обтекание идеальной жидкостью нек-рого эфф. тела, увеличенного на т. н. толщину вытеснения П. с. Это позволяет упростить методы расчёта трения и теплообмена между телом и обтекающей его жидкостью (газом). Для этого поток подразделяют на две части — область течения идеальной жидкости и тонкий П. с. у поверхности тела. Решая задачу об обтекании тела невязким потоком, находят распределение давления вдоль поверхности тела, а тем самым и давление в П. с. Течение внутри П. с. рассчитывается после этого с учётом вязкости, теплопроводности и диффузии, что позволяет определить силы поверхностного трения и коэф. тепло- и массообмена.

Соотношение между толщинами динамич. и теплового П. с. определяется *Прандтля числом* Pr, а соотношение между толщинами динамич. и концентрац. П. с.— *Шмидта числом* Sc. Для воды, воздуха и мн. др. непроводящих жидкостей и газов числа Pr и Sc близки к 1, вследствие чего толщины динамич., теплового и концентрац. П. с. близки между собой.

Наличие вынужденного течения жидкости или газа не является обязательным для образования П. с. у поверхности тела. Примером является П. с., образующийся у поверхности погружённого в жидкость тела или у стенок сосуда с жидкостью в случае свободной *конвекции*, возникающей при наличии разности темп-р жидкости и твёрдой стенки (рис. 3). В этом случае толщина П. с. определяется *Грасгофа числом* Gr.

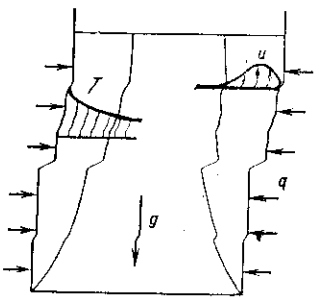


Рис. 3. *Пограничный слой на стенках сосуда с жидкостью при* подводе тепла сбоку.

Характер течения жидкости внутри П. с. показывает, что при достаточно больших размерах тела (а точнее, при достаточно больших числах Re или Gr, рассчитываемых по длине тела) существуют два режима течения — ламинарное и турбулентное.

Ламинарный П. с. В нач. части П. с. течение является ламинарным, упорядоченным. Отд. частицы жидкости движутся по плавным траекториям, не пересекаясь и не перемешиваясь друг с другом. Форма этих траекторий близка к форме обтекаемого тела.

Дифференц. ур-ния течения вязкого теплопроводного однородного газа в ламинарном П. с. у поверхности тела произвольной формы могут быть получены из *Навье — Стокса уравнений*, отбрасыванием членов, к-рые несущественны при достаточно больших числах Рейнольдса, когда толщина П. с. мала по сравнению с размерами тела. Основы такого подхода были заложены Л. Прандтлем (L. Prandtl) в 1904. В случае стационарного двумерного течения эти упрощённые ур-ния Навье — Стокса, известные как ур-ния П. с., или ур-ния Прандтля, представляют собой нелинейные дифференц. ур-ния параболич. типа и имеют вид: ур-ние сохранения количества движения

$$\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{dp}{dx}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right); \qquad (1)$$

ур-ние сохранения энергии

$$\rho u c_p\frac{\partial T}{\partial x}+\rho v c_p\frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)+u\frac{dp}{dx}+\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2; \qquad (2)$$

ур-ние неразрывности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}=0. \qquad (3)$$

Здесь x и y — координаты, направленные вдоль поверхности тела и по нормали к ней, u и v — составляющие скорости вдоль этих координат, ρ — плотность, p — давление, μ — коэф. динамич. вязкости, T — темп-ра, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, λ — коэф. теплопроводности.

Граничные условия к системе ур-ний (1) — (3) имеют вид:

при $y=0$ величины $u=0$, $v=v_w$, $T=T_w$;

при $y\to\infty$ $u\to u_1$, $T\to T_1$.

В случае смеси газов, в к-рой могут протекать хим. реакции, к ур-ниям (1) — (3) добавляются ур-ния неразрывности для отд. компонент

$$\rho u\frac{\partial c_i}{\partial x}+\rho v\frac{\partial c_i}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial y}(\rho c_i V_i)+w_i \quad (i=1,2,\ldots,N-1), \qquad (4)$$

а ур-ние сохранения энергии удобнее записывать через энтальпию H газа

$$\rho u\frac{\partial H}{\partial x}+\rho v\frac{\partial H}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\lambda}{c_p}\frac{\partial H}{\partial y}\right)+u\frac{dp}{dx}+$$
$$+\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2+\frac{\partial}{\partial y}\left[\sum_i \rho c_i V_i\left(H_i-h_i^0\right)\right], \qquad (5)$$

где c_i — массовая концентрация i-й компоненты, V_i — скорость диффузии, w_i — массовая скорость образования i-й компоненты в единице объёма в результате хим. реакций, H_i — энтальпия i-й компоненты и h_i^0 — теплота образования i-й компоненты при стандартных условиях. Скорость диффузии определяется градиентами концентраций отд. компонент (концентрац. диффузия), а также градиентом темп-ры (термодиффузия).

Для решения ур-ний П. с. используются разл. методы, среди к-рых можно выделить две осн. группы — численные (конечно-разностные) и интегральные. Первая группа методов основана на численном интегрировании исходных ур-ний П. с. методом сеток, или конечных разностей. Совр. ЭВМ позволяют это делать практически без внесения существенных упрощающих предположений, с учётом всех особенностей геометрии, физ.-хим. процессов и т. п. Широкое распространение в численных расчётах получил анализ ур-ний П. с. для разл. частных случаев, когда, вводя спец. переменные и опуская нек-рые несущественные члены, с одной стороны, получают упрощение исходной системы ур-ний, а с другой — сами результаты получаются в более обобщённом виде. К ним относятся разл. автомодельные решения, для к-рых имеет место понижение размерности задачи (напр., случаи П. с. на плоской пластине и конусе, в окрестности критич. точки затуплённого тела, на клиновидных телах в дозвуковом потоке). См. *Автомодельное течение*.

Вторая группа методов основана на использовании ур-ний П. с. в интегральной форме. В этих ур-ниях в качестве зависимых переменных выступают нек-рые интегральные характеристики П. с.: толщина вытеснения

$$\delta^*=\int_0^\delta\left(1-\frac{\rho u}{\rho_1 u_1}\right)du, \qquad (6)$$

толщина потери импульса

$$\delta^{**}=\int_0^\delta\frac{\rho u}{\rho_1 u_1}\left(1-\frac{u}{u_1}\right)du, \qquad (7)$$

толщина потери энергии

$$\delta^{***}=\int_0^\delta\frac{\rho u}{\rho_1 u_1}\left(\frac{H_{01}-H_0}{H_{01}-H_w}\right)dy \qquad (8)$$

(индексы «1» относятся к внеш. потоку, «01» — к границе П. с., «0» — к П. с., а «w» — к обтекаемой поверхности). Интегральные ур-ния П. с. получаются из дифференц. ур-ний типа (1) — (5) интегрированием последних по поперечной координате от 0 до внеш. границы П. с.

$$\frac{d}{dx}\left(\rho_1 u_1^2\delta^{**}\right)+\rho_1 u_1\frac{du_1}{dx}\delta^*=\tau_w, \qquad (9)$$

$$\frac{d}{dx}\left[\rho_1 u_1(H_{01}-H_w)\delta^{***}\right]=q_w, \qquad (10)$$

где τ_w — напряжение трения на поверхности тела, а q_w — тепловой поток через его поверхность. Интегральные ур-ния позволяют учесть изменяющиеся условия течения вверх по потоку от рассматриваемой точки тела.

Для решения интегральных ур-ний П. с. (9) — (10) необходимо иметь сведения о профилях скорости и энтальпии (или темп-ры) внутри П. с. В основе разл. приближённых методов решения ур-ний П. с. лежит использование нек-рых наборов профилей скоростей и темп-р внутри П. с., напр. степенные профили. Знание профилей скорости и темп-ры позволяет связать между собой разл. характерные толщины П. с., входящие в ур-ния (9) — (10).

Турбулентный П. с. По мере увеличения расстояния вдоль поверхности тела местное число Рейнольдса возрастает и начинает проявляться неустойчивость ламинарного течения по отношению к малым возмущениям. Такими возмущениями могут служить пульсации скорости во внеш. набегающем потоке, шероховатость поверхности и др. факторы. В результате ламинарная форма течения переходит в турбулентную, при этом на главное «осреднённое» движение жидкости или газа в продольном направлении накладываются хаотич., пульсац. движения отд. жидких конгломератов в поперечном направлении. В результате происходит интенсивное перемешивание жидкости, вследствие чего интенсивность переноса в поперечном направлении кол-ва движения, теплоты и массы резко увеличиваются. Потеря устойчивости и переход к турбулентному режиму течения внутри П. с. происходят при нек-ром характерном числе Рейнольдса, к-рое наз. критическим. Величина $Re_{кр}$ зависит от мн. факторов — степени турбулентности набегающего потока, шероховатости поверхности *Маха числа* M внеш. потока, относит. темп-ры поверхности, вдува или отсоса вещества через поверхность тела и др. Поскольку переход ламинарного режима течения в турбулентный связан с потерей устойчивости, то сам этот процесс не является достаточно стабильным, вследствие чего имеет место «перемежаемость» режима течения в пределах нек-рой области, к-рую называют областью перехода.

Изменение режима течения в П. с. сопровождается утолщением слоя и деформацией профилей скорости, темп-ры и концентраций. Одновременно возрастают коэф. поверхностного трения, тепло- и массообмена, а также изменяется характер их распределения вдоль поверхности тела (рис. 4).

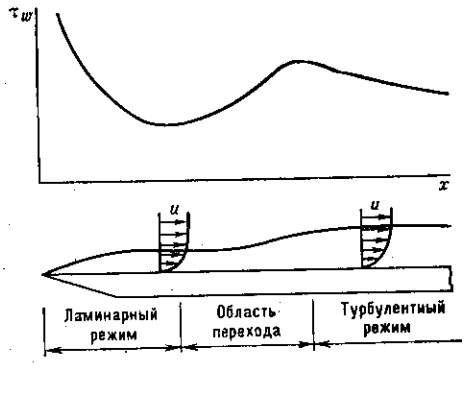


Рис. 4. Изменение режима течения в пограничном слое и поверхностного трения на плоской пластине.

Течение внутри турбулентного П. с. носит пульсационный, хаотич. характер: давление, плотность, скорость, темп-ра, концентрации и др. характеристики поля течения быстро изменяются, пульсируют, и притом хаотически. В этом случае при матем. описании течения каждый параметр можно представить в виде суммы осреднённого по времени, или среднего, значения и пульсационного. Напр., $u = \bar{u} + u'$, $T = \bar{T} + T'$. Интеграл по времени от пульсац. составляющей любого параметра за достаточно большой интервал времени $\Delta\tau$ (строго говоря, при $\Delta\tau \to \infty$) равен нулю

$$\frac{1}{\Delta\tau}\int_{\Delta\tau} u'\,d\tau = \bar{u}' = 0, \quad \frac{1}{\Delta\tau}\int_{\Delta\tau} T'\,d\tau = \bar{T}' = 0.$$

Однако осреднённые значения произведений пульсац. составляющих разл. параметров могут и не обращаться в нуль, что свидетельствует о корреляции между пульсациями. Именно корреляция между пульсациями разл. параметров объясняет нек-рый дополнит. механизм передачи кол-ва движения, энергии и диффузии в поперечном направлении.

Дифференц. ур-ния турбулентного П. с. имеют тот же вид, что и ур-ния ламинарного П. с. (1) — (5), с той лишь поправкой, что входящие в эти ур-ния коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии представляются в виде суммы молекулярной и турбулентной составляющих. Вследствие наличия в этих ур-ниях турбулентных коэф. переноса вся система ур-ний турбулентного П. с. оказывается незамкнутой. Поэтому для получения приближённых решений ур-ний турбулентного П. с. привлекаются дополнит. гипотезы и допущения. В частности, весьма плодотворной оказалась предложенная Л. Прандтлем гипотеза «пути перемешивания» l, позволяющая выразить коэф. турбулентной вязкости μ_T через ср. плотность и градиент ср. скорости

$$\mu_T = \bar{\rho} l^2 \left|\frac{\partial u}{\partial y}\right|. \qquad (11)$$

С помощью аналогичных выражений могут быть представлены также коэф. турбулентной теплопроводности и коэф. турбулентной диффузии.

В общем случае турбулентный П. с. можно по высоте разделить на 3 области (рис. 5): пристеночный ламинарный подслой, где турбулентные пульсации затухают

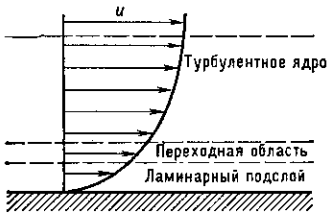


Рис. 5. Внутреннее строение турбулентного пограничного слоя.

и решающую роль играют молекулярные вязкость и теплопроводность; турбулентное ядро, в к-ром турбулентные вязкость и теплопроводность существенно превышают соответствующие молекулярные переносные свойства, и промежуточную переходную область. В результате многочисленных эксперим. исследований установлено, что распределение скорости внутри турбулентного ядра описывается нек-рым универсальным эмпирич. законом

$$\frac{u}{u_\tau} = 5{,}6 \lg \frac{y u_\tau}{\nu} + 4{,}9,$$

где $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ — т. н. скорость сдвига, или динамич. скорость, а $\nu = \mu/\rho$ — кинематич. вязкость. Следует отметить, что логарифмич. закон распределения скорости внутри турбулентного ядра П. с. может быть получен исходя из ф-лы Прандтля для турбулентной вязкости (11) в предположении, что входящий в эту ф-лу путь перемешивания l пропорц. расстоянию от стенки. При построении приближённых методов расчёта турбулентного П. с. широко используются также степенные профили скорости и темп-ры

$$\frac{u}{u_1} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n}, \quad \frac{T_0 - T_w}{T_{01} - T_w} = \left(\frac{y}{\delta_T}\right)^{1/n_1},$$

где T_0, T_{01} и T_w — соответствующие темп-ры торможения в П. с., на границе П. с. и стенки. Значения показателей степени для дозвуковых скоростей изменяются от $^1/_7$ до $^1/_9$ при увеличении числа Рейнольдса и несущественно возрастают при больших числах Маха.

В прикладных расчётах трения, тепло- и массообмена в турбулентном П. с. наиб. распространение получили полуэмпирич. методы, в частности метод, основанный на эксперим. данных по турбулентному трению на плоской пластине (аналогия процессов тепломассообмена и трения и введение понятия «эффективной длины»). Эксперим. данные по турбулентному коэф. трения на плоской пластине, обтекаемой сверхзвуковым потоком, могут быть представлены аппроксимационной ф-лой

$$c_{fw} = 0{,}059\,\mathrm{Re}_w^{0{,}8}\left(\frac{T_w}{T_e}\right)^{0{,}4}\left(1 + r\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{0{,}11},$$

где $c_{fw} = 2\tau_w/\rho_w u_1^2$ — коэф. поверхностного трения, $Re_w = \rho_w u_1 x/\mu_w$ — число Рейнольдса, $T_e = T_1(1 + r(k-1)M_1^2/2)$ — равновесная темп-ра стенки, r — коэф.восстановления темп-ры, M_1 — число Маха внеш. потока, $k = c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме.

Предположение об аналогии процессов тепломассообмена и трения, следующее из самого вида ур-ний П. с., позволяет для безразмерного коэф. теплообмена на пластине — *Нуссельта числа* Nu — записать ф-лу, к-рая хорошо согласуется с имеющимися эксперим. данными:

$$Nu_w = \frac{\alpha x}{\lambda_w} = 0{,}0296\,Re_w^{0{,}8}\,Pr_w^{0{,}43}\left(\frac{T_w}{T_e}\right)^{0{,}4}\left(1 + r\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{0{,}11}$$

(α — коэф. теплоотдачи, λ_w — коэф. теплопроводности газа на стенке). Для переноса этой зависимости на случай П. с. на теле произвольной формы может быть использован предложенный В. С. Авдуевским метод «эффективной длины», предполагающий, что тепловой поток в рассматриваемой точке тела будет таким же, как в нек-рой точке на пластине при одинаковых местных параметрах течения и при условии, что в рассматриваемых точках тела и пластины толщины потери энергии δ^{***} (8) также одинаковы. Т. о., задача теплообмена сводится к определению эфф. длины пластины, для к-рой достигается необходимое значение толщины потери энергии. Если темп-ра стенки постоянна, то, напр., для осесимметричного тела при произвольном распределении давления вдоль поверхности эфф. длина $x_{эф}$ равна

$$x_{эф} = \frac{1}{r^{5/4}\rho_w u_1}\int_0^x R^{5/4}\rho_w u_1\,dx,$$

где R — переменный радиус поперечного сечения тела, а u_1 — скорость жидкости или газа на внеш. границе П. с.

Течение в П. с. оказывает решающее влияние на явление отрыва потока от поверхности обтекаемого тела как во внешних (напр., обтекание крыла), так и во внутренних (напр., течение в диффузоре) течениях. Отрыв происходит в результате совместного действия двух осн. факторов — торможения жидкости в П. с. и воздействия перепада давления. Внутри П. с. скорость жидкости или газа уменьшается и её кинетич. энергия оказывается недостаточно для преодоления возрастающего давления. В результате вблизи поверхности возникает область возвратного течения, П. с. утолщается

и, наконец, осн. поток отрывается от стенки (рис. 6) (см. *Отрывное течение*).

Способность течения в П. с. противостоять повышению давления имеет важное значение в случае падения на тело *ударных волн*, или *скачков уплотнения*. Существует критич. значение отношения давлений в скачке

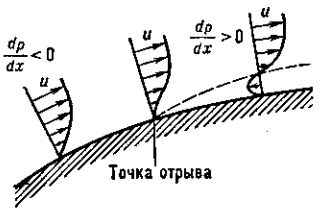


Рис. 6. Отрыв пограничного слоя при наличии положительного градиента давления.

p_2/p_1 (т. н. критич. перепад, где p_2 — давление за, а p_1 — перед скачком уплотнения), при к-ром взаимодействие скачка уплотнения с П. с. приводит к отрыву последнего. Величина критич. перепада давления $(p_2/p_1)_{кр}$ зависит от режима течения в П. с., числа Маха, а для ламинарного П. с. и от числа Рейнольдса. При воздействии достаточно сильного скачка уплотнения на тело П. с. отрывается и возникает конфигурация т. н. λ-скачка, у к-рого наклон передней «ножки» формируется таким образом, чтобы перепад давления на ней был равен критическому (рис. 7).

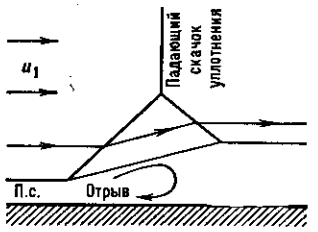


Рис. 7. Картина течения при взаимодействии пограничного слоя с действующим на тело скачком уплотнения.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; его же, Ламинарный пограничный слой, М., 1962; Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1974; Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975. *Н. А. Анфимов.*

ПОДВИЖНОСТЬ электронов и ионов в газе и низкотемпературной плазме — коэф. пропорциональности μ в соотношении $v_{др} = \mu E$, связывающем величину скорости дрейфа $v_{др}$ электронов (ионов) в газе с величиной напряжённости электрич. поля E, вызывающего этот дрейф. Понятие П. электронов и ионов имеет физ. смысл при условии, когда характерная длина пробега рассматриваемой заряж. частицы много меньше характерного размера системы в направлении движения частицы. П. электронов и ионов выражается через электронную (ионную) проводимость плазмы $\sigma_{e,i}$ соотношением

$$\mu_{e,i}=\sigma_{e,i}/eN_{e,i},$$

где $N_{e,i}$ — плотность электронов (ионов), e — заряд электрона. Теоретически П. электронов и ионов впервые анализировал П. Ланжевен (P. Langevin) в 1903, первым измерил μ_e Дж. Таунсенд (J. S. Townsend), изучая диффузию пучка электронов, движущихся в электрич. поле, и смещение этого пучка в магн. поле.

Согласно элементарной кинетич. теории, величина П. электронов и ионов выражается через характерную частоту упругих соударений $\nu_{e,i}$ заряж. частицы с частицами газа:

$$\mu_{e,i}=e/m\nu_{e,i} \qquad (1)$$

(m — *приведённая масса* заряж. частицы и частицы газа). Как следует из соотношения (1), величина П. электронов и ионов обратно пропорц. плотности нейтральных частиц N. Истинное значение П. отличается от результата оценки (1) вследствие сложного характера зависимости сечения упругого рассеяния $\sigma_{упр}$ от скорости соударения v_T. Решение кинетич. ур-ния Больцмана с учётом этой зависимости приводит к численному отличию истинного и приближённого значения μ не более чем на неск. десятков процентов.

П. электронов и ионов связана с их коэф. диффузии D в газе соотношением Эйнштейна

$$eD/\mu=(2/3)\mathscr{E}_c, \qquad (2)$$

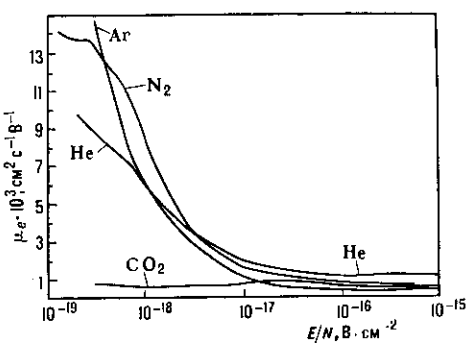
где $\mathscr{E}_c$ — характеристич. энергия электронов (ионов), значение к-рой близко к их ср. энергии и в точности совпадает с последней при слабых полях, когда имеет место максвелловское распределение заряж. частиц по энергиям ($\mathscr{E}_c = (3/2)kT$). П. ионов μ_i и электронов μ_e обычно исследуют раздельно, т. к. различны элементарные процессы, определяющие движение тех и др. частиц.

П. электронов. Осн. отличит. особенность П. электронов проявляется в зависимости μ_e от отношения напряжённости электрич. поля E к плотности газа N. Причина такой зависимости заключается в том, что из-за малой массы электроны при упругих столкновениях с тяжёлыми частицами теряют лишь незначит. часть энергии. Поэтому даже в слабых полях ср. энергия электронов в газе практически всегда превышает ср. энергию тяжёлых частиц и пропорц. величине энергии $eE\lambda = eE/N\sigma$, набираемой электроном за время между двумя столкновениями (λ — длина свободного пробега электрона в газе). Вследствие зависимости $\sigma(\mathscr{E})$ это приводит к зависимости П. электронов от отношения E/N (рис.). Характер такой зависимости определяется сортом газа. В табл. 1 приведены значения П. электронов в разл. газах при нормальных условиях.

Таблица 1.—**Подвижность электронов μ_e (см²/с·В) в газах при различных отношениях E/N.**

Газ	$E/N\cdot10^{-17}$, В·см²			
	0,03	1,0	10	100
He	8700	1900	930	1030
Ne	16000	2150	1400	960
Ar	14800	1100	410	270
Kr	12000	740	—	—
Xe	1980	520	—	240
H_2	5700	2300	700	470
N_2	13600	1600	670	370
O_2	32000	3700	1150	590
CO	—	3700	970	360
NO	—	4400	1700	—
CO_2	670	670	780	480
CH_4	—	—	310	260
CF_4	—	—	—	42

Экспериментально П. электронов определяют при измерении зависимости дрейфовой скорости электронов от приведённой напряжённости электрического поля E/N. Величину дрейфовой скорости находят либо на основании измерений проводимости плазмы и концентрации заряж. частиц, либо в результате измерения времени прохождения электронным роем определённого расстояния. Результаты измерений П. электронов служат одним из осн. источников определения энергетич.



Зависимость подвижности электронов μ_e в различных газах от отношения E/N.

зависимости сечения упругого рассеяния электронов на атоме или молекуле.

П. ионов, в отличие от П. электронов, в широком диапазоне изменения напряжённости электрич. поля E практически от него не зависит. П. ионов в собственном газе определяется резонансной *перезарядкой иона* на атоме. При столкновении с нейтральной частицей ион обменивается с ней зарядом, а возникший ион начинает движение, перенос заряда имеет эстафетный характер (*Сена эффект*). П. ионов в собств. газе надёжно рассчитывают на основе асимптотич. теории резонансной перезарядки ионов. С учётом зависимости сечения резонансной перезарядки $\sigma_{рез}$ от скорости соударений ионов П. ионов определяется формулой

$$\mu_i=\frac{1300\ см^2/В\cdot с}{N\sqrt{m_iT}\,\sigma_{рез}(2,13v_T)}, \qquad (3)$$

где m_i — масса иона, выраженная в единицах протонных масс, $v_T=\sqrt{2T/m_i}$ — ср. относит. скорость соударения, T — темп-ра. Поправки к выражению (3), учитывающие упругое рассеяние иона на атоме и поляризац. захват, при комнатной и более высокой темп-рах обычно не превышают 10—15%. В табл. 2 представлены значения П. ионов инертных газов и щелочных металлов в собств. газе, приведённые к атм. давлению.

Табл. 2.—**Подвижность μ_i ионов инертных газов и щелочных металлов**

Т, К	Газ				
	He	Ne	Ar	Kr	Xe
77	15,3	5,8	2,1	—	—
195	11,7	4,8	1,8	—	—
300	10,2	4,2	1,6	1,0	0,66

Т, К	Металл				
	Na	K	Pb	Cs	
500	0,37	0,23	0,14	0,10	
1000	0,29	0,18	0,11	0,077	

Осн. вклад в П. иона в чужом газе вносит упругое рассеяние иона на нейтральной частице (атоме, молекуле), характер к-рого определяется поляризац. взаимодействием заряда иона с наведённым диполем нейтральной частицы. При этом величина μ_i выражается через поляризуемость нейтральной частицы α соотношением

$$\mu_i=\frac{7,3\cdot10^{20}}{N\sqrt{\alpha m}}\left(\frac{см^2}{с\cdot В}\right), \qquad (4)$$

где m — приведённая масса иона и нейтральной частицы, выраженная в единицах протонных масс, α — поляризуемость нейтральной частицы в атомных единицах. Как следует из (4), П. ионов в чужом газе не зависит от T, что обусловлено обратной пропорц. зависимостью сечения упругого рассеяния при поляризац. взаимодействии $\sigma_{упр}\sim v_T^{-1}$. Поправки к (4), учитывающие вклад обменного взаимодействия иона с нейтральной частицей, обычно не превышают 10—20%.

П. ионов в растворах $U=Fu$, где F — *Фарадея постоянная*, u — скорость иона в см/с при напряжённости электрич. поля 1 В/см. Величина U зависит от природы иона, темп-ры, диэлектрич. проницаемости и концентрации раствора.

Лит.: Смирнов Б. М., Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М., Явления переноса в слабоионизированной плазме, М., 1975; Мак-Даниель И., Мэзон Э., Подвижность и диффузия ионов в газах, пер. с англ., М., 1976; Хаксли Л., Кромптон Р., Диффузия и дрейф электронов в газах, пер. с англ., М., 1977. *А. В. Елецкий.*

ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА в электронных проводниках — отношение скорости направленного движения носителей заряда — *электронов проводимости* и *дырок* (дрейфовой скорости $v_{др}$), вызванного электрич. полем, к напряжённости E этого поля:

$$\mu=v_{др}/E.$$

Дрейфовая скорость и, следовательно, П. н. з. ограничиваются процессами их рассеяния, к-рое происходит на дефектах кристаллич. решётки (гл. обр. на примесных атомах), а также на тепловых *колебаниях кристаллической решётки* (испуская или поглощая *фонон*, электрон изменяет свой квазиимпульс, а следовательно и скорость $v_{др}$). Поэтому П. н. з. зависит от темп-ры T. С понижением T доминирующим становится рассеяние на заряж. дефектах, вероятность к-рого растёт с уменьшением энергии носителей.

Ср. дрейфовая скорость $\bar{v}_{др}=eE\tau/m$, где m — *эффективная масса* носителей, e — их заряд, τ — время релаксации импульса (транспортное время). Отсюда:

$$\mu=e\tau/m.$$

Проводимость кристалла σ связана с П. н. з. соотношением

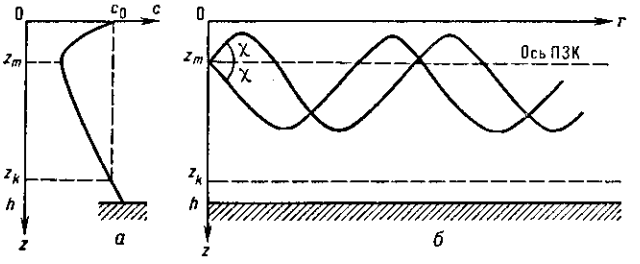
$$\sigma=ne\mu,$$

где n — концентрация носителей. Понятие П. н. з. играет важную роль при описании свойств *полупроводников* или др. проводников, в к-рых n зависит от T, т. к. позволяет разделить вклады в температурной зависимости $\sigma(T)$, возникающие из изменения n с темп-рой, и температурной зависимости вероятности *рассеяния носителей заряда*.

П. н. з. при $T=300$ К варьируется в пределах от 10^5 до 10^{-3} $см^2/В\cdot с$. В слабом электрич. поле подвижность $\mu>0$ как для электронов, так и для дырок, хотя направления их дрейфа противоположны. У разных типов носителей в одном и том веществе μ различны, а в анизотропных кристаллах μ зависит от направления поля E относительно кристаллографич. осей. В сильных электрич. полях ср. энергия электронов $\bar{\varepsilon}$ превышает равновесную и растёт с ростом поля E. При этом τ и, следовательно, μ также начинают зависеть от поля E (см. *Горячие электроны*).

Лит.: Блатт Ф.-Дж., Теория подвижности электронов в твердых телах, пер. с англ., М.—Л., 1963; Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984.

ПОДВОДНЫЙ ЗВУКОВОЙ КАНАЛ — природный *волновод акустический*, к-рый образуется в океане вследствие особого вида зависимости скорости звука от глубины. Скорость звука на нек-рой глубине, наз. осью П. з. к., достигает мин. значения. При отходе от оси вверх скорость звука растёт в основном из-за повышения темп-ры воды, при отходе вниз увеличивается из-за роста гидростатич. давления (ниже оси П. з. к. темп-ра близка к постоянной; рис., *а*). Осн. ха-



Подводный звуковой канал: *а* — типичная зависимость скорости звука от глубины; z_m — глубина оси канала, h — глубина океана, z_k — глубина, на к-рой скорость звука равна скорости звука у поверхности; *б* — лучевая картина распространения звука, когда источник звука расположен на глубине z_m.

рактеристиками П. з. к. являются глубина оси, ширина канала и величина перепада скорости звука у поверхности и на оси. Глубина оси П. з. к. в средних широтах составляет 1000—1200 м, в тропич. зонах опускается до 2000 м, а в арктич. и антарктич. районах выходит на поверхность (приповерхностный звуковой канал).

Если источник звука расположен на оси П. з. к. или вблизи неё, то звуковые лучи, выходящие под небольшими углами к оси, вследствие *рефракции звука* будут вновь и вновь возвращаться к ней, т. е. будут «захвачены» П. з. к. (т. н. волноводное распространение; рис., *б*). Чем больше разность значений скорости звука на поверхности и на оси П. з. к., тем в более широком интервале углов χ захватываются лучи, т. е. тем более эффективным будет П. з. к. При распространении в нём звуковые волны не касаются ни поверхности, ни дна океана и, следовательно, не рассеиваются и не поглощаются на его границах. Благодаря этому звук НЧ, для к-рых поглощение в морской воде весьма мало, может распространяться в П. з. к. на сотни и тысячи км («сверхдальнее» распространение). В одном из экспериментов звук от небольших подводных взрывов регистрировался на расстоянии 19000 км. Способность звука распространяться по П. з. к. на большие расстояния имеет многочисленные практич. приложения. П. з. к. в океане был открыт в сер. 40-х гг. 20 в.

Лит.: Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974; Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П., Акустика океана, в кн.: Физика океана, т. 2, М., 1978, гл. 2; их же, Теоретические основы акустики океана, Л., 1982.

Ю. П. Лысанов.

ПОДО́БИЯ ЗАКО́НЫ — свойственны таким физ. процессам, в к-рых характерные физ. величины, будучи ф-циями др. величин (аргументов), зависят от них не по отдельности, а от определённых комбинаций аргументов (напр., произведения, отношения и др.). Соответствующие П. з. кривые, отображая зависимость физ. величины от одного из аргументов, при изменении другого сохраняют свою форму, оставаясь подобными (см. *Подобия теория*).

П. з. в газовом разряде проявляются во мн. закономерностях поведения электронов в слабоионизов. газе. Напр., скорость дрейфа электронов $v_д$ в пост. электрич. поле напряжённостью E зависит от E и от плотности молекул N не порознь, а от их комбинации E/N. Часто слабоионизов. газ мало нагревается током, и его абс. темп-ра более или менее постоянна и близка к $T \approx 300$ К [темп-ра электронного газа существенно выше, $T_e \approx (1—3)\cdot 10^4$К]. При пост. темп-ре плотность N однозначно определяется давлением $p = NkT$, обычно используемым в физике газового разряда в качестве меры плотности. При темп-ре 20 °С $p = 1$ торр (1 мм рт. ст.) соответствует $N = 3{,}3\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$.

П. з. имеют большое практич. значение. Напр., для нахождения скорости дрейфа в определённом газе при двух условиях $E = 10$ В/см, $p = 10$ торр и $E = 20$ В/см, $p = 20$ торр достаточно одного измерения. В обоих случаях отношение E/p, а следовательно, и $v_д$ одинаковы. Результаты измерений ф-ции двух переменных $v_д(E,p)$ представляются не в виде семейства кривых, а в виде одной кривой $v_д(E/p)$. Зависимость $v_д(E/p)$ наглядно следует из ф-лы элементарной теории $v_д = eE/m\nu_m$, где ν_m — частота столкновений электрона с молекулами, пропорциональная N. Закономерность $v_д(E/p)$ сохраняется и в строгой теории, основанной на решении кинетич. ур-ния для ф-ции распределения электронов. Энергетич. спектр, от к-рого зависит $v_д$, как и ср. энергия электронов, является ф-цией E/N или E/p.

Частота ионизации ν_i в пост. поле E, т. е. число актов ионизации, к-рое совершает электрон в 1 с, подчиняется П. з. $\nu_i = pf(E/p)$, где f — нек-рая ф-ция, определяемая спектром электронов. В пост. поле электрон в среднем движется вдоль поля, и целесообразнее пользоваться ионизац. коэф. Таунсенда α — числом актов ионизации, к-рое электрон совершает на 1 см дрейфового пути: $\alpha = \nu_i/v_д = pf_1(E/p)$. Коэффициент α определяет напряжение пробоя $V_п$ промежутка d между плоскими электродами ($V_п$ наз. также потенциалом зажигания разряда). Величина $V_п$ для данного газа зависит от d и p. При этом справедлив П. з. $V_п = V_п(pd)$. Такие зависимости, найденные из опыта (рис. 1), наз. кривыми Пашена. *Пашена закон* подобия

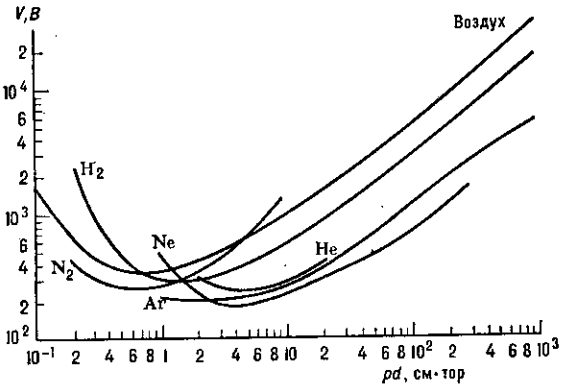


Рис. 1. Зависимости потенциалов зажигания от $\bar{p}$ (кривые Пашена) для различных газов.

вытекает из ур-ния Таунсенда $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$, $V_п = Ed$, выражающего условие воспроизводства размножающихся электронов в промежутке с учётом вытягивания зарядов из газового объёма на электроды и эмиссии электронов с катода под действием положит. ионов. Один ион при нейтрализации электроном катода вырывает дополнительно $\gamma \sim 10^{-1} — 10^{-3}$ электронов. С помощью эмпирической формулы Таунсенда $\alpha = Ape^{xp}(-Bp/E)$, где A и B — эксперим. константы, различные для каждого газа, для кривых Пашена получается явная ф-ла $V_п = B(pd)/(C + \ln pd)$, где $C = \ln[A/\ln(\gamma^{-1} + 1)]$. Напр., для азота в диапазоне $E/p = 100 \div 600$ В/см·торр, $A = 12$ см$^{-1}$·торр$^{-1}$, $B = 342$ В/(см·торр).

Плотность тока на катоде в нормальном тлеющем разряде $j_н$, толщина катодного слоя $d_н$ и катодное падение потенциала $V_н$ подчиняются П. з. $j_н/p^2 = \text{const}$, $pd_н = \text{const}$, $V_н = \text{const}$, где константы зависят только от рода газа и материала катода. Для продольного поля E в положит. столбе тлеющего разряда низкого давления в трубке радиуса R справедлив П. з. $E/p = f_2(pR)$. Он вытекает из равенства $\nu_i = \nu_d$, выражающего баланс числа зарядов в столбе. Здесь $\nu_d = D_a(2{,}4/R)^2 \sim 1/pR^2$ — ср. частота диффузионных уходов зарядов к стенкам трубки, где заряды взаимно нейтрализуются; D_a — коэф. амбиполярной диффузии.

В электрич. полях очень больших частот ω, превышающих частоту столкновений электронов с атомами ν_m, действуют П. з. по частоте поля: частота ионизации газа электронами зависит от отношения E/ω: $\nu_i = pf_3(E/\omega)$, где E — среднеквадратичная величина осциллирующего поля. При данном давлении газа частота ионизации остаётся неизменной, если с переходом к более высоким частотам пропорц. частоте увеличивается поле. Такая зависимость следует из выражения для скорости приобретения энергии электроном от переменного поля $(d\mathscr{E}/dt)_E = e^2E^2\nu_m/m\omega^2 \sim (E/\omega)^2 p$.

Для порогового поля пробоя газов короткими импульсами больших частот $\omega \gg \nu_m$ справедлив закон подобия $E_п/\omega = \text{const}$, выполняющийся в широком диапазоне частот или длин волн $\lambda = 2\pi c/\omega$, от видимого света до СВЧ-излучения. Для пробоя газа ИК-излучением требуются существенно более высокие поля, чем в случае СВЧ. На рис. 2 показаны (в логарифмич.

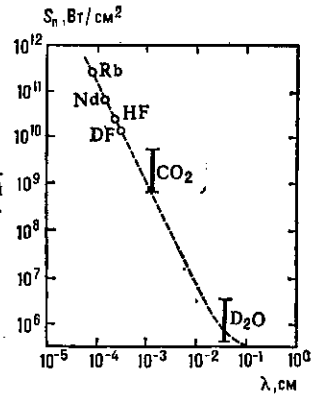


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения, необходимой для пробоя, от длины волны λ.

масштабе) измеренные интенсивности излучения $S_п = cE_п^2/4\pi$, необходимые для пробоя атм. воздуха импульсами разл. лазеров. Пунктир соответствует теоретич. зависимости $S_п \sim \lambda^{-2}$, отклонение пунктирной линии от логарифмич. прямой в области СВЧ-волн закономерно и связано с нарушением упомянутого выше условия $\omega \gg \nu_m$. П. з. по частоте также находит строгое обоснование в кинетич. ур-нии для электронов в осциллирующем поле.

Лит.: Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.

Ю. П. Райзер.

ПОДО́БИЯ КРИТЕ́РИИ — безразмерные числа, составленные из размерных физ. величин, определяющих рассматриваемое физ. явление. Любая физ. величина представляет собой произведение численного значения (чистого числа) на единицу измерения и, т. о., всегда зависит от выбора системы единиц измерения. Значения П. к. от единиц измерения не зависят. Равенство всех однотипных П. к. для двух физ. явлений (процессов) или систем — необходимое и достаточное условие физ. подобия этих систем (см. *Подобия теория*). П. к., представляющие собой отношения одноимённых физ. параметров систем, находящихся в одинаковых условиях, наз. тривиальными и при установлении определяющих П. к. обычно не рассматриваются: равенство их для двух систем определяет физ. подобие. Нетривиальные безразмерные комбинации, составленные из определяющих параметров, и являются П. к. Всякая новая комбинация из П. к. также есть П. к., что даёт возможность в каждом конкретном случае выбрать наиб. удобные и характерные критерии. Число определяющих нетривиальных П. к. меньше числа определяющих физ. параметров с разл. размерностями на величину, равную числу определяющих параметров с независимыми размерностями (см. *Размерностей анализ*).

Матем. модели законов природы, из к-рых получаются ур-ния, описывающие любое физ. явление, не зависят от выбора системы мер. Поэтому ур-ния, описывающие физ. явления, можно привести к безразмерному виду путём введения нек-рых характерных значений для каждого из определяющих физ. параметров. Тогда безразмерные коэф. новой безразмерной системы ур-ний, составленные из определяющих физ. параметров, и будут П. к. рассматриваемого явления (процесса). Величины П. к. зависят от выбора характерных значений определяющих параметров.

Так, в ур-нии 2-го закона Ньютона $F = mw$ определяющими движение тела физ. параметрами являются действующая на движущееся тело сила F, масса тела m, длина пути l и время t ($w = d^2l/dt^2$ — ускорение тела). Обозначив чертой сверху безразмерные переменные, отнесённые к нек-рым характерным значениям F, m, l, t, получим безразмерное ур-ние $(Ft^2/ml)\overline{F} = \overline{m}(d^2\overline{l}/d\overline{t}^2)$. Коэф. $Ft^2/ml = Ne$ в левой части ур-ния является П. к. механич. движения и наз. числом Ньютона.

Когда ур-ния, описывающие физ. явление, неизвестны, П. к. отыскиваются при помощи анализа размерностей определяющих физ. параметров. Напр., состояние движения вязкой жидкости в цилиндрич. трубе определяется четырьмя параметрами: плотностью ρ, скоростью v, вязкостью жидкости η и диаметром трубы d. Из четырёх параметров можно составить только одно безразмерное число — *Рейнольдса число* $Re = \rho vd/\eta$, к-рое и является П. к. рассматриваемого движения. Каждый из П. к. имеет свой физ. смысл, как величина, пропорц. отношению однотипных физ. величин. Из записи числа Re в виде $Re = \rho v^2/\eta(v/d)$ следует, что числитель пропорционален динамич. напору потока (силам инерции), а знаменатель — силам вязкого (молекулярного) трения.

П. к. используются при *моделировании* и установлении общих физ. закономерностей (критериальных зависимостей) в теории упругости, гидроаэромеханике, теплофизике, электротехнике и электродинамике, магн. гидродинамике и др. областях физики.

При изучении упругих деформаций конструкции под воздействием внеш. сил осн. П. к. являются коэф. Пуассона для материала конструкции $\mu \mid \varepsilon_1/\varepsilon \mid$ и критерии $E/\rho gb$, F/Eb^2, где $\varepsilon = \Delta l/l$ — относит. продольная деформация, $\varepsilon_1 = \Delta d/d$ — относит. поперечная деформация, E — модуль Юнга (см. *Модули упругости*), ρ — плотность материала конструкции, F — характерная внеш. сила, b — характерный размер конструкции, g — ускорение свободного падения.

В процессах, изменяющихся с течением времени t, осн. П. к., характеризующим одинаковость протекания процессов во времени, является критерий гомохронности $Ho = vt/l$.

При изучении гидроаэромеханич. процессов, теплопередачи и массопередачи различают П. к. в виде безразмерных постоянных, характеризующих вещество (среду), и П. к., связанные с переносом импульса, теплоты или массы. П. к., характеризующие вещество: *Прандтля число* $Pr = \nu/a$, *Шмидта число* $Sc = \nu/D$, Льюиса число $Le = a/D$, а также отношение уд. теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме $\gamma = c_p/c_V$. Здесь $\nu = \eta/\rho$ — коэф. кинематич. вязкости, $a = \lambda/\rho c_p$ — коэф. температуропроводности, λ — коэф. теплопроводности, D — коэф. диффузии.

П. к., связанные с переносом импульса: Рейнольдса число $Re = vl/\nu$, *Эйлера число* $Eu = \Delta p/\rho v^2$, *Фруда число* $Fr = v^2/gl$, число Вебера $We = \rho v^2 l/\sigma$, *Маха число* $M = v/c$, *Кнудсена число* $Kn = \bar{\lambda}/l$ и *Струхаля число* $Sh = lf/v$, являющееся критерием гомохронности в гидроаэромеханике. При изучении нек-рых процессов удобно пользоваться также *Архимеда числом* $Ar = gl^3\Delta\rho/\nu^2$, числом Галилея $Ga = Re^2/Fr$, числом кавитации $\varkappa = 2Eu$ и др. П. к. В приведённых выражениях Δp, $\Delta\rho$ — характерные разности давлений и плотностей, c — скорость звука, σ — поверхностное натяжение, $\bar{\lambda}$ — длина свободного пробега молекул, f — характерная частота.

П. к., связанные с переносом теплоты: температурный фактор T_w/T_0, *Нуссельта число* $Nu = \alpha l/\lambda$, Стентона число $St = \alpha/\rho v c_p$, *Грасгофа число* $Gr = l^3 g\beta\Delta T/\nu^2$, *Пекле число* $Pe = Re \cdot Pr$, *Рэлея число* $Ra = Gr \cdot Pr$ и *Фурье число* $Fo = at/l^2$, являющееся критерием гомохронности тепловых процессов. (См. также *Био число* $Bi = \alpha l/\lambda_w$.) В этих выражениях T_w, λ_w — темп-ра и коэф. теплопроводности стенки, обтекаемой жидкостью или газом, T_0 — темп-ра торможения потока, ΔT — характерная разность темп-р, α — коэф. теплопередачи.

Аналогичные П. к. характеризуют перенос материи в бинарной смеси (массопередачу): число Нуссельта для массопередачи $Nu^* = kl/\rho D$ (наз. также диффузионным числом Нуссельта Nu_D), число Пекле для массопередачи $Pe^* = \bar{v}l/D = Re \cdot Sc = Pe \cdot Le$, число Стентона $St^* = k/\rho v = Nu^*/Pe^*$, число Грасгофа $Gr^* = l^3 g\beta' \times \Delta x/\nu^2$ и число Фурье $Fo^* = Dt/l^2 = Fo/Le$, являю-

щееся критерием гомохронности для массопередачи. Здесь k — коэф. массопередачи, Δx — характерная разность мольных долей вещества в смеси, $\beta' = -\rho^{-1}(d\rho/dx)_{T,p}$.

Основными П. к. в магн. гидродинамике являются магн. число Прандтля $Pr_m = \nu\mu_a\sigma_э$, магн. число Рейнольдса $Re_m = vl\mu_a\sigma_э = Re \cdot Pr$, *Альвена число* $Al = v/v_A$, *Гартмана число* $Ha = Bl(\sigma_э/\rho\nu)^{1/2}$, числа Каулинга $Co_1 = Ha^2/Re$ и $Co_2 = Al^{-2}$ и критерий магнитодинамич. гомохронности $Ho_m = t/\sigma_э\mu_a l^2$. В этих выражениях μ_a — абс. магн. проницаемость, $\sigma_э$ — уд. проводимость, B — плотность магн. потока (магн. индукция), $v_A = B(\rho\mu_a)^{-1/2}$ — альвеновская скорость.

В электротехнике в случае подобия электрич. цепей с распределёнными параметрами основными П. к. являются L/Rt и C/Gt, где L — индуктивность, R — электрич. сопротивление, C — ёмкость, G — электрич. проводимость.

Построены и используются П. к. для гидродинамики стратифицир. сред (число Ричардсона), газожидкостных (число Марангони) и дисперсных систем, лучистого теплообмена (числа Планка, Бугера, Больцмана) и др. физ. процессов.

Лит.: Обозначения, единицы измерения и терминология в физике, «УФН», 1979, т. 129, с. 291; Кутателадзе С. С., Анализ подобия и физическое моделирование, Новосиб., 1986; см. также лит. при ст. *Подобия теория, Моделирование.*

С. Л. Вишневецкий.

ПОДОБИЯ ТЕОРИЯ — учение об условиях подобия физ. явлений. П. т. основана на учении о размерностях физ. величин (см. *Размерностей анализ*) и служит основой *моделирования*. П. т. устанавливает критерии подобия разл. физ. явлений, позволяющие с их помощью изучать свойства самих явлений. Явные и неявные функциональные связи между критериями подобия, к-рые получают с помощью П. т. (т. н. критериальные зависимости) способствуют пониманию сложных физ. процессов и помогают интерпретировать результаты как эксперим. исследований, так и числ. расчётов, объём к-рых прогрессивно возрастает по мере развития числ. методов и совершенствования ЭВМ. П. т. позволяет формулировать физ. закономерности и извлекать идеи из огромной массы расчётных или эксперим. результатов.

Физ. процесс (явление) может определяться полем характеризующих его физ. величин φ, т. е. распределением этих величин в пространстве с координатами x_1, x_2, x_3 и во времени t:

$$\varphi = f(x_1, x_2, x_3, t).$$

В безразмерной форме поле описывается зависимостью

$$\bar{\varphi} = f^*(\bar{x_1}, \bar{x_2}, \bar{x_3}, \bar{t}),$$

где безразмерная зависимая переменная $\bar{\varphi}$ может представлять собой либо отношение φ к нек-рому характерному её значению φ_0, либо безразмерную комбинацию, в к-рую обязательно входит величина φ. То же относится к безразмерным величинам $\bar{x_1}$, $\bar{x_2}$, $\bar{x_3}$, $\bar{t}$. Переход к безразмерным переменным позволяет устанавливать подобие полей физ. величины.

Физ. явления, процессы или системы подобны, если в сходственные моменты времени в сходственных точках пространства значения переменных величин, характеризующих состояние одной системы, пропорц. соответствующим величинам другой системы. Физ. подобие является обобщением элементарного и наглядного понятия геом. подобия, при к-ром существует пропорциональность (подобие) сходственных геом. элементов подобных фигур или тел. При физ. подобии поля соответствующих (одноимённых) параметров двух систем подобны в пространстве и во времени. Напр., при кинематич. подобии существует подобие полей скорости для двух рассматриваемых движений; при динамич. подобии реализуется подобие систем действующих сил или силовых полей разл. физ. природы (сил тяжести, сил давления, сил вязкости и т. п.); механич. подобие (подобие двух потоков жидкости или газа, подобие двух упругих систем и т. п.) предполагает наличие геом., кинематич. и динамич. подобий; при подобии тепловых процессов подобны соответствующие поля темп-р и тепловых потоков, при электродинамич. подобии — поля токов, нагрузок, мощностей, эл.-магн. сил. Все перечисленные виды подобия — частные случаи физ. подобия.

Физ. процесс полностью описывается нек-рой (замкнутой в матем. смысле) системой осн. ур-ний, т. е. системой зависимостей между физ. величинами вида

$$y_i = f_i(x_1, x_2, \ldots, x_n),$$

где y_i — искомая (неизвестная) переменная, x_j — независимые переменные. Величины x_j разбиваются на две группы: в первую (x_1, x_2, ..., x_k) входят k определяющих величин с независимыми размерностями, а во вторую (y_i, $x_{k+1}, \ldots, x_n$) — величины, размерности к-рых выражаются через размерности величин первой группы. В силу т. н. П-теоремы всякая зависимость размерной физ. величины от размерных определяющих параметров может быть представлена в виде зависимости безразмерной величины П от безразмерных комбинаций определяющих параметров $\Pi_1, \Pi_2, \ldots, \Pi_{n-k}$, причём число этих безразмерных комбинаций $n - k$ меньше, чем общее число размерных определяющих параметров, на число определяющих параметров с независимыми размерностями. Числ. значения безразмерных величин $\Pi_1, \Pi_2, \ldots, \Pi_{n-k}$ при переходе от одной системы единиц измерений к другой (внутри данного класса явлений) остаются неизменными. Безразмерные комбинации определяющих параметров являются *подобия критериями*. Любая комбинация из критериев подобия также представляет собой критерий подобия, но существенными для построения функциональных (критериальных) зависимостей являются лишь $n - k$ независимых критериев подобия.

Напр., установившееся обтекание тела произвольной формы (самолёт, подводная лодка) потоком несжимаемой вязкой жидкости определяется (при скоростях, не близких к скорости звука) характерным размером тела l, скоростью v невозмущённого потока далеко впереди тела и кинематич. коэффициентом вязкости жидкости ν. Т. к. в системе СИ ν измеряется в м^2/с, т. е. его размерность выражается через размерности l и v, то из трёх размерностей определяющих параметров м, м/с, м^2/с лишь две независимые. Т. о., $n = 3$, $k = 2$, $n - k = 1$, т. е. имеется лишь один безразмерный критерий подобия — *Рейнольдса число* $Re = vl/\nu$. Все безразмерные параметры, характеризующие обтекание тела, являются ф-циями этого критерия, напр. безразмерные *аэродинамические коэффициенты* лобового сопротивления C_{xa} и подъёмной силы C_{ya}. Если эти коэф. определяются путём испытания моделей в аэродинамич. трубах или гидротрубах, то необходимо, чтобы величина Re при испытаниях модели, геометрически подобной натурному объекту, была такой же, как при движении натурного объекта.

Два физ. процесса или явления подобны, если по заданным характеристикам одного можно получить характеристики другого простым пересчётом, к-рый аналогичен переходу от одной системы единиц измерения к другой. Для осуществления пересчёта необходимы коэф. пропорциональности (коэф. подобия) — «переходные масштабы». Размерные физ. параметры, входящие в критерии подобия, могут принимать для подобных систем сильно различающиеся значения, одинаковыми должны быть лишь безразмерные критерии подобия. Это свойство подобных систем и составляет основу моделирования.

С развитием исследований сложных физ. и физ.-хим. процессов, включающих механич., тепловые, хим. и иные явления, развиваются и методы П. т. для этих процессов; напр., устанавливаются условия подобия процессов трения и износа узлов и деталей машин, ки-

нетики физ.-хим. превращений, подобия и моделирования планетных атмосфер и др.

Если в рассматриваемых физ. явлениях или системах существует равенство не всех, а лишь нек-рых независимых критериев подобия, то говорят о неполном, или частичном, подобии. Такой случай наиб. часто встречается на практике. При этом важно, чтобы влияние критериев, равенство к-рых не соблюдается, было незначительно или малосущественно на протекание рассматриваемых физ. процессов.

Практич. применения П. т. весьма обширны. Она даёт возможность предварительного качественно-теоретич. анализа и выбора системы определяющих параметров сложных физ. явлений. П. т.— основа для правильной постановки экспериментов и обработки их результатов. В сочетании с дополнит. соображениями, полученными из ур-ний, описывающих физ. явление, из экспериментов или числ. расчётов, П. т. приводит к новым существенным результатам.

Лит.: Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 10 изд., М., 1987; Дьяконов Г. К., Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов, М., 1956; Биркгофф Г., Гидродинамика. Методы. Факты. Подобие, пер. с англ., М., 1963; Гухман А. А., Введение в теорию подобия, 2 изд., М., 1973; Веников В. А., Теория подобия и моделирование (применительно к задачам электроэнергетики), 2 изд., М., 1976; Баренблатт Г. И., Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика, 2 изд., Л., 1982; Кутателадзе С. С., Анализ подобия и физическое моделирование, Новосиб., 1986. *С. Л. Вишневецкий.*

ПОДРЕШЁТКИ МАГНИТНЫЕ — см. *Магнитная подрешётка.*

ПОДХВА́ТА РЕА́КЦИЯ — *прямая ядерная реакция*, в результате к-рой ядро-мишень передаёт налетающей частице один или неск. нуклонов.

ПОДЪЁМНАЯ СИ́ЛА — сила, перпендикулярная вектору скорости движения центра тяжести тела, возникающая вследствие несимметрии обтекания тела потоком жидкости (газа). В двумерной модели движения крыла в идеальной и несжимаемой жидкости (рис. 1) несимметричное движение жидкости у границ крыла можно представить как сумму поступат. движения со скоростью v и циркуляц. движения интенсивностью Г. В суммарном течении при выбранном направлении циркуляции скорость у ниж. границы профиля будет меньше, а давление больше, чем у верхней

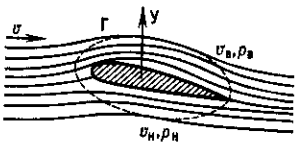


Рис. 1. Схема обтекания профиля крыла самолёта. Скорость $v_н < v_в$, давление $p_н > p_в$.

(см. *Бернулли уравнение*). Интеграл от давления по контуру профиля крыла даст П. с. Y, перпендикулярную скорости набегающего потока v. П. с. Y будет зависеть от величины *циркуляции скорости* Г и, согласно *Жуковского теореме*, для участка крыла длиной L (вдоль размаха) $Y = \rho v \Gamma L$, где ρ — плотность среды.

Поскольку Г имеет размерность $[vl]$ ($[l]$ — размерность длины), то П. с. можно выразить равенством $Y = C_y \rho S v^2/2$, где S — величина характерной для тела площади (напр., площадь крыла в плане, равная Lb, если b — длина хорды профиля крыла), C_y — безразмерный коэф. П. с., зависящий в общем случае от формы тела, его ориентации в среде и чисел Рейнольдса Re и Маха M. Значение C_y определяют теоретич. расчётом или экспериментально. Так, согласно теории Жуковского, для крыла бесконечного размаха в плоскопараллельном потоке при небольших углах атаки $C_y = 2\pi(\alpha - \alpha_0)$, где α — угол атаки (угол между направлением скорости набегающего потока и хордой крыла), α_0 — угол атаки при нулевой П. с., π — коэф., зависящий только от формы профиля крыла, напр. для тонкой слабоизогнутой пластины $\pi = \pi$. В случае крыла конечного размаха L коэф. $\pi = \pi/(1 - 2/\lambda)$, где $\lambda = L/b$ — удлинение крыла. Методы вычисления П. с. обобщены на случай обтекания решётки профилей и используются при расчёте лопаточных машин (насосов, компрессоров и турбин).

В реальной жидкости в результате влияния вязкости величина π меньше теоретической, причём эта разница возрастает по мере увеличения относит. толщины профиля; значение угла α_0 также меньше теоретического. Кроме того, с увеличением угла α зависимость C_y от α (рис. 2) перестаёт быть линейной и величина $dC_y/d\alpha$ монотонно убывает, становясь равной нулю при угле

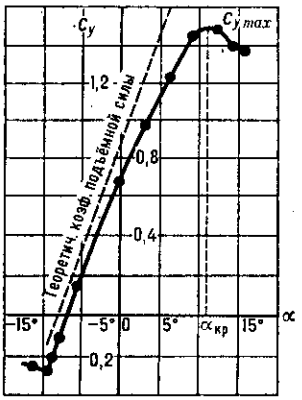


Рис. 2. Зависимость C_y от α.

атаки $\alpha_{кр}$, к-рому соответствует макс. величина коэф. П. с. C_y макс. Дальнейшее увеличение α ведёт к падению C_y вследствие отрыва пограничного слоя от верх. поверхности крыла и возрастания давления на ней. Величина C_y макс имеет существ. значение, т. к. чем она больше, тем меньше скорость взлёта и посадки самолёта.

При больших, но докритич. скоростях, т. е. таких, для к-рых $M < M_{кр}$ ($M_{кр}$ — значение числа M набегающего потока, при к-ром вблизи поверхности профиля местные значения числа $M = 1$), становится существенной сжимаемость газа. Для слабоизогнутых и тонких профилей при малых α сжимаемость можно приближённо учесть, положив

$$\alpha' = \alpha\sqrt{1-M^2},\quad C_y = (C_y)_{несж}/\sqrt{1-M^2}.$$

При сверхзвуковых скоростях характер обтекания существенно меняется. Так, при обтекании плоской пластины идеальным сжимаемым газом у её передней кромки на верх. поверхности образуются волны разрежения, а на нижней — ударная волна (рис. 3). В ре-

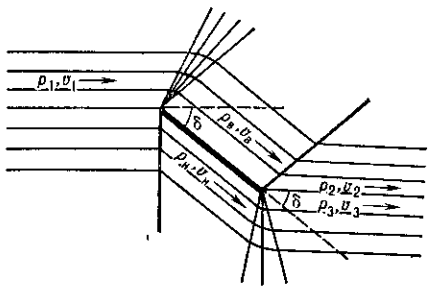


Рис. 3. Схема сверхзвукового обтекания пластинки:
$v_в > v_н$, $p_в < p_н$;
$v_2 < v_в$, $p_2 > p_в$;
$v_н < v_1$, $p_н > p_1$;
$v_3 > v_н$, $p_3 < p_н$.

зультате давление $p_н$ на ниж. поверхности пластины становится больше, чем на верхней ($p_в$); возникает суммарная сила, нормальная к поверхности пластины, составляющая к-рой, перпендикулярная к скорости набегающего потока, и есть П. с. Для малых $M > 1$ и малых α П. с. пластины может быть вычислена по ф-ле $C_y = 4\alpha/\sqrt{M^2 - 1}$. Эта ф-ла справедлива и для тонких профилей произвольной формы с острой передней кромкой.

При обтекании тел сложной формы, напр. спускаемых в атмосфере Земли и планет космич. летат. аппаратов, П. с. определяют эксперим. путём на основании испытаний геометрически подобных моделей в аэродинамич. трубах и газодинамич. стендах.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1—2, М., 1983—84. *М. Я. Юделович.*

ПОЗИТРО́Н (символ e^+) [от лат. posi (tivus) — положительный и *...трон*] — элементарная частица с положит. электрич. зарядом, *античастица* по отношению к электрону (e^-). Массы (m_e) и спины (J) П. и электрона равны, а их электрич. заряды (e) и магн. моменты (μ_e) равны по абс. величине, но противоположны по знаку: $m_e \approx 9{,}1\cdot10^{-28}$ г, $J = {}^1/_2$, $e \approx 4{,}8\cdot10^{-10}$ СГСЭ единиц, $\mu_e = 1{,}00116$ (в единицах *магнетона* Бора).

Теоретически существование положительно заряж. «двойника» электрона следует из *Дирака уравнения*; эта возможность была указана П. Дираком (P. A. M. Dirac) в 1931. В 1932 К. Д. Андерсон (C. D. Anderson) экспериментально обнаружил такую частицу в *космических лучах* и назвал её «П.». Открытие П. имело фундам. значение: в отличие от известных к сер. 1932 электрона, протона и нейтрона, П. не входил в состав «обычного» вещества на Земле,— возникли понятия античастицы и *антивещества*. Предсказанные Дираком и наблюдённые на опыте в 1933 процессы *аннигиляции* пары и *рождения пары* e^+ e^- были первыми убедит. проявлениями взаимопревращаемости элементарных частиц.

П. участвует в эл.-магн., слабом и гравитац. взаимодействиях и относится к классу *лептонов*. По статистич. свойствам он является *фермионом*. П. стабилен, но в веществе существует короткое время из-за аннигиляции с электронами; напр., в свинце П. аннигилирует в среднем за $5\cdot10^{-11}$ с. При определённых условиях, прежде чем аннигилировать, П. и электрон могут образовать связанную систему — *позитроний*.

П. рождаются при взаимопревращениях свободных элементарных частиц (напр., при распадах положит. *мюона*, в процессах рождения пар e^+e^- γ-квантами в электростатич. поле атомного ядра, при *бета-распаде* нек-рых радиоакт. изотопов). П., получаемые при β-распаде и рождении пар, используются для исследовательских целей: изучение процессов замедления П. в веществе и их последующей аннигиляции даёт информацию о физ. и хим. свойствах вещества, напр. о распределении скоростей электронов проводимости, о дефектах кристаллич. решётки, о кинетике нек-рых типов хим. реакций. Один из методов исследования элементарных частиц при сверхвысоких энергиях основан на столкновении *встречных пучков* ускоренных П. и электронов.

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Гольданский В. И., Физическая химия позитрона и позитроний, М., 1968.
Э. А. Тагиров.

ПОЗИТРО́НИЙ (хим. символ Ps) — связанная водородоподобная система e^+e^-, состоящая из электрона и позитрона. Размеры П. примерно в два раза превышают размеры атома водорода (т. к. приведённая масса П. равна ${}^1/_2\ m_e$, где m_e — масса электрона), а его энергия связи в два раза меньше. П. образуется при столкновениях медленных позитронов с атомами вещества и захвате позитроном ат. электрона. В зависимости от взаимной ориентации спинов электрона и позитрона различают ортопозитроний (спины e^+ и e^- параллельны) и парапозитроний (спины антипараллельны). П.— нестабильная система, т. к. электрон и позитрон очень быстро аннигилируют в γ-кванты: в силу сохранения *зарядовой чётности* парапозитроний аннигилирует в два γ-кванта (за время $1{,}25\cdot10^{-10}$ с), а ортопозитроний — в три γ-кванта (за время $1{,}4\cdot10^{-7}$ с). Уровень энергии осн. состояния парапозитрония на $8{,}41\cdot10^{-4}$ эВ ниже, чем у ортопозитрония, и в магн. поле между ними возможны переходы. Поскольку П.— простейшая система, связанная чисто эл.-магн. силами (без участия сильного взаимодействия), изучение свойств свободного П. представляет особый интерес для проверки справедливости квантовой электродинамики. Результаты расчётов свойств П. прекрасно согласуются с данными опытов.

Свойства П. в веществе, в частности время его жизни в нём, отличаются от характеристик свободного П. и зависят от свойств вещества. Это позволяет использовать П. для изучения физико-хим. особенностей структуры веществ, напр. исследовать с его помощью быстрые хим. реакции, скорость протекания к-рых сравнима с временем жизни П. Для этого измеряют, напр., изменение времени жизни П. или величину расщепления уровней энергий орто- и парасостояний.

Лит.: Гольданский В. И., Физическая химия позитрона и позитроний, М., 1968; Гольданский В. И., Фирсов В. Г., Химия новых атомов, «Успехи химии», 1971, т. 40, в. 8, с. 1353. *Л. И. Пономарёв.*

ПОЗИЦИО́ННО-ЧУВСТВИ́ТЕЛЬНЫЕ ДЕТЕ́КТОРЫ — то же, что *координатные детекторы*.

ПО́ЙНТИНГА ВЕ́КТОР — вектор плотности потока энергии эл.-магн. поля $\boldsymbol{S} = (c/4\pi)[\boldsymbol{EH}]$ (в системе СГС), где $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ — напряжённости электрич. и магн. полей. П. в. по модулю равен кол-ву энергии, переносимой через единичную площадь, перпендикулярную к $\boldsymbol{S}$, в единицу времени. Поскольку тангенциальные к границе раздела двух сред компоненты $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ непрерывны, вектор $\boldsymbol{S}$ непрерывен на границе двух сред. Плотность кол-ва движения эл.-магн. поля определяется вектором $\boldsymbol{S}/c^2$. В этом соотношении проявляется материальность эл.-магн. поля. П. в. входит в состав тензора плотности энергии-импульса *электромагнитного поля*. Понятие П. в. было введено в теореме Пойнтинга через 10 лет после общей формулировки Н. А. Умовым (1874) понятия потока энергии в среде, поэтому П. в. в литературе часто называют вектором Умова — Пойнтинга.

Лит. см. при ст. *Пойнтинга теорема.* *А. Н. Васильев.*

ПО́ЙНТИНГА ТЕОРЕ́МА — теорема, описывающая закон сохранения энергии эл.-магн. поля. Теорема была доказана в 1884 Дж. Пойнтингом (J. H. Poynting). Если продифференцировать по времени плотность энергии *электромагнитного поля* в стационарной среде без дисперсии, $w = (\boldsymbol{DE} + \boldsymbol{BH})/8\pi$, с учётом *Максвелла уравнений* получим:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\boldsymbol{jE} - \nabla \boldsymbol{S},$$

где $\boldsymbol{S} = (c/4\pi)[\boldsymbol{EH}]$ — *Пойнтинга вектор*, $\boldsymbol{j}$ — плотность тока, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{B}$ — напряжённости и индукции электрич. и магн. полей. В интегральной форме П. т. принимает вид

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\int\limits_V \boldsymbol{jE}\,dV - \oint\limits_F \boldsymbol{S}\,d\boldsymbol{F},$$

где W — полная энергия эл.-магн. поля, заключённого в объёме V; F — поверхность, ограничивающая объём V; $d\boldsymbol{F}$ и dV — элементы поверхности и объёма. Это соотношение получено в предположении, что заряды не пересекают поверхность F, в противном случае необходимо учесть поток энергии, переносимый зарядами через F. Интеграл по объёму описывает работу, совершаемую сторонними эдс над токами проводимости, и *джоулевы потери*. Исходя из представления о локализации эл.-магн. энергии в пространстве можно заключить, что она вытекает через поверхность F из объёма V наружу в кол-ве $\oint_F \boldsymbol{S}\,d\boldsymbol{F}$ единиц энергии в единицу времени. П. т. применяется чаще всего для определения потока энергии, теряемой системой заряж. частиц на излучение эл.-магн. волн, однако она справедлива и для статич. полей. В частности, с помощью П. т. можно проследить пути поступления энергии в проводник с током.

Для квазимонохроматич. эл.-магн. поля можно ввести комплексные амплитуды $\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{r}, t)$ и $\boldsymbol{H}_0(\boldsymbol{r}, t)$ электрич. и магн. полей, медленно меняющиеся во времени и пространстве, напр. $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \mathrm{Re}\{\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{r}, t) \times \exp(\mathbf{k}\boldsymbol{r} - \omega t)\}$, где $\mathbf{k}$ и ω — волновой вектор и круговая частота. При описании ВЧ-свойств вещества (не ферромагнетика) с учётом пространств. и временно́й *дисперсии волн* нет необходимости вводить тензор магн. проницаемости, т. е. $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H}$ (в СГС). Тензор *диэлектрической проницаемости* ε_{ij} можно разложить на два эрмитовых *тензора* ε'_{ij} и ε_{ij}'': $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}' + i\varepsilon_{ij}''$. В поглощающей среде плотность джоулевых потерь равна $\omega\varepsilon_{ij}'' E_{0j}E^*_{0i}/8\pi$ (звёздочка означает комплексное сопряжение). В области прозрачности $\varepsilon_{ij}'' = 0$ и средняя по высокой частоте плотность энергии

$$w = \frac{1}{16\pi}\left\{\frac{\partial\left[\omega\varepsilon'_{ij}(\omega, k)\right]}{\partial\omega} E_{0j}E^*_{0i} + H_{0i}H^*_{0i}\right\}.$$

Для этой области П. т. принимает вид

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\nabla(\boldsymbol{S}^0 + \boldsymbol{S}^1),$$

где вектор Пойнтинга $\boldsymbol{S}^0 = [\boldsymbol{E}_0\boldsymbol{H}_0]\,c/8\pi$ описывает средний поток энергии, переносимый полем, а $\boldsymbol{S}^1 = -\omega(\partial\varepsilon'_{ij}/\partial k)\,E_{0j}E^*_{0i}/16\pi$ — средний поток энергии, переносимый частицами среды. Скорость переноса энергии в эл.-магн. волне совпадает с групповой скоростью волны $v_{\text{гр}}$ и определяется соотношением $\boldsymbol{S} = wv_{\text{гр}}$. Закон сохранения энергии в поглощающей среде при наличии временно́й и пространственной дисперсий не позволяет однозначно интерпретировать входящие в него члены.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Гинзбург В. Л., Угаров В. А., Несколько замечаний о силах и тензоре энергии-импульса в макроскопической электродинамике, «УФН», 1976, т. 118, с. 175; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Гинзбург В. Л., Замечания к статье Д. В. Скобельцына «Парадоксы квантовой теории эффектов Вавилова — Черенкова и Доплера», «УФН», 1977, т. 122, с. 325.

А. Н. Васильев.

Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров
Ф 50 Ред. кол. Д. М. Алексеев, А. М. Балдин, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др.— М.: Большая Российская энциклопедия. Т. 3 Магнитоплазменный — Пойнтинга теорема. 1992. 672 с., ил.

ISBN 5—85270—019—3 (т. 3)
ISBN 5—85270—034—7

Ф $\frac{3802000000-06}{007(01)-92}$ подписное 53(03)

ИБ № 185

Сдано в набор 17.04.90. Подписано в печать 13.06.91. Формат 84×108 1/16. Бумага типографская № 1. Гарнитура обыкновенно-новая. Печать высокая. Усл. печ. л. 72,66; уч.-изд. л. 121,25; усл. кр.-отт. 79,8. Тираж 48 000 экз. Зак. № 2553. С 9.

Научное издательство «Большая Российская энциклопедия» 109817, г. Москва, Покровский бульвар, д. 8.

Московская типография № 2 Министерства печати и информации Российской Федерации. 129301, г. Москва, Проспект Мира, д. 105.