

С 345  
М - 559

Вип. 61



**ЛЕКЦИИ  
ДЛЯ МОЛОДЫХ  
УЧЕНЫХ**

И.Н.Мешков, Е.М.Сыресин

**УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
И ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

**ДУБНА**

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P1-98-162

C 345  
M-559

И.Н.Мешков, Е.М.Сыресин

**УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
И ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

142 526

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1998

Представляемая работа открывает серию "Современные проблемы естествознания" - лекции для молодых ученых ОИЯИ, в которой будут опубликованы обзорные лекции, прочитанные ведущими специалистами Института, приглашенными лекторами для студентов и аспирантов УНЦ. Такая деятельность традиционна для ОИЯИ. На протяжении многих лет в Институте ведется активная работа по привлечению молодежи в науку. Среди разнообразных форм этой деятельности важное место занимают лекции, которые читают ведущие ученые и специалисты Института. Многие из этих лекций опубликованы в виде серии брошюр под общим названием "Лекции для молодых ученых".

В последние годы лекционная деятельность сотрудников Института в существенной степени связана с Учебно-научным центром. В связи с этим появилась новая рубрика - Учебно-методические пособия УНЦ, в рамках которой опубликованы некоторые из лекций, прочитанных нашим студентам, и материалы для семинарских занятий.

С 1995 года Госкомвуз РФ (теперь это Министерство общего и профессионального образования) открыл в ОИЯИ аспирантуру по целому ряду специальностей. С 1997 года решением КПП образовательная программа включена в список основных направлений деятельности Института.

Весной 1997 года для аспирантов был начат цикл лекций с общим названием "Современные проблемы естествознания". Цикл открылся лекциями чл.-корреспондента РАН, проф. Мешкова И.Н. "Ускорители заряженных частиц в экспериментальной физике", которые и предлагаются вниманию не только аспирантов и студентов, но и всех заинтересованных.

В связи с таким расширением образовательной деятельности Института в серии брошюр "Лекции для молодых ученых" будут выходить и лекции, прочитанные в рамках программы работы УНЦ и Объединения молодых ученых и специалистов ОИЯИ.

Мы надеемся, что как эта, так и последующие публикации вызовут интерес у научной молодежи.

С.П.Иванова  
А.Н.Сисакян

## СОДЕРЖАНИЕ:

Предисловие ..... 6

### ЛЕКЦИЯ I. УСКОРИТЕЛИ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ (ОТ ЭЛЕКТРОНА К ХИГГСУ)

1.1.1. Вступление: Столетие электрона .....	7
1.1.2. Начало начал .....	7
1.1.3. Первые субатомные частицы.....	8
1.2.1. Прорыв в физике ускорителей (1945-1947).....	9
1.2.2. Успехи в космических лучах.....	10
1.3. Развитие ускорителей. Достижения – с ними и без них.....	10
1.4. Начало эры больших машин.....	12
1.5. Новые идеи и дальнейший прогресс .....	13
1.6. Плодотворные 70-е.....	16
1.7. Доказательство Стандартной Модели (1983-1996).....	17
1.8. Какие ускорители мы имеем и какие еще нам нужны .....	31
1.9. Заключение .....	32

### ЛЕКЦИЯ II. СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Введение.....	32
2.1. Кинематика столкновений.....	32
2.2. Шкала энергий .....	35

## ЛЕКЦИЯ III. ОГРАНИЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ УСКОРИТЕЛЕЙ

3.1. Ограничения энергии частиц в ускорителе.....	43
3.1.1. Ограничения энергии в циклических ионных ускорителях.....	43
3.1.2. Ограничение энергии в циклических электронных ускорителях.....	44
3.1.3. Ограничение энергии частиц в линейных ускорителях.....	45
3.2. Светимость ускорителя.....	45
3.2.1. Что такое светимость?.....	45
3.2.2. Ограничения светимости ускорителя.....	51
3.2.3. Некогерентный сдвиг бетатронной частоты.....	51
3.2.4. Эффекты встречи.....	54
3.2.5. Ускоритель с внутренней мишенью.....	57

## ЛЕКЦИЯ IV. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ПУЧКИ. МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

4.1. Поляризованные пучки в циклических ускорителях.....	59
4.2. Прецессия спина частицы в магнитном поле накопителя.....	60
4.3. Сибирская змейка.....	63
4.4. Ускорение поляризованных пучков. Спиновые резонансы.....	66
4.5. Прецизионная масс-спектрометрия.....	68

## ЛЕКЦИЯ V. ОХЛАЖДЕНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЯХ И УСКОРИТЕЛЯХ

Введение.....	71
5.1. Охлаждение ионных пучков в накопительных кольцах.....	72
5.2. Электронное охлаждение.....	73

5.3. Стохастическое охлаждение.....	87
5.4. Лазерное охлаждение.....	94
5.5. Радиационное охлаждение.....	98
5.6. Ионизационное охлаждение.....	101
5.7. Шоттки-диагностика.....	106

## ЛИТЕРАТУРА

Литература к лекции I.....	117
Литература к лекциям II-IV.....	117
Литература к лекции V.....	117

## Предисловие

В данном сборнике публикуются лекции, прочитанные авторами в Ускорительной школе ОИЯИ (Дубна, сентябрь 1996 г.), Школе молодых ученых ОИЯИ (Гомель, август 1997 г.) и в Учебно-научном центре ОИЯИ (Дубна, март 1997 г.) и в рамках программы "Современные проблемы естествознания". Эти лекции объединяет общая тематическая направленность, сформулированная в названии сборника.

Понимая безнадежность попытки исчерпывающего описания современных проблем ускорителей, авторы попытались рассмотреть наиболее интересные, по их мнению, направления этой области науки и техники, уделяя специальное внимание разделам и задачам, которые еще не вошли в традиционные курсы отечественных ВУЗов или недостаточно полно в них представлены. Вместе с тем, невозможность детального объяснения материала, включенного в лекции, предполагает его самостоятельную проработку заинтересованными слушателями.

Лекции, прочитанные в разное время, неизбежно содержат частично совпадающий материал, но в основном они дополняют друг друга.

Авторы благодарны за ценные обсуждения А.Е.Бондарю, В.А.Карнаухову, А.Б.Курепину, Ю.М.Шатунову.

Авторы также выражают свою благодарность Л.М.Онищенко за ценные замечания, сделанные им при прочтении рукописи.

Авторы признательны Т.А.Степановой за неоценимую помощь в подготовке рукописи, без которой данная публикация была бы невозможна.

## ЛЕКЦИЯ I. УСКОРИТЕЛИ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ (ОТ ЭЛЕКТРОНА К ХИГГСУ)

### 1.1.1. Вступление. Столетие электрона

В этом году<sup>\*)</sup> мы, физики, отмечаем замечательное событие в истории нашей науки – столетнюю годовщину эксперимента, выполненного Д.Д.Томсоном с катодными лучами, который доказал существование электрона как независимой частицы, т.е. частицы, движущейся в свободном пространстве (вакууме) без связи с атомом, из которого она извлечена.

Думаю, что фундаментальная значимость эксперимента Томсона недооценивается сегодня. А ведь он играет в физике частиц ту же роль, что и акт создания человека богом в религии – первая свободная частица, созданная (вырванная) из вещества. Кроме того, прибор Томсона был самым первым ускорителем заряженных частиц на энергию в несколько кэВ.

Целью этого сообщения является анализ влияния ускорителей частиц на развитие физики частиц, современного состояния и тенденций развития ускорительной техники.

### 1.1.2. Начало начал

1911 год – знаменитый эксперимент Резерфорда был самой первой попыткой использования быстрых частиц в качестве зонда для проникновения в вещество. С этого момента рассеяние быстрых частиц веществом стало самым плодотворным методом в экспериментальной физике. Резерфорд использовал в своем эксперименте  $\alpha$  – частицы от радиоактивного источника.

1913 год – гипотеза Бора о структуре атома открыла эру квантовой механики (Шредингер, Гейзенберг, Паули, Дирак, Де Бройль).

<sup>\*)</sup> Лекция прочитана 9.08.97

1922 год – Э. Резерфорд вводит термин “*протон*”, под которым понимают заряженную частицу, входящую в состав ядра атома.

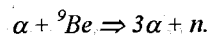
1928 год – Р. Виденер формулирует идею и строит первый *линейный ускоритель*.

### 1.1.3. Первые субатомные частицы

1930 год – В. Паули анализирует спектр электрона в бета-распаде и выдвигает гипотезу существования *нейтрино* (электронного, как нам сейчас известно).

1931 год – Р. Ван-дер-Грааф строит первый *электростатический ускоритель* по своему принципу и получает напряжение порядка 1.5 МВ.

1932 год – Кокрофт и Уолтон создают другой тип *электростатического ускорителя*, каскадный выпрямитель, и получают напряжение 0.6 МВ. Дж. Чедвик, ускорив с его помощью  $\alpha$ -частицы, открывает нейтрон в реакции



Вскоре В. Гейзенберг и Д. Иваненко сформулировали (независимо друг от друга) гипотезу о *составе ядра* из нейтронов и протонов.

1930-32 гг. – Е. О. Лоуренс предложил метод *резонансного ускорения*, разработал и сконструировал первый *циклотрон* и *резонансный линейный ускоритель*.

1935 год – Х. Юкава вводит новую гипотетическую частицу с промежуточной, между протоном и электроном, массой – *мезон* (“мезотрон”, как тогда его называли), ответственный за ядерные силы, или, как мы сейчас говорим “сильное взаимодействие”. Он предложил также формулу ядерного потенциала, знаменитый “*потенциал Юкавы*” и рассчитал с ее помощью, зная размер ядра, массу мезона:

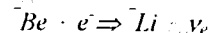
$$m_{\text{мезон}} \approx 100 \text{ кэВ}.$$

1936 год – К. Андерсен и С. Недермеер обнаружили в *космических лучах* легкую частицу с массой 105 кэВ, но она легко проникала в вещество без видимого взаимодействия с ядром. Триумф гипотезы Юкавы был отсрочен более чем на

10 лет. Первый европейский циклотрон введен в действие в Радиевом институте в Ленинграде.

1940 год – Д. Керст продемонстрировал новый ускоритель *бетатрон*.

1942 год – после 12 лет ожидания Алленом был доказан факт существования нейтрино: он наблюдал в реакции *K-захвата*



отдачу ядра *Li*, вызванную импульсом, переданным нейтрино. Идея этого эксперимента была предложена А. Алиханяном в 1938 году.

### 1.2.1. Прорыв в физике ускорителей (1945-1947 гг.)

Ограничение энергии частиц в циклотронах, связанное с релятивистским увеличением массы частицы и десинхронизацией, было преодолено с открытием *принципа автофазировки* В.И. Векслером (1944 г.) и Макмилланом (1945 г.). Вскоре были сооружены первые малые электронные *синхротроны* с энергией 300-500 МэВ, и один из них в ФИАН им. П.Н. Лебедева в Москве. К сожалению, авторы этого принципа не получили Нобелевской премии, которую несомненно заслуживали. Советские власти не удовлетворили требования Нобелевского комитета, отказав в ответе на традиционный вопрос, заданный в соответствии с положением о премии, – где был применен указанный метод. В то время синхротрон ФИАН был сверхсекретным объектом!

И вскоре первый “урожай” на новых ускорителях был собран Дж. Блюэтом и Харбером (США) – они наблюдали *синхротронное излучение* релятивистских электронов, вращающихся в магнитном поле.

### 1.2.2. Успехи в космических лучах

Тем не менее, космические лучи оставались в то время очень эффективным источником быстрых частиц, и следующий двойной успех был достигнут с их помощью в 1947 году. Г.Рочестер и Г.Батлер наблюдали частицы, более тяжелые, чем нуклон, – *гипероны*, а С.Пауэлл, Г. Латтерс и Х.Мюэрхед открыли долгожданную “частицу Юкавы” –  $\pi$ -*мезон* (на современном языке - пион).

### 1.3. Развитие ускорителей, достижения с ними и без них

Принцип автофазировки Векслера – Мак Миллана позволил значительно увеличить энергию ускорителей.

1948-49 гг. – первые *синхроциклотроны* были построены в Беркли и в Дубне, и, как результат, была осуществлена генерация пионов в столкновениях ускоренных протонов с мишенью. Начиная с этого момента, ускорители стали наиболее эффективным источником пионов.

В течение этих десяти лет была построена целая серия *протонных синхротронов* в релятивистском диапазоне энергии: “Космотрон” в Брукхейвене (3 ГэВ, 1952 г.), “Беватрон” в Беркли (6.3 ГэВ, 1954 г.) и “Синхрофазотрон” в Дубне (10 ГэВ, 1957 г.). Это были “последние из могикан” в ряду слабофокусирующих машин, потому что в это же время в США Н.Кристофилос (1950 г., не опубликовано) и независимо от него Е.Курант, М.Ливингстон и Х.Снайдер (1952 г.) сформулировали принцип *жесткой фокусировки*, который действительно стал новым прорывом в ускорительной технике.

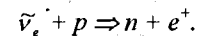
“Беватрон” был собран специально для того, чтобы превысить порог энергии, необходимой для генерации *антипротона* в  $pp$  – взаимодействиях. И вскоре (1955 г.) первый *антинуклон* был получен О.Чамберлейном, Е.Серге, Ц.Внегандом, и Т.Упсилантисом. То был первый крупный успех в физике элементарных частиц, полученный с помощью ускорителя.

Другой значительный результат был получен в 1955 г. группой Хофштадтера в Стэнфордском университете в глубоко неупругом рассеянии

электронов из линейного ускорителя на протонах (водородная мишень). Это стало прямым продолжением резерфордского эксперимента, но с гораздо большей энергией частиц – порядка нескольких сотен МэВ, что позволило определить распределение заряда в протоне в области размером менее  $10^{-13}$  см.

Также в 1955 г. А.Пайс и О.Пиччиони экспериментально открыли эффект *каонных осцилляций* – переход  $K^0$  в  $\bar{K}^0$  и обратно. Этот эффект, названный именем авторов, открыл новый класс явлений в физике частиц.

Следует подчеркнуть, что эти эксперименты, выполненные на пучках ускорителей, сопровождалась замечательными достижениями в неускорительных экспериментах. Так, в 1953-1956 годах группа Ф.Райнеса и К.Кована впервые зарегистрировала *взаимодействие нейтрино* с другими частицами, протонами в реакции обратного бета-распада:



Они использовали нейтрино, полученные в ядерном реакторе, и это стало своего рода вызовом физикам-ускорительщикам.

1956 год – Т.Д.Ли и Ц.Янг сформулировали гипотезу о *несохранении четности*, и год спустя Чин Шин Ву, Р.В.Хайвард, Д.Хоплес и Р.П.Гудзон из Национального бюро стандартов США доказали экспериментально эту гипотезу в бета-распаде.

А позже группа, возглавляемая Л.Ледерманом, используя мюоны от распада пионов, генерируемых протонами из “Космотрона”, выполнила эксперимент по проверке *нарушения четности в распаде мюонов*.

В конце этого десятилетия *идея встречных пучков* была предложена Д.В.Керстом с коллегами (1956 г.).

#### 1.4. Начало эры больших машин

Постройка двух больших машин – протонного синхротрона (PS) в ЦЕРНе (26 ГэВ, 1959 г.) и синхротрона со знакопеременной фокусировкой (AGS) в Брукхейвене (28 ГэВ, 1960 г.) открыла эру *циклических ускорителей с сильной фокусировкой*. Вскоре обе машины принесли выдающееся открытие нового вида *нейтрино – мюонного*. Две группы – одна Л.Ледермана в Брукхейвене и другая – М.Шварца и Дж.Штайнбергера - в ЦЕРНе использовали пучок быстрых нейтрино от мюонного распада:

$$p + p \Rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-, \quad \pi^+ \Rightarrow \mu^+ + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu),$$

и наблюдали реакцию

$$\bar{\nu}_\mu + n \Rightarrow p + \mu^-.$$

Отсутствие электронов из возможной реакции

$$\bar{\nu} + n \Rightarrow p + e^-$$

показало, что нейтрино  $\bar{\nu}_\mu$ , полученное из распада пионов, имеет свойства, отличающиеся от свойств «обычного» нейтрино  $\bar{\nu}$ , которое обозначают с тех пор как  $\bar{\nu}_e$ . Это положило начало *2-му поколению* частиц и формированию «Стандартной Модели». Два года спустя после ввода циклических ускорителей с сильной фокусировкой М.Гелл-Манн и Г.Цвейг предложили гипотезу *кварков* – составной части сильно взаимодействующих частиц *адронов*. Тогда же П.Хиггс ввел частицу, ответственную за спонтанное нарушение суперсимметрии и образование масс частиц, она получила название «хиггс» по имени автора этой гипотезы.

В этот же период был достигнут значительный прогресс в ускорительной технике. В 1964 году линейный ускоритель на 2 ГэВ был введен в действие в Харьковском физико-техническом институте, а в 1966 году более мощный двухмиллиметровый *стэнфордский линейный ускоритель*, позволил достичь энергии 20 ГэВ.

1965 год стал годом рождения *встречных пучков*: две лаборатории, Институт ядерной физики в Новосибирске и объединенная группа Стэнфордского и Принстонского университетов, сообщили о реализации проекта электрон-электрон встречных пучков. Первые *коллайдеры* имели энергию  $2 \times 180$  МэВ (ВЭП ИЯФ) и  $2 \times 500$  МэВ (Стэнфорд/Принстон) и светимость порядка  $1 \times 10^{29}$  см<sup>2</sup>с<sup>-1</sup> (см. рис. 1). Основной целью экспериментов на этих установках была проверка квантовой электродинамики на малых расстояниях, или «действительно ли электрон – точечная частица?». Было показано, что электрон ведет себя подобно точечному заряду вплоть до расстояний порядка  $1 \times 10^{-14}$  см.

#### 1.5. Новые идеи и дальнейший прогресс

В 1966 г. Г.Будкер, сформулировав свою идею *метода электронного охлаждения*, открывает новую страницу в физике пучков: метод позволил преодолеть для пучков тяжелых частиц ограничение, налагаемое теоремой Лиувилля. Теперь физики получили способ внесения трения в пучок тяжелых частиц, чтобы уменьшить его эмиттанс и разброс по импульсам (6-мерный фазовый объем). До этого был известен только один метод охлаждения – синхротронное излучение электронов, циркулирующих в накопительном кольце (или синхротроне). Вскоре С.Ван-дер-Меером в ЦЕРН (1968 г.) была предложена идея *стохастического охлаждения*.

Экспериментальное изучение и развитие обоих методов вскоре было начато в Новосибирске и в ЦЕРНе, и позднее в Лаборатории им. Э.Ферми (Фермилаб, США).

В 1967 году появился первый *электрон-позитронный коллайдер*. Это был накопитель ВЭПП-2 (встречные электрон-позитронные пучки) в ИЯФ в Новосибирске. Вскоре аналогичный коллайдер SPEAR был построен в SLAC. Обе машины использовались в основном для изучения с высоким разрешением  $\rho$  и  $\omega$ .



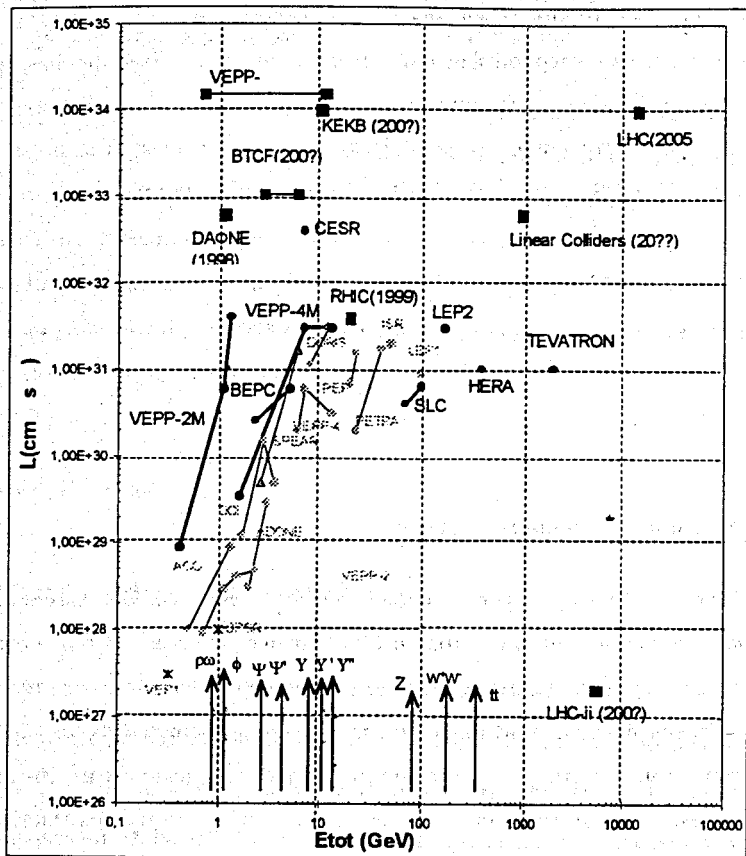


Рис. 1. (Подпись см. ниже)

$\phi$ -мезонов, открытых ранее на классических ускорителях. Следует отметить, что  $\phi$ -мезон по своей структуре представляет собой “чистую” систему кварк-антикварк и содержит *s*-кварк, – первый кварк из 2-го поколения частиц (Табл.1).

Подпись к рис. 1. Ускорители- накопители на встречных пучках – коллайдеры. Светимость и энергия.

\* – первые коллайдеры: ВЭП1 Новосибирск и Стэнфорд/Принстонский накопитель;

—• действующие коллайдеры: симметричные  $e^+e^-$ -коллайдеры ВЭПП2М и ВЭПП4 Новосибирск, BEPC Пекин, CESR Корнельский университет (США), LEP2 ЦЕРН; асимметричные  $e^-p$ -коллайдеры: HERA Гамбург (820 ГэВ протоновх 30 ГэВ электроны), протон-антипротонный коллайдер 2х300 ГэВ Tevatron Лаб. им. Ферми (США);

■, ■—■ строящиеся коллайдеры:  $e^+e^-$ -коллайдеры ВЭПП5 Новосибирск, ДАФНЕ Фраскати (Италия) (введен в действие в конце 1997 г.), ВТCF Пекин, KEKB Япония (3.5 ГэВ  $e^+$ х8 ГэВ  $e^-$ ), LHC ЦЕРН (2х7 ТэВ  $pp$  и 2х2.76 ТэВ/нуклон ион-ионный коллайдер), RHIC Брукхейвен (США) (2х100 ГэВ/нуклон ион-ионный коллайдер), линейные коллайдеры ВЛЭПП Россия, JLC Япония, TESLA Гамбург, CLIC ЦЕРН;

•—• закрытые  $e^+e^-$ -коллайдеры: ACO и DCI Сакле (Франция), ВЭПП2 и ВЭПП4 Новосибирск, ADONE Фраскати, SPEAR Стэнфорд, и  $pp$ -коллайдер ISR ЦЕРН.

Стрелками указаны массы (энергии покоя) частиц, представляющих интерес для эксперимента.

В этом же году “флаг” самого большого ускорителя в мире перешел из США (AGS в Брукхейвене) в Советский Союз, где был запущен протонный синхротрон на 76 ГэВ в Институте физики высоких энергий в Протвино, около Серпухова, в 100 километрах к югу от Москвы. Он держал рекорд энергии до 1971 года и принес множество значительных открытий, включая так называемый “Серпуховский эффект” – рост с энергией полного сечения сильного взаимодействия.

Работа самого большого в мире линейного ускорителя в SLAC принесла замечательный результат в изучении глубоко неупругих рассеяний электронов на протонах, интерпретированный как существование внутри протона точечного рассеивающего центра, который был назван Р. Фейнманом *партоном* (от слова part).

Вскоре появилась идея *u*- и *d*-кварков, формирующих нуклоны ядра.

1967 год стал также годом рождения *теории электрослабых взаимодействий*, развитой в значительной степени А.Саламом и С.Вайнбергом.

### 1.6. Плодотворные 70-е

1971 год – первый *адронный коллайдер* ISR (накопитель с пересекающимися кольцами), запущен в ЦЕРНе. Энергия протонов в каждом из двух его пучков достигала 25 ГэВ.

1972 год – “Флаг” возвращается в США, когда на протонном синхротроне “Main Ring” в Фермилаб достигнута энергия в 500 ГэВ. Руководитель проекта и основатель Фермилаб – выдающийся физик-ускорительщик – Роберт Вильсон. Четыре года спустя (1976) ЦЕРН достигает практически той же энергии 400 ГэВ, на протонном «суперсинхротроне» SPS.

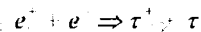
1973 год – апогей в состязании между ускорителями с неподвижной мишенью и коллайдерами: две группы, возглавляемые С.Тингом в Брукхейвене и Б.Рихтером в SLAC, неожиданно открыли новую частицу – *J/ψ-мезон*<sup>3)</sup>. Первая группа использовала протонный пучок из AGS, вторая –  $e^+e^-$ -коллайдер SPEAR (см. рис. 1). Двойное название новой частицы отражает двойное авторство, и даже более, каждая буква в нем как бы повторяет форму треков частиц, зафиксированных детекторами в экспериментах: первый был проведен с выведенным пучком, где продукты реакции в основном летели вперед, а второй

<sup>3)</sup> произносится как «джи-пси -мезон», созвучно англ. gipsy (цыган).

использовал встречные пучки, где система центра масс совпадает с лабораторной системой.

Это открытие стало замечательным по нескольким причинам. Во-первых, это был чисто экспериментальный факт, не предсказанный теорией. Затем, поперечное сечение генерации *J/ψ* на несколько порядков больше, чем в упругом  $e^+e^-$ -рассеянии. И наконец, эта частица, как было сразу понято, состоит из двух новых, неизвестных ранее кварков, названных очарованными или *c-кварками*. Таким образом, был открыт *второй кварк 2-го поколения*.

Двумя годами позже, в 1975 г., группа М.Л.Перла в SLAC открыла первую частицу *3-го поколения* – *τ-лептон* – аналог электрона из первого поколения и мюона из второго. Ее наблюдали в реакции



с  $e^+e^-$ -встречными пучками на SPEAR.

Через два года следует еще одно замечательное открытие: Л.Ледерман с коллегами в Фермилаб обнаружили в *pp*-столкновениях появление еще одной новой частицы – *Υ-мезона*, состоящей из *b-кварка* ( $b\bar{b}$ ) Это стало следующим “пополнением” 2-го поколения частиц.

### 1.7. Доказательство Стандартной Модели (1983-1996 гг.)

К началу восьмидесятых годов окончательно завершилось развитие теории физики элементарных частиц, включая квантовую электродинамику (QED), квантовую хромодинамику (QCD), *электрослабые взаимодействия* и т.д., так называемой *Стандартной Модели* (Таблица 1), которая соответствует в физике элементарных частиц Периодической таблице элементов Менделеева. Осталось только заполнить два пробела: топ-кварк (*t*) и переносчики слабого взаимодействия – так называемые *промежуточные векторные бозоны*.

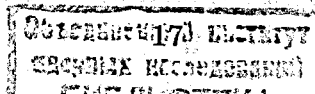


Таблица 1.

Элементарные частицы и их массы (МэВ/c<sup>2</sup>)

Частицы	Заряд (e)	Поколение		
		1	2	3
1. Нейтрино (нейтральный лептон)	0	Электронное Нейтрино $\nu_e$ ( $<5 \cdot 10^{-6}$ )	Мюонное нейтрино $\nu_\mu$ ( $<0.3$ )	$\tau$ -лептонное нейтрино $\nu_\tau$ ( $<24$ )
2. Заряженные лептоны	-1	Электрон $e^-$ (0.511)	Мюон $\mu^-$ (105.7)	$\tau$ -лептон $\tau$ (1784)
3. Кварки	$+\frac{2}{3}$	Up(u) (5)	"Charm" (c) (1270)	Top (t) (176000) $\pm 8 \pm 10$
	$-\frac{1}{3}$	Down(d) (8)	"Strange"(s) (175)	Bottom (b) (4250)

Переносчики взаимодействий и их массы (ГэВ/c<sup>2</sup>)

Взаимодействия	Частицы	Заряд	Масса
Сильные	Глюоны g	0	0
Электромагнитные	Фотоны $\gamma$	0	0
Слабые	Промежуточные Векторные бозоны		
	$W^\pm$	$\pm e$	80.22
	$Z^0$	0	91.187

Считалось также, что существование глюонов доказано экспериментально в реакциях сильного взаимодействия. Как всегда, проблемой оставалась высокая энергия частиц, необходимая для генерации этих самых недостающих элементов

таблицы элементарных частиц. Единственным кандидатом для получения таких огромных энергий взаимодействия, порядка 200 ГэВ, в то время мог стать только *протон-антипротонный коллайдер*. Эта идея обсуждалась с тех пор как Г.Будкер предложил свой метод электронного охлаждения в 1966 году, и он был реализован в 1974 году в ИЯФ. Тогда первый проект  $\bar{p}p$ -коллайдера был разработан в Новосибирске. Позже идея  $\bar{p}p$ -коллайдера, на основе синхротрона SPS как накопительного кольца была предложена Д.Кляйном, Р.Макинтайром и К.Руббиа. Она была официально принята и реализована в 1983 году. Ключевым моментом этого проекта стало использование стохастического охлаждения для накопления антипротонов. Детекторы были построены двумя группами, возглавляемыми К.Руббиа и А.Дариуалла. Первая группа добилась успеха в обнаружении долгожданных  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов (см. Таблицу 1).

В период с 1976 по 1986 годы значительный прогресс был достигнут в изучении физики элементарных частиц на  $e^+e^-$ -коллайдерах. Здесь можно выделить прецизионные измерения масс так называемых "кваркониев" –  $\phi$ -,  $J/\psi$ - и  $\Upsilon$ -мезонов, выполненные в ИЯФ в Новосибирске, на коллайдерах ВЭПП-2М и ВЭПП-4 с использованием специальной техники резонансной деполяризации циркулирующих пучков.

1989 – второй  $\bar{p}p$ -коллайдер, названный "Теватрон", запущен в Фермилаб, энергия 2x0.9 ГэВ. И опять стохастическое охлаждение – ключевой момент проекта.

1992 год – проект большого электрон-позитронного коллайдера (LEP) реализован в ЦЕРН. Имея энергию частиц до 50 ГэВ, коллайдер LEP был предназначен для прецизионных измерений в физике  $Z^0$ -бозона (масса 91,2 ГэВ). В 1996 году энергию частиц на LEP практически удвоили, достигнув 2x85 ГэВ. Тем самым на коллайдере LEP2 стало возможным генерировать пары  $W^\pm$  в  $e^+e^-$  столкновениях. Соответственно, стало возможным изучение физики заряженных переносчиков электрослабого взаимодействия.

И последний шаг в доказательстве "Стандартной Модели" был сделан в 1996 году, когда было официально объявлено об открытии (также долгожданном)

top, или *t*-кварка в Фермилаб, после нескольких месяцев анализа данных, полученных в  $\bar{p}p$ -столкновениях на "Теватроне".

Но остался еще "самый последний" шаг – открытие хиггс-частицы, ответственной за образование масс частиц (см. раздел 1.8 ниже)

**1.8. Какие ускорители мы имеем и какие еще нам нужны**

Первая часть этого вопроса вполне определена. Можно составить приблизительную классификацию ускорителей, используемых в физике элементарных частиц. Они могут быть разделены на 7 групп, каждая из которых имеет достаточно размытые границы (Таблица 2).

1.8.1. *Большие протонные ускорители*, такие как SPS, Main Ring, U-70. Они используются как источник протонных пучков с энергией в несколько десятков или сотен ГэВ и/или инжекторы (бустеры) для коллайдеров.

*Адронные коллайдеры.* Единственный действующий ускоритель такого типа сейчас – это "Теватрон" в Фермилаб. Большой адронный коллайдер (LHC) в ЦЕРН будет собран к 2005 году в 27-километровом туннеле, в котором сейчас установлен коллайдер LEP2. LHC –  $pp$ -коллайдер с двойным кольцом и 4-мя точками пересечения – взаимодействия (рис. 2). Его проектная энергия 7 ТэВ на частицу (Таблица 2).

Вторая часть этого проекта – встречные пучки ядер свинца  $^{208}\text{Pb}^{82+}$  (полностью ионизированные ионы свинца) с энергией 4 ТэВ на нуклон.

1.8.3. *Лептонные коллайдеры.* Сегодня семейство циклических  $e^+e^-$ -коллайдеров очень многочисленно. Они охватывают широкий диапазон энергий, обеспечивая достаточно высокую светимость (рис. 1, Таблица 2). В ближайшем будущем можно ожидать появления коллайдеров нового поколения, так называемых  $\varphi$ -,  $S\tau$ - и  $b$ -фабрик, со светимостью порядка  $10^{34}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Следующим шагом будет создание первого *линейного  $e^+e^-$ -коллайдера* (рис. 3). Концепция такого коллайдера

была сформулирована в середине 70-х годов В.Балакиным и Г.Будкером (ИЯФ, Новосибирск). Основная причина перехода к линейным коллайдерам – преодоление ограничения энергии частиц в циклических  $e^+e^-$ -коллайдерах, вызванного сильной зависимостью потерь энергии частиц на синхротронное

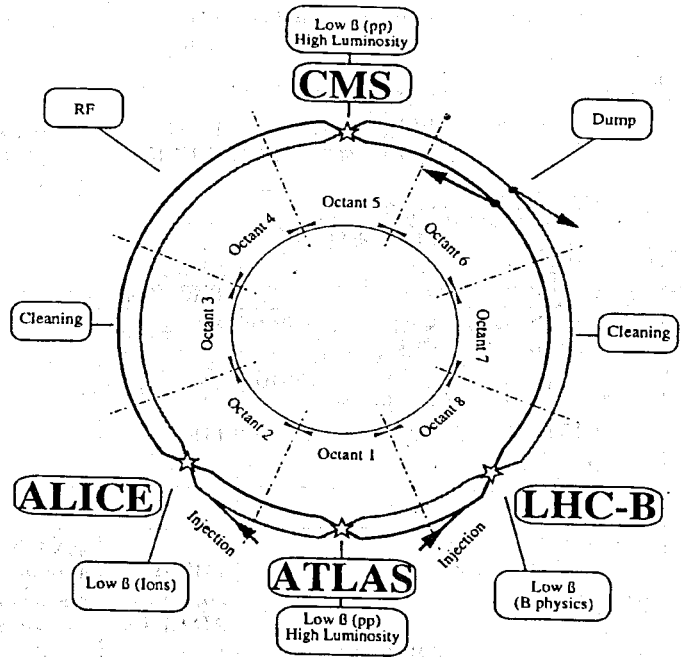


Рис.2. Схема коллайдера LHC  
ATLAS, CMS, ALICE, LHC-B – детекторы

излучение (СИ) от энергии частицы, пропорционально  $E^4 R$ , где  $E$  – энергия частицы,  $R$  – радиус кривизны траектории. Именно СИ ограничивает энергию частиц в ускорителе LEP2. Идея линейных коллайдеров получила значительное

Таблица 2. Ускорители и коллайдеры в физике высоких и промежуточных энергий

Физическая задача	Энергия столкновения	Существующие установки	Создаваемые	Проекты
Хиггс-частицы	$> 1.5 \text{ ТэВ}$ ( $m_{h, \text{SPS}} > 0.15 \text{ ТэВ}$ )	Теватрон	LHC	Линейные $e^+e^-$ коллайдеры
Кварк-глюонная плазма	$> 5 \text{ ГэВ/н}$	SPS ЦЕРН, Нуклотрон ОИЯИ	LHC, RHIC	Ион-ионные коллайдеры
Кваркони	$0.6 - 12 \text{ ГэВ}$	ВЭПП2М, ВЕРС, CESR, ВЭПП4М	КЕКВ, ВЭПП5	$\phi$ , Ст, b-фабрики, DAΦNE, ВСТ, ВЭПП5
Физика пионов	$> 0.3 \text{ ГэВ}$	PSI, LAMPF, МФ ИЯИ РАН		
Спин нуклона	$> 100 \text{ ГэВ}$	HERA	RHIC, LHC	
Странность протонов	$> 3 \text{ ГэВ}$	COSY, CELSIUS, Нуклотрон ОИЯИ		
Физика нейтрино (выведенные протонные пучки)	$> 15 \text{ ГэВ}$	U-70, SPS, Теватрон	LHC	
Нарушение CP-симметрии, CPT-теорема	$> 1 \text{ ГэВ}$		LHC-B, HERA-B, AD CERN	$\phi$ , Ст, b-фабрики, генерация антиводорода.
Суперсимметрия и поиск "новых частиц"	$E^+e^- - E > 500 \text{ ГэВ}$ $pp - E > 10 \text{ ТэВ}$		LHC	Линейные коллайдеры, фотонные коллайдеры.

развитие. Однако реализация любого проекта линейного коллайдера требует решить две основные проблемы – высокий темп ускорения и высокая светимость (средняя по времени). Решение первой проблемы можно получить двумя различными путями: импульсная высокочастотная система с медными

резонаторами, где супервысокая напряженность электрического поля, до  $100 \text{ МВ/м}$  в среднем ( $35 \text{ МВ/м}$  – уровень, достижимый сегодня), и другой путь – это сверхпроводящий резонатор, в котором напряженность поля достигает сегодня почти такого же значения, как и в импульсных устройствах. Соответственно, длина коллайдера порядка  $2 \times 10 \text{ км}$  при энергии частиц  $250 \text{ ГэВ}$ , выбранной для первого проекта (Таблица 3).

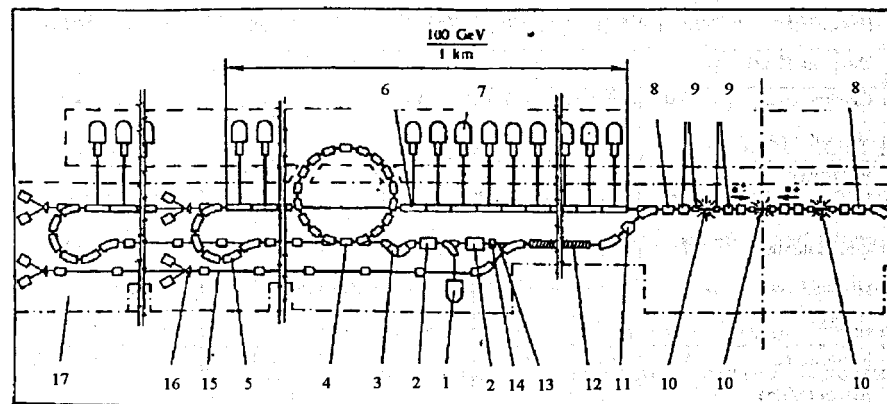


Рис. 3. Схема линейного коллайдера ВЛЭПП

1 – инжектор, 2 – промежуточный ускоритель, 3 – дебанчер-монохроматизатор, 4 – накопительное кольцо (охладитель-инжектор), 5 – банчер, 6 – ускоряющие секции, 7 – источник СВЧ, 8 – импульсный дефлектор, 9, 11 – фокусирующие линзы, 10 – места встречи, 12 – спиральный ондулятор, 13 – пучок  $\gamma$ -квантов, 14 – конвертор, 15 – остаточный электронный пучок, 16 – эксперименты по взаимодействию электронов и позитронов с неподвижной мишенью, 17 – вторая очередь ВЛЭПП.

Решение второй проблемы требует формирования очень интенсивного  $e^+e^-$ -пучка с эмиттансом порядка 1 п.нм. Чтобы получить такие параметры пучка, используют охлаждение пучка синхротронным излучением в накопительном кольце, как показано на рис. 3, а также формирование пучка в виде короткого сгустка, остро сфокусированного в точке встречи пучков, и т.д.

Таблица 3. Проекты линейных  $e^+e^-$ -коллайдеров

Лаборатория	DESY		KEK			SLAC	ИЯФ	CERN
Проект	Tesla	SBLS	JLC(S)	JLC(C)	JLC(X)	NLC	ВЛЭПП	CLIC
Энергия (ГэВ)	500 (2 x 250)							
Светимость $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	6.0	5.3	4.6	6.1	5.1	5.5	9.3	6.4
Частота системы ускорения основного ускорителя (ГГц)	1.3	3	2.8	5.7	11.4	11.4	14	30
Мощность пучка (МВт)	8.2	7.25	1.3	3.2	3.67	4.8	2.4	4.5
Энергия накопителя-формирователя (ГэВ)	3.2	3.15	2	2	1.98	2	3	2.15
Длина двух ускорителей (км)	29	33	22.1	18.8	10.5	17.6	7	7.5

Развитием идеи линейных  $e^+e^-$ -коллайдеров является фотонный ( $\gamma\gamma$ -коллайдер)<sup>[1]</sup>. Предлагается генерировать фотоны высокой энергии в остронаправленных потоках при рассеянии лазерного излучения на сгустках электронов и позитронов в линейных  $e^+e^-$ -коллайдерах. Возникающее жесткое

рентгеновское излучение высокой интенсивности и пространственной плотности обеспечивает значительную светимость фотонных коллайдеров. Еще один отдельно рассматриваемый вариант этой схемы – *электрон-фотонный коллайдер*.

Другой тип лептонных коллайдеров – *мюонный* ( $\mu^+\mu^-$ -коллайдер<sup>[2]</sup>). Основная проблема таких устройств, которые появятся в недалеком будущем, – короткая продолжительность жизни мюонов (2.2 мкс в собственной системе). Именно поэтому  $\mu^+\mu^-$ -коллайдеры представляют интерес для энергий порядка ТэВ, где лоренц-фактор увеличивает время жизни мюонов в лабораторной системе координат.

Схема мюонного коллайдера, обсуждаемого в настоящее время<sup>[2]</sup>, включает протонный синхротрон, ускоряющий протоны до энергии 30–100 ГэВ. Они бомбардируют мишень, и часть генерируемых пионов, имеющих энергию порядка 0.1–100 ГэВ, выделяется и переносится в пион-мюонный канал распада. Мюоны, возникшие в распадах пионов, проходят систему *ионизационного “мюонного” охлаждения*, представляющую собой газовую или твердую мишень, погруженную в продольное магнитное поле, и ускоряются, а затем входят в кольцо коллайдера. Специальная техника позволит, можно надеяться, выделять мюоны с заданной поляризацией – параллельной или антипараллельной импульсу мюонов<sup>[2]</sup>.

**1.8.4. Ускорители промежуточной энергии.** Не так давно сообщество физиков по изучению элементарных частиц пришло к соглашению, что к ускорителям высокой энергии относятся те из них, которые позволяют генерировать очарованные кварки (J/ψ-мезоны). Это означает, что энергия частиц в этих ускорителях выше 1.5 ГэВ для лептонных и адронных коллайдеров и порядка 11.2 ГэВ для протонных ускорителей с выведенным пучком и фиксированной мишенью (pp-столкновения). Соответственно, ускорители промежуточных энергий должны позволять генерацию частиц с массами от пиона до η-мезона. Границы энергии определены, конечно, условно. Тем не менее область

физики, которая может быть изучена с помощью ускорителей промежуточных энергий, очень богата и важна.

Можно выделить 4 категории ускорителей этой группы:

- 1) протонные синхроциклотроны и синхротроны, такие, как Фазотрон, Нуклотрон и Синхрофазотрон (ОИЯИ, г.Дубна), TRISTAN KEK и другие;
- 2) линейные протонные и электронные ускорители: LAMPF (Лос-Аламос), протонный линейный ускоритель "Мезонная фабрика" (ИЯИ РАН, Троицк), электронный линейный ускоритель (Харьков);
- 3) "кулеры" – протонные и ионные накопительные кольца с электронным охлаждением<sup>[3]</sup> – COSY (Юлих), CELSIUS (Упсала), IUCF (Блумингтон);
- 4)  $e^+e^-$ -коллайдеры – ВЭПП2М (Новосибирск), DAFNE (Фраскати).

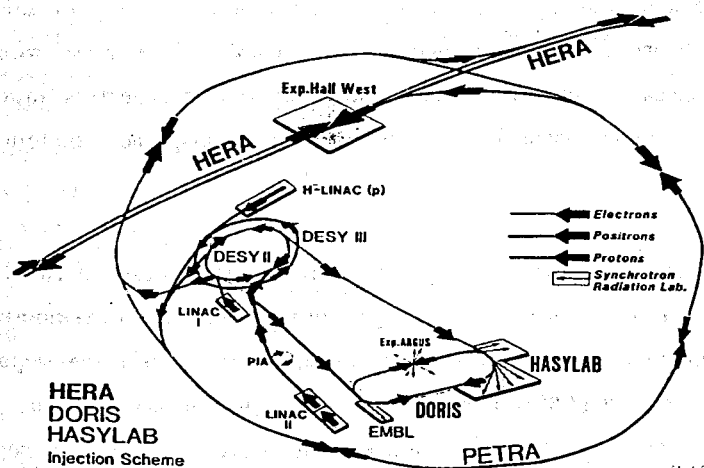


Рис. 4. Схема ускорительного комплекса лаборатории DESY

Очень важное требование к пучкам, генерируемым такими ускорителями, – поляризация частиц. С этой точки зрения наиболее выдающиеся машины сегодня – старые: Синхрофазотрон в Дубне и "Сатурн" в Сакле (закрыт в конце 1997 года).

1.8.5. *Электрон-ионные коллайдеры* – довольно новая тенденция в ядерной физике и физике частиц. Первый из них был запущен в лаборатории DESY (рис. 1, 4). Разрабатывается проект MUSES в лаборатории RIKEN в Японии<sup>[4]</sup> (2.5 ГэВ электроны × 3.5 ГэВ/нуклон ионы). Обсуждается также следующий проект *i-e*-коллайдера в GSI и/или DESY. Основная идея таких коллайдеров – использовать пучок "точечных" частиц – электронов для изучения структуры ядер и нуклонов на кварк-глюонном уровне.

1.8.6. *Генераторы экзотических пучков* – ускорители или комплексы ускорителей, которые позволяют получать квазиатомарные системы, состоящие из искусственно созданных и электромагнитно-связанных частиц, например протоний ( $p\bar{p}$ ), мюоний ( $\mu^+e^-$ ), антиводород ( $\bar{p}e^+$ ), позитроний ( $e^+e^-$ ) и т.п. Можно использовать различные ускорители для генерации таких "атомов". Так, в процессе подготовки в настоящее время в ЦЕРН находится проект "Антипротонный замедлитель"<sup>[5]</sup>, предназначенный для генерации и исследования антиводорода и "антипротонного гелия" (атомы гелия, где один электрон замещен антипротоном).

Чтобы ответить на вторую часть вопроса, вынесенного в заголовок, необходимо определить цель будущих исследований – ближайших и далеких. Очень приблизительно можно выделить по крайней мере 10 проблем различной, конечно, значимости, которые привлекают внимание физиков сегодня. (Таблица 2).

1). Завершение формирования Стандартной Модели с открытием *хиггс-частиц*. Они "ответственны" за спонтанное нарушение электрослабой симметрии и появление масс частиц. Последние результаты теории на основе Стандартной Модели предсказывают массу хиггс-частиц порядка 150 ГэВ. Очевиден вопрос – почему эти частицы не были еще обнаружены в экспериментах на Теватроне, где был открыт *t*-кварк с массой 176 ГэВ? Вполне резонно ответить, что проблема, видимо, состоит не только в энергии столкновения частиц.

Здесь уместно указать на различие между лептонными и адронными встречными пучками. По современным представлениям лептоны – точечные частицы и, как следствие, полная энергия частиц в  $e^+e^-$  или  $\mu^+\mu^-$ -столкновениях, к примеру, может быть "использована" для генерации других частиц. Совсем другое дело нуклон. Он состоит из трех кварков и глюонов\* (как минимум трех). Поэтому энергия кварк-антикварк взаимодействия в  $p\bar{p}$ -столкновениях не превышает 1/6 от энергии сталкивающихся частиц. Однако общая масса родившихся в столкновении частиц может быть несколько больше, как, например в случае топ-кварка, благодаря коллективному характеру кварк-глюонного взаимодействия при высоких энергиях.

Кандидаты для обнаружения хиггсов – Теватрон, ЛHC и линейные  $e^+e^-$ -коллайдеры.

2). *Кварк-глюонная плазма*, как ожидается, будет получена и изучена в столкновениях релятивистских ионов (RHIC, LHC в режиме столкновения ионов свинца). Первые указания на этот феномен получены в экспериментах с выведенным пучком ионов и фиксированной мишенью на SPC в ЦЕРН и (возможно) на Нуклотроне ОИЯИ (см. подробнее лекцию II, п. 2.2).

3). *Кварконии* – мезоны, состоящие из "чистых" пар определенных кварков и их антикварков (без примеси других пар кварк-антикварк), - очень интересны для дальнейшего исследования Стандартной Модели. Эти исследования проводятся и

будут проводиться в основном на коллайдерах (Табл. 2). Большой интерес и научную значимость имеет здесь задача "топония" ( $\bar{t}t$ -мезон), пока еще не наблюдавшегося в эксперименте.

4). "Старая" частица *пион* остается очень привлекательным объектом и инструментом для изучения сильных взаимодействий на ядерном (надкварковом) уровне. Для этих целей активно используются протонные ускорители, особенно с высокой интенсивностью, например, такие, как LAMPF (Лос-Аламос) или ускоритель в Институте им. Пауля Шерера (PSI) в Швейцарии.

5). Природа *ядерного спина* остается загадкой современной физики элементарных частиц: недавние эксперименты на коллайдере HERA продемонстрировали, что ядерный спин не равен сумме спинов кварков, формирующих ядро. Существует несколько гипотез на этот счет, однако все они нуждаются в развитии, что требует дальнейших экспериментальных исследований.

6). Похожая "загадочная" ситуация имеет место со *странностью нуклона*. Эффект нарушения "правила Окуба – Цвейга – Изуки" (OZI), обнаруженный в эксперименте по исследованию  $\bar{p}p$ -взаимодействия на LEAR CERN, показывает, что эти частицы, не содержащие *s* (странный)-кварк, способны генерировать в своих столкновениях гораздо большее количество  $\phi$ -мезонов ( $\bar{s}s$ ), нежели это предсказывает теория. По современным представлениям, этот эффект может быть объяснен в рамках Стандартной Модели, если предположить более сложную структуру нуклона, присутствие в нем "облака" виртуальных кварков и антикварков.

7). Эксперименты с *нейтрино* – традиционное поле активности физики частиц, и направленные и хорошо контролируемые потоки быстрых нейтрино, генерируемые в ускорителях на протонных пучках, необходимы для



экспериментального изучения слабого взаимодействия. Расширение этих экспериментов в область супервысоких энергий (ЛНС) очень важно.

8).  $\tau$ -лептон – самый тяжелый “квазиэлектрон”, частица, относящаяся к 3-му поколению, – изучен еще недостаточно. Возможность генерации  $\tau$ -лептона в направленных пучках появляется с созданием асимметричных  $S\tau$ -коллайдеров, подобных ВЭПП5, КЕКВ и ВСТФ (рис. 1). Тем самым может быть получено новое качество экспериментов по изучению электрослабых взаимодействий с участием  $\tau$ -лептонов.

9). Проблема *нарушения симметрий* относится к числу фундаментальных в физике элементарных частиц, начиная, видимо с 1956 года\* (см. выше). И эта обширная область требует использования всего “букета” ускорителей, для генерации различных видов частиц и квазиатомных систем, упомянутых в разделе 1.8.6. И первый феномен, который должен быть здесь указан, – знаменитые осцилляции частица-античастица (см. п. 1.3.). Ожидается (Б.М. Понтекорво, 1957 год), что это явление может наблюдаться у нейтрино ( $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ,  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ), нейтронов ( $n \leftrightarrow \bar{n}$ ), мюония ( $e^- \mu^+ \leftrightarrow e^+ \mu^-$ ), антиводорода ( $\bar{p} e^+ \leftrightarrow p e^-$ ). Эти осцилляции происходят с несохранением некоторых квантовых чисел, например, заряд лептона в  $\nu$ - и мюониевых осцилляциях.

Наиболее фундаментальный принцип – СРТ-теорема – может быть проверен на атомах антиводорода в экспериментах спектроскопии высокого разрешения [5, 6].

10). И извечная проблема исследователей – “что за горизонтом существующих знаний” – требует постановки экспериментов по поиску новых частиц, проверки моделей суперсимметрии и т.п.

Некоторые из экспериментальных проблем, перечисленных выше, лежат в рамках Стандартной Модели, существование некоторых других, напротив, означает ее нарушение. Однако совершенно новые знания могут быть получены, скорее всего, с дальнейшим увеличением энергии взаимодействия частиц. Поэтому развитие ускорительной техники, разработка новых принципов ускорения частиц, постоянно остаются основной целью для физиков-ускорительщиков.

Самый первый шаг в этом направлении, “за горизонт”, будет сделан с появлением нового поколения лептонных и адронных коллайдеров (п.п. 1.8.2, 1.8.3). Тем не менее, любой успех в этой сфере не снизит активности в разработке новых методов ускорения. И здесь наибольшие надежды связаны с плазменными ускорителями нового типа, принцип действия которых заключается в следующем. Пучок лазерного излучения или пучок частиц низкой энергии взаимодействует с плазмой, предварительно подготовленной и заключенной в магнитное поле. Пучок возбуждает в плазме бегущие или стоячие волны, которые создают сильное электрическое поле. Это поле может быть использовано для ускорения других частиц. Уровень темпа ускорения, достигнутый сегодня в лабораторных экспериментах, лежит в пределах  $20 \text{ МэВ/м} \div 5 \text{ ГэВ/м}$ , в зависимости от длины секции ускорения (см. [7] и библиографию там). Эти параметры получены пока только на моделях малого размера, порядка нескольких см.

## 1.9. Заключение

Столетний юбилей открытия электрона – хороший повод для анализа существующего положения в физике частиц. Несомненно, прогресс в этой области знаний грандиозен. Дальнейшее развитие требует повышения энергии ускорителей. И, несмотря на тот факт, что традиционные методы ускорительной техники практически исчерпаны, появляющиеся новые методы позволяют надеяться на дальнейший прогресс.

## ЛЕКЦИЯ II. СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

### Введение

Современное развитие ускорительной техники идет по нескольким направлениям. В их числе следует назвать прежде всего коллайдеры на сверхвысокие энергии, "фабрики" в области рождения кваркониев, нейтринные генераторы – ускорители с выведенным пучком для физики нейтрино, ускорители типа циклотрон в их современной модификации для исследований ядра и ядерной материи, накопители ионов для экспериментов в ядерной физике, генераторы пучков экзотических атомов, таких как антиводород, позитроний, мюоний и пионные атомы. Во многих ускорительных центрах ведутся работы по созданию новых принципов ускорения с темпом в несколько ГэВ/м. Главная задача ускорительной техники – развитие методов ускорения заряженных частиц требует соответствующего базиса, развития физики ускорителей.

### 2.1. Кинематика столкновений

С середины 60-х годов в физике появились ускорители со встречными пучками, или, как теперь их принято называть, *коллайдеры* (от английского слова collision) [1,2]. С тех пор кинематика столкновений двух частиц рассматривается как полноправный случай движущейся частицы-мишени. При этом первое, что требуется найти из такого анализа, – это энергия взаимодействия (столкновения) частиц в системе их центра масс (СЦМ). Именно она определяет суммарную массу частиц, рождающихся при столкновении двух исходных частиц.

Итак, рассмотрим столкновение двух частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$ , имеющих в лабораторной системе (ЛС) полную энергию  $\varepsilon_{1,2}$  и импульс  $P_{1,2}$ . Скорость СЦМ двух частиц при их столкновении равна [3]:

$$v_0 = \frac{\vec{P}_1 + \vec{P}_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} c^2 = \frac{\gamma_1 m_1 \vec{\beta}_1 + \gamma_2 m_2 \vec{\beta}_2}{\gamma_1 m_1 + \gamma_2 m_2} c, \quad (1)$$

где  $\vec{\beta}_{1,2} = \vec{v}_{1,2} / c$ ,  $\gamma_{1,2} = (1 - \beta_{1,2}^2)^{-1/2}$ ,  $\vec{v}_{1,2}$  – скорости первой и второй частиц в ЛС. Импульс и энергия первой частицы в СЦМ определяются соотношениями:

$$(P_1)_0 = \gamma_0 (P_1 - \beta_0 \varepsilon_1 / c) = \frac{\gamma_1 \gamma_2 m_1 m_2 c (\beta_1 + \beta_2)}{[m_1^2 + m_2^2 + 2\gamma_1 \gamma_2 m_1 m_2 (1 + \beta_1 \beta_2)]^{1/2}}, \quad (2)$$

$$(\varepsilon_1)_0 = \gamma_0 (\varepsilon_1 - \beta_0 P_1 c) = \frac{(m_1 + \gamma_1 \gamma_2 (1 + \beta_1 \beta_2) m_2) m_1 c^2}{[m_1^2 + m_2^2 + 2\gamma_1 \gamma_2 m_1 m_2 (1 + \beta_1 \beta_2)]^{1/2}},$$

где  $\beta_0 = v_0 / c$ ,  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ . Предоставляя читателю удовольствие самостоятельного вывода этих формул, отметим, что умение делать подобные релятивистские преобразования является обязательным требованием к квалификации современного физика. Энергия второй частицы в СЦМ получается заменой индекса "1" на "2". Импульсы обеих частиц в СЦМ равны по модулю и противоположно направлены. Энергия столкновения равна сумме энергий двух частиц в СЦМ:

$$\varepsilon_0 = (\varepsilon_1)_0 + (\varepsilon_2)_0 = \left[ (m_1^2 + m_2^2) c^4 + 2(1 + \beta_1 \beta_2) \varepsilon_1 \varepsilon_2 \right]^{1/2}. \quad (3)$$

В частном случае пучка, выведенного на мишень, когда  $\beta_2 = 0$ ,  $\gamma_2 = 1$ , величины энергии и импульса налетающей частицы в СЦМ определяются соотношениями:

$$\varepsilon_0 = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2\gamma_1 A_1 A_2 m_p c^2},$$

$$P_0 = \frac{A_1 A_2 \gamma_1 \beta_1 m_p c}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2\gamma_1 A_1 A_2}}, \quad (4)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – атомные числа сталкивающихся частиц. В нерелятивистском случае соотношения (4) могут быть представлены в виде

$$\varepsilon_0 = (m_1 + m_2)c^2 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \varepsilon_{kin},$$

$$P_0 = \frac{m_2 P}{m_1 + m_2}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_{kin}$ ,  $P$  – кинетическая энергия и импульс налетающей частицы с массой  $m_1$ .

В ультррелятивистском случае, когда  $\gamma_1 \gg 1$ , соотношения (4) принимают простой и легко запоминающий вид:

$$\varepsilon_0 = \sqrt{2\varepsilon_1 m_2 c^2} = 2P_0 c. \quad (6)$$

Таким образом, в случае пучка, выведенного на неподвижную мишень, рост энергии взаимодействия  $\varepsilon_0$  (6) с энергией ускоренных частиц  $\varepsilon_1$  довольно медленный, как корень квадратный из  $\varepsilon_1$ . Ситуация изменяется при переходе к ускорителям со встречными пучками. При столкновении встречных пучков частиц с одинаковыми импульсами полная энергия в СЦМ равна

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (7)$$

(заметим, что если массы частиц разные, их скорости и энергии в ЛС отличаются). Здесь  $\varepsilon_{1,2}$  – энергия частиц в ЛС. В этом случае энергия взаимодействия частиц  $\varepsilon_0$  растет линейно с их энергией. В этом заключено основное преимущество ускорителей с встречными пучками по сравнению с ускорителями с выведенным пучком.

Часто требуется знать кинетическую энергию частиц выведенного пучка  $(\varepsilon_1)_{kin}$ , которой в СЦМ соответствует полная энергия частиц  $\varepsilon_0$ . Для нахождения  $(\varepsilon_1)_{kin}$ , чтобы избежать громоздких выражений (2), проще воспользоваться инвариантом

$$\varepsilon_0^2 = Inv = [(\varepsilon_1)_{kin} + (m_1 + m_2)c^2]^2 - (p_1 c)^2$$

и равенством

$$(p_1 c)^2 + m_1^2 c^4 = [(\varepsilon_1)_{kin} + m_1 c^2]^2.$$

Отсюда получаем величину кинетической энергии частиц выведенного пучка  $(\varepsilon_1)_{kin}$ :

$$(\varepsilon_1)_{kin} = \frac{\varepsilon_0^2 - (m_1 + m_2)^2 c^4}{2m_2 c^2}. \quad (8)$$

Величина  $(\varepsilon_1)_{kin}$  характеризует пороговую энергию реакции с энергией взаимодействия  $\varepsilon_0$  для двух частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$ . В частности, для реакции



пороговое значение  $(\varepsilon_1)_{kin}$  равно

$$\frac{(\varepsilon_1)_{kin}}{A} = \frac{\mu(A_1 + A_2 + \mu/2)}{A_1 A_2'} m_p c^2; \quad (10)$$

здесь  $m_p c^2 = 938$  МэВ – масса протона,  $\mu = m_x / m_p$ ,  $A_{1,2} = m_{1,2} / m_p$ .

## 2.2. Шкала энергий

В предыдущем параграфе столкновения частиц рассмотрены в рамках классической механики. Такое рассмотрение справедливо, если выполнено условие

$$\lambda = \frac{\hbar}{P_0} \ll a; \quad (11)$$

здесь  $\lambda$  – длина волны Де Бройля,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $P_0$  – импульс частицы в СЦМ,  $a$  – характерный размер частиц. В обратном предельном случае

$$\lambda \gg a \quad (12)$$

проявляются волновые свойства частиц. Величина  $\lambda$  характеризует возможности пространственного разрешения структуры взаимодействующих частиц – ядра, нуклона и т.д., в зависимости от энергии ускоренных частиц. Для исследования в различных областях физики, таких как ядерная физика, атомная физика, физика сверхвысоких энергий, требуются ускорители с определенной энергией частиц, т.е. существует шкала энергий, и для каждой из перечисленных областей существует своя характерная область энергии.

В ядерной физике, где характерные размеры ядер составляют  $a \cong 10^{-13}$  см  $\cong 1\Phi$ , используются ускорители, позволяющие разгонять частицы до энергий, соответствующих  $\lambda \cong 10^{-13}$  см, когда импульс и энергия частиц в СЦМ составляют

$$P_0 \approx 0.2 \text{ ГэВ}/c \ll m_{1,2}c, \quad \varepsilon_0^2 \approx \frac{P_0^2}{2} \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) + (m_1 + m_2)c^2.$$

Подставив последнее выражение в (8), найдем

$$\frac{(\varepsilon_1)_{kin}}{A_1} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2} \frac{P_0}{m_p c^2} \right) \approx \frac{80}{A} \text{ МэВ}/н, \text{ если } A_1 \approx A_2.$$

Как следует из этого результата, требуемая энергия  $(\varepsilon_1)_{kin}$  ускоряемых частиц существенно зависит от отношения масс  $m_1/m_2$  взаимодействующих частиц.

В “нуклон-нуклонной” физике, где необходимо разрешение структуры ядра с  $\lambda \cong 3 \cdot 10^{-14}$ , требуются частицы с импульсом в СЦМ  $P_0 \approx 1$  ГэВ/с. Для ускоренных ионов с  $m_1 \cong m_2$  это соответствует энергии частиц 2 ГэВ/нуклон. При таких энергиях нуклоны ускоренного ядра взаимодействуют с отдельными нуклонами ядра мишени. При увеличении импульса ускоренных частиц до величины  $P_0 > 2$  ГэВ/с, что соответствует  $\lambda < 10^{-14}$ , становится возможным разрешение структуры отдельного нуклона и исследование кварк-кварковых взаимодействий. Для ускоренных частиц с  $m_1 \cong m_2$  это соответствует кинетической энергии  $(\varepsilon_1)_{kin}/A > 8$  ГэВ/нуклон.

В рамках “Стандартной Модели” (см. лекцию I и Таблицу I в ней) каждый нуклон состоит из трех кварков и трех глюонов. Последние, безмассовые частицы, являются переносчиками сильного взаимодействия, аналогично фотону в электромагнитном взаимодействии. Наиболее загадочным в этой модели является присущее кваркам свойство “конфайнмента” (confinement – англ., ограничение свободы, в т.ч. тюремное заключение): кварки не наблюдаются, или, по крайней мере, не наблюдались до сих пор в свободном состоянии, а только лишь в связанном, в составе других частиц. Считается, что при передаче нуклонам ядра достаточно большой энергии, т.е. при их “нагреве”, возможно образование своеобразного газа, точнее – плазмы, состоящей из свободных кварков и глюонов (рис.1 [4]). Такая “кварк-глюонная плазма” возникла, согласно современным представлениям, на ранней стадии “Великого Взрыва” (Big Bang), приведшего к образованию Вселенной. Затем, по мере остывания плазмы, ее частицы слились в нуклоны, которые образовали ядра, и т.д.

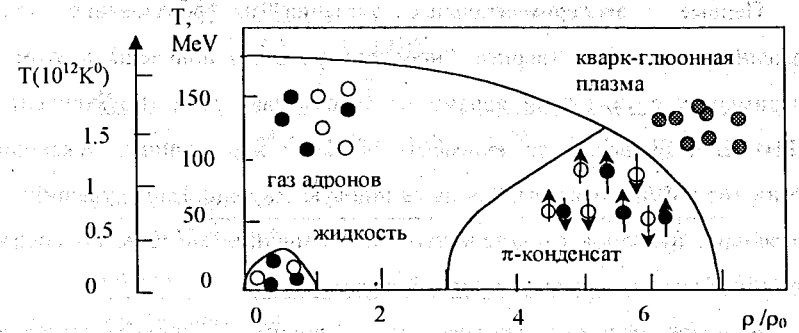


Рис.1. Фазовая диаграмма состояния вещества в зависимости от температуры и плотности нуклонов.

Наиболее неопределенный вопрос – при какой энергии и плотности взаимодействующих нуклонов начинается освобождение (deconfinement) кварков

и образование плазмы. Согласно теории, базирующейся на модели квантовой хромодинамики, критическая температура такого фазового перехода (от нуклонов к плазме) составляет примерно 260 МэВ (рис. 1). Это не означает, однако, что, сообщив каждому нуклону двух сталкивающихся ядер такую кинетическую энергию, можно получить плазму. Остается еще один параметр – энергия конфайнмента, аналогичная энергии связи электрона в атоме или нуклона в ядре. Ее также нужно передать кварку, чтобы он обрел свободу, да к тому же еще “нагреть” кварк-глюонную плазму до критической температуры, при которой эта плазма живет, не “рекомбинируя” обратно в адроны.

Из сказанного следует, в частности, один из способов регистрации этого плазменного состояния: в реакциях столкновения двух ядер должны быть подавлены процессы, идущие через слияние, соединение кварков. Например, в плазме, содержащей тяжелые  $c$ -мезоны, в этом случае должно резко падать сечение канала реакции, идущей через образование  $J/\psi$ -мезонов (пара  $c\bar{c}$ ). Для  $u$  и  $d$  (“нуклонных”) -кварков такого четкого индикатора нет.

Первые экспериментальные указания на образование подобного плазменного состояния (вернее, “предплазменного”) получены в этом году в экспериментах с тяжелыми ядрами на ускорителях AGS (Брукхейвен) и SPS (ЦЕРН). В церновском эксперименте NA-50<sup>[5]</sup> ядра свинца, ускоренные до энергии 165 ГэВ/н, сбрасывались на свинцовую мишень. Наблюдавшийся спектр вылетающих нуклонов свидетельствовал, по мнению авторов, об образовании состояния, близкого к кварк-глюонной плазме.

Большие надежды связываются с вводом в действие тяжелоионных коллайдеров (лекция 1, рис. 1) RHIC (Брукхейвен) и LHC–Pb (ЦЕРН).

Ситуация в теории, однако, достаточно противоречива. Существует, в частности, утверждение<sup>[6]</sup>, что при большой энергии столкновения состояние ядерной материи с высокой плотностью и высокой температурой не будет образовываться – нуклоны разлетаются, “не успев” создать плазменное образование. Тем интереснее тогда эксперименты в области промежуточных энергий, порядка нескольких ГэВ/н, как, например, в Нуклотроне ОИЯИ.

Максимальная энергия, достигнутая в настоящее время в ускорителях, составляет 2×90 ГэВ в электрон-позитронном коллайдере LEP (ЦЕРН) и 2×0.9 ТэВ в протон-антипротонном коллайдере Теватрон (Лаборатория им. Ферми, США). С вводом  $pp$ -коллайдера LHC (ЦЕРН) максимальная энергия частиц в ускорителях достигнет 2×7 ТэВ. Отметим, что максимальная энергия частиц, зарегистрированная в космических лучах, порядка  $10^{21}$  эВ. С такой энергией зарегистрировано буквально несколько частиц. Поток космических лучей с энергией порядка  $10^{19}$  эВ составляет несколько частиц в секунду на квадратный километр земной поверхности.

Обсуждая проблему желаемой энергии ускорителей, следует указать на те её значения, которые интересны с точки зрения как существующих физических представлений, так и поисков неизвестных явлений. Прежде всего вспомним, что сегодня известны четыре фундаментальных взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное (рис. 2).

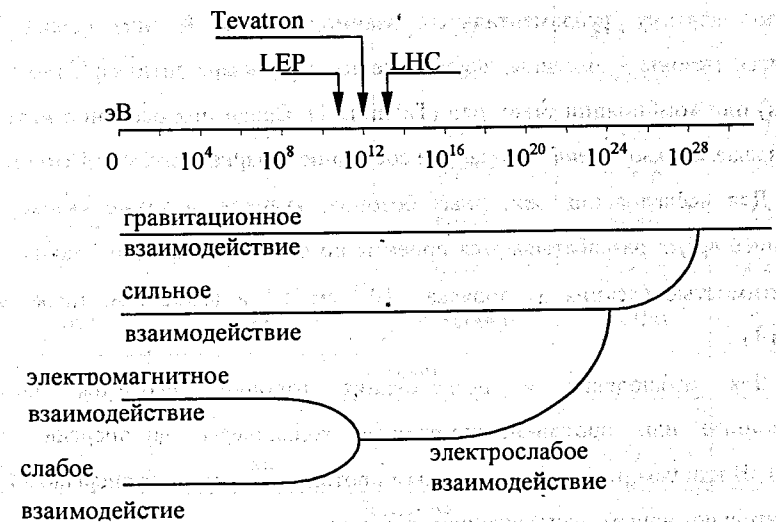


Рис. 2. Шкала энергий. Четыре фундаментальных взаимодействия

В области энергии  $\epsilon_0 \approx 100$  ГэВ (LEP 2) происходит объединение электромагнитного и слабого взаимодействий в единое “электрослабое взаимодействие”. Великое Объединение (Grand Unification) сильного электромагнитного и слабого взаимодействий ожидается при энергии частиц  $10^{24}$  эВ. Полное объединение этих трех фундаментальных взаимодействий и гравитационного должно происходить при энергии частиц  $10^{27} - 10^{29}$  эВ. Конечно, такие масштабы энергии частиц немыслимы для нынешних ускорителей. Тем не менее, знание физики взаимодействий при таких энергиях требуется в теории происхождения Вселенной, где общепризнанной является Гипотеза Большого Взрыва.

Однако область предельно больших энергий частиц не является единственно интересной в современной физике. На шкале энергий существует множество выделенных точек, где эксперимент становится весьма привлекательным и многообещающим. Это “точки” порогов рождения различных элементарных частиц, особенно тех из них, которые дают наиболее “чистую” картину фундаментальных взаимодействий. К ним прежде всего относятся мезоны – частицы, состоящие из пар кварк-антикварк (возможно, разных) или комбинации таких пар (Таблица 1). Среди них особенно интересны так называемые *кварконии* – связанное состояние “кварка и его же антикварка.

Для исследования векторных бозонов, кварков, а также кваркониев в настоящее время разрабатываются проекты по созданию “фабрик” таких частиц со светимостью (лекция 3) порядка  $10^{33}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и выше (см. также рис. 1, лекция 1).

Для наблюдения и исследования топония требуются электрон-позитронные или протон-антипротонные коллайдеры на энергию частиц  $2 \times 180$  ГэВ или ускорители с выведенным протонным пучком на энергию 24 ТэВ. Относительно новым направлением являются *асимметричные* коллайдеры, в которых импульсы сталкивающихся частиц существенно различны.

Таблица 1. Параметры некоторых “интересных” частиц и ускорителей для их исследований

Частица	Структура	Масса (МэВ/с <sup>2</sup> )	Энергия частиц, ГэВ	
			Встречные пучки $e^+e^-$ и $p\bar{p}$	$p, \bar{p}$ - столкно- вения, пучок+мишень
Мезоны				
$\pi^\pm$ - мезон	$u\bar{d}, \bar{u}d$	139.567	$2 \times 0.140$	0.6
$\eta$ - мезон	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$	548.8	$2 \times 0.275$	1.26
$K^\pm$ - мезон	$u\bar{s}, \bar{u}s$	493.67	$2 \times 0.250$	1.2
$K^0$ -мезон	$d\bar{s}$	497.7	$2 \times 0.250$	2.6
Мезоны-кварконии				
$\varphi$ - мезон	$s\bar{s}$	1019.6	$2 \times 0.250$	2.6
$\left. \begin{matrix} J/\psi \\ \psi' \end{matrix} \right\}$ - чармоний	$c\bar{c}$	3100	$2 \times 1.550$	11.3
		3685	$2 \times 1.90$	14.6
$\left. \begin{matrix} Y \\ Y^* \end{matrix} \right\}$ -ипсилоний	$b\bar{b}$	9460	$2 \times 5.0$	73.3
		10355	$2 \times 5.0$	78
$W^\pm$ - бозон		80500	$2 \times 80$	$14 \cdot 10^3$
$Z^0$ -		91500	$2 \times 45.7$	$4.65 \cdot 10^3$
Топоний	$t\bar{t}$	$\sim 360000$	$2 \times 180$	$24 \cdot 10^3$
Глюон				
$g$ глюон “глюбол”	$g\bar{g}$	?	?	?
Лептоны				
$\tau$ - лептон	-	1784	$2 \times 1.784$	

В результате центр масс рождающихся частиц имеет определенную скорость в ЛС, а их поток – заметную направленность. Первый такой  $e^+e^-$ -коллайдер HERA (DESY, ФРГ) имеет энергию электронов 30 ГэВ и протонов 820 ГэВ. В асимметричных  $e^+e^-$ -коллайдерах возможна, например, генерация направленных потоков  $\tau$ -лептонов.

## ЛЕКЦИЯ III. ОГРАНИЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ УСКОРИТЕЛЕЙ

### 3.1. Ограничения энергии частиц в ускорителе

В этой лекции мы рассмотрим наиболее важные ограничения параметров ускорителей, таких как энергия и интенсивность (светимость). Ограничения энергии частиц в ускорителях связаны с техническими возможностями получения максимальных полей в магнитах ускорителя, с темпом ускорения (напряжения на резонаторах), а также с потерями энергии частиц на излучение. Рассмотрим более подробно эти ограничения для основных двух типов ускорителей: циклических и линейных.

#### 3.1.1. Ограничения энергии в циклических ионных ускорителях

Одна из основных характеристик циклических ускорителей – *магнитная жесткость* – характеризует связь между импульсом частиц  $p$  и величиной магнитного поля  $B$  в поворотных магнитах и радиусом траектории частиц  $R$ :

$$pc = ZeBR, \quad (1)$$

здесь  $Ze$  – заряд иона. В практических единицах соотношение (1) может быть представлено в виде:

$$p_{[МэВ/c]} = 300 \cdot Z \cdot B_{[Т]} \cdot R_{[м]} \quad (2)$$

Соответственно, кинетическая энергия частицы есть

$$\frac{\mathcal{E}_{kin}}{A} = \left( \sqrt{\left( \frac{ZeBR}{Amc^2} \right)^2 + 1} - 1 \right) mc^2, \quad m = \begin{cases} m_e - \text{электроны,} \\ m_p - \text{ионы,} \end{cases} \quad (3)$$

$m_e = 0.51 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $m_p = 938 \text{ МэВ}/c^2$  – масса электрона, протона соответственно.

Максимальная величина магнитного поля в железных (“теплых”) поворотных магнитах ограничена насыщением железа и составляет примерно  $B_{max} \approx 1.8$  Т. В сверхпроводящих магнитах она превышает сегодня 8 Т в промышленных масштабах и 10 Т в опытных образцах. Так, например, в проекте LHC, где используются сверхпроводящие магниты, предполагается иметь максимальное магнитное поле  $B_{max} = 8.4$  Т. При среднем радиусе траектории  $R = 4.3$  км максимальная энергия будет достигать 7 ТэВ. В импульсных безжелезных системах максимальная величина магнитного поля составляет  $B_{max} \approx 20$  Т и ограничена механической прочностью токонесущих поверхностей (медных или бронзовых).

### 3.1.2. Ограничение энергии в циклических электронных ускорителях

Основное ограничение на максимальную энергию ускоренных электронов и позитронов связано с потерями их энергии на синхротронное излучение (СИ). Потери энергии частицы за один оборот составляют

$$\Delta\varepsilon = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\gamma^4 e^2}{R}, \quad \Delta\varepsilon_{[кэВ]} = 90 \cdot \frac{\varepsilon_{[ГэВ]}^4}{R_{[м]}}, \quad (4)$$

где  $R$  – средний радиус кривизны траектории,  $\varepsilon = \gamma mc^2$  – полная энергия частицы. Таким образом, потери энергии частицы на излучение растут как  $\varepsilon^4$ , или точнее, как  $\gamma^4 = (\varepsilon/mc^2)^4$ , то есть обратно пропорционально массе частиц в четвертой степени. Поэтому наиболее значительны потери на СИ для электронных и позитронных ускорителей. Так для LEP-2 при энергии электронов  $\varepsilon = 90$  ГэВ,  $R = 4$  км потери СИ составляют  $\Delta\varepsilon = 1.5$  ГэВ за один оборот. Мощность СИ при интенсивности электронного пучка  $N_e \approx 10^{11}$  составляет  $P = 70$  кВт. Для коллайдера LHC при энергии 7 ТэВ потери энергии протонов на СИ становятся

уже ощутимыми:  $\Delta\varepsilon = 6.7$  кэВ. При проектном токе протонного пучка  $I = 0.54$  А мощность СИ в LHC будет составлять  $P \sim 3.5$  кВт.

### 3.1.3. Ограничение энергии частиц в линейных ускорителях

Основное ограничение энергии электронов в линейных ускорителях связано с темпом ускорения в резонаторах, который определяет длину ускорителя:

$$\varepsilon_{kin} = ZeEL, \quad (5)$$

где  $E$  – средняя по ускорителю напряженность ускоряющего электрического поля,  $L$  – длина ускорителя. Рекордное сегодня значение напряженности электрического поля в “теплых” импульсных резонаторах, работающих с частотой повторения  $10 + 50$  Гц, составляет 50 МВ/м. Для сверхпроводящих резонаторов, работающих в непрерывном режиме, величина электрического поля равна 30 МВ/м.

В настоящее время разрабатываются проекты линейных ускорителей на основе как сверхпроводящих резонаторов – TESLA (DESY, ФРГ), так и теплых – ВЛЭПП (Новосибирск), CLIC (ЦЕРН), JLC (КЕК, Япония).

## 3.2. Светимость ускорителя

### 3.2.1. Что такое светимость?

Светимость является одной из основных характеристик ускорителя. Рассмотрим вначале светимость ускорителя с выведенным пучком, взаимодействующим с мишенью (рис. 1а). Количество событий в мишени в единицу времени равно

$$\frac{dN_{event}}{dt} = \sigma n_o dN = \sigma L, \quad (6)$$



где  $\sigma$  – сечение реакции,  $n_0$  – количество атомов в единице объема мишени,  $d$  – толщина мишени,  $\dot{N}$  – средний во времени поток частиц выведенного пучка.

Параметр

$$L = n_0 d \dot{N} \quad (7)$$

и есть светимость, которая равна, стало быть, числу событий в единицу времени при единичном сечении ( $\sigma=1$ ). Таким образом, светимость определяется интенсивностью пучка в ускорителе  $\dot{N}$  и толщиной мишени  $n_0 d$ . Часто вводят понятие интегральной светимости за время эксперимента  $t_{exp}$ :

$$L = \int_0^{t_{exp}} L dt.$$

Светимость измеряется в  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , интегральная светимость – в обратных пикобарнах:  $1 \text{ Пб}^{-1} = 10^{36} \text{ см}^{-2}$ . Выбор толщины мишени ограничен неопределенностью энергии частиц пучка, вызванной ионизационными потерями в мишени, а также разбросом величины ионизационных потерь энергии ("straggling").

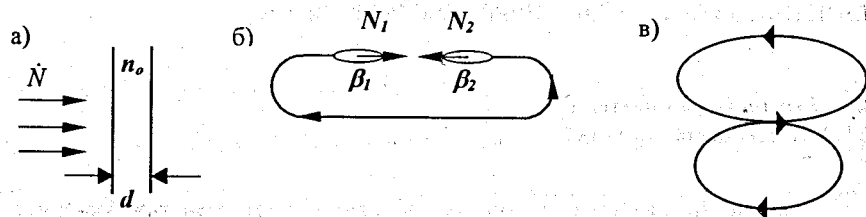


Рис. 1. Три варианта эксперимента:

- а) выведенный пучок, взаимодействующий с мишенью;
- б) встречные пучки при лобовых столкновениях;
- в) "сливающиеся" встречные пучки.

Во встречных пучках (рис. 1б) мишенью является один из них, так что толщина мишени здесь равна  $n_0 d = N_2 d / S \ell_b$ , а поток частиц –  $\dot{N} = N_1 / T$ , где  $T$  – период обращения частицы. Здесь  $N_1, N_2$  – число частиц в 1-м и 2-м сгустках,  $S = \max(S_1, S_2)$ ,  $S_1$  и  $S_2$  – площади сечения 1-го и 2-го сгустков,  $d$  – длина участка встречи,  $\ell_b$  – длина сгустка. Таким образом, светимость есть

$$L = \dot{N}_1 n_0 d = \frac{N_1}{T} \cdot \frac{N_2}{S \ell_b} \cdot d. \quad (8)$$

Длина участка встречи в случае строго "лобовых" соударений не превышает длину сгустка, тогда как для пучков, пересекающихся под углом, она заметно ниже:  $d < \ell_b$ . Максимальная светимость встречных пучков при лобовых соударениях может быть представлена в форме

$$L = \frac{N_1 N_2}{S} \cdot f, \quad (9)$$

где  $f$  – частота обращения сгустков.

Существует третий вариант эксперимента – "попутно-встречные" ("merging" – сливающиеся) пучки (рис. 1 в). Нетрудно видеть, что и в этом случае светимость описывается формулами, аналогичными (8), (9) (см. ниже).

Как следует из соотношений (6, 8, 9), светимость ограничена интенсивностью пучков и их размерами. Для повышения светимости в месте встречи сгустков осуществляется фокусировка с минимально возможным значением  $\beta$ -функции:

$$S = \pi a^2 = \pi \epsilon_1 \beta_{min}. \quad (10)$$

Здесь  $a$  – поперечный размер пучка,  $\epsilon_1$  – его эмиттанс,  $\beta_{min}$  – значение  $\beta$ -функции в месте встречи. Типичное значение  $\beta$ -функции в месте встречи составляет  $\beta_{min} \approx 20 \div 1 \text{ см}$ . Так, светимость электрон-позитронного коллайдера  $e^+e^-$  с

интенсивностью пучков  $N_1 \cong N_2 \cong 10^{11}$  при их поперечном размере  $a \approx 0.1$  мм и частоте обращения  $f = 3$  МГц составляет  $L \approx 10^{32} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

Проекты ион-ионных колайдеров со сливающимися пучками, траектории частиц которых пересекаются под углом  $\alpha$ , разрабатываются в ряде лабораторий (RIKEN, Япония; GSI, ФРГ) (рис. 2).

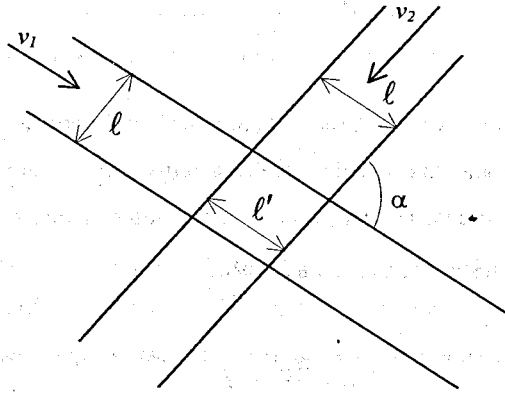


Рис. 2. Схема столкновений сливающихся пучков

Рассмотрим столкновения двух “сливающихся” пучков, частицы которых движутся со скоростями  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$ . Для простоты проанализируем столкновение пучков ленточной формы с шириной  $l$  и высотой  $h$ .

Перейдем в систему координат пучка 1, движущуюся со скоростью  $v_1$ . Угол между траекториями частиц пучков в этой системе отсчета равен

$$\text{tg} \alpha' = \frac{\sin \alpha}{\gamma_2 (\cos \alpha - \beta_2 / \beta_1)}, \quad (11)$$

где  $\gamma_2 = (1 - \beta_2^2)^{-1/2}$ . Частицы пучка 1 взаимодействуют с частицами пучка 2 на длине

$$l' = \frac{l}{\sin \alpha'}, \quad (12)$$

где

$$\sin^2 \alpha' = \frac{l}{l + c \text{tg}^2 \alpha'} = \frac{v_1^2 \sin^2 \alpha}{\gamma_2^2 [v_1^2 - 2v_1 v_2 \cos \alpha + v_2^2 - v_1^2 v_2^2 \sin^2 \alpha / c^2]}$$

Соотношение (12) может быть представлено в виде

$$l' = \gamma_2 l v_2 \cdot \frac{\sqrt{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - (\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)^2 / c^2}}{v_1 \times v_2}. \quad (13)$$

Плотность частиц пучка 2 в системе координат пучка 1 равна

$$n_2' = n_2 / \gamma_2. \quad (14)$$

Светимость сливающихся пучков равна (8)

$$L = \dot{N}_1 n_2' l',$$

где  $\dot{N}_1 = n_1 v_1 l h$  – поток частиц пучка 1. После подстановки соотношений (13) и (14) находим величину светимости сливающихся пучков

$$L = n_1 n_2 v_1 v_2 l h \cdot l \cdot \frac{\sqrt{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - (\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)^2 / c^2}}{v_1 \times v_2}. \quad (15)$$

Для пучков произвольной формы светимость равна

$$L = \int_V n_1 n_2 \sqrt{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - (\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)^2 / c^2} dV, \quad (16)$$

где  $V$  – объем области столкновения. Для сливающихся пучков с вертикальным размером  $h$ , движущихся со скоростью  $\beta_1 \cong \beta_2 \cong 1$ , светимость может быть представлена в виде

$$L = \frac{\sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2 - 2\beta_1 \beta_2 \cos \alpha - \beta_1^2 \beta_2^2 \sin^2 \alpha} N_1 N_2}{(2\pi R)^2 h \sin \alpha} \approx \frac{N_1 N_2 c}{(2\pi R)^2 h} \text{tg} \frac{\alpha}{2}, \quad (17)$$

здесь  $R$  – средний радиус орбиты частиц в коллайдере,  $n_{1,2} = N_{1,2} / (2\pi R \ell h)$  – плотности сливающихся пучков,  $N_1$  и  $N_2$  – число частиц в первом и во втором пучке, соответственно. Светимость для сливающихся пучков определяется вертикальным размером пучка и не зависит от его горизонтального размера.

В заключение раздела вычислим среднее значение светимости в накопителе с внутренней мишенью. Пусть в накопитель в единицу времени инжектируется  $\dot{N}_0$  частиц, время накопления составляет  $\tau_{stor}$ , а период их обращения при энергии инжекции есть  $T_{inj}$ . Тогда в накопителе накапливается  $N$  частиц за время  $T_0$

$$N = \frac{\dot{N}_0 \tau_{stor} T_0}{T_{inj}}, \quad (18)$$

здесь  $T_0$  – период обращения частиц в накопителе. Поток частиц через внутреннюю мишень составляет

$$\dot{N}_{target} = \frac{N}{T_0} = \dot{N}_0 \cdot \frac{\tau_{stor}}{T_{inj}}$$

Средняя светимость  $\bar{L}$  при работе на эксперимент в течение времени  $\tau_{exp}$  пропорциональна

$$\bar{L} \propto \frac{\tau_{exp}}{\tau_{exp} + \tau_{stor}} \cdot \dot{N}_0 \frac{\tau_{stor}}{T_{inj}}. \quad (19)$$

Таким образом, выигрыш в величине среднего потока через мишень зависит только от отношений  $\tau_{stor} / T_{inj}$  и  $\tau_{stor} / \tau_{exp}$

### 3.2.2. Ограничения светимости ускорителя

Светимость ускорителей, как показано выше, определяется интенсивностью пучков и их поперечными размерами. Интенсивность пучков ограничена эффектами пространственного заряда, приводящими к неустойчивости пучков в ускорителе (накопителе) из-за так называемого сдвига бетатронной частоты (incoherent tune-shift, или Laslet tune-shift). Другое ограничение связано с эффектами встречи пучков, приводящими к их неустойчивости из-за когерентного сдвига бетатронной частоты (coherent tune shift, или beam-beam parameter).

### 3.2.3. Некогерентный сдвиг бетатронной частоты

Рассмотрим бетатронные колебания пучка радиуса  $a$  в вакуумной камере радиуса  $b$  (рис. 3) с учетом его пространственного заряда. Уравнение движения

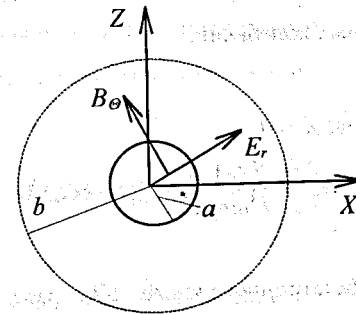


Рис. 3. Пучок в вакуумной камере:  $a$ ,  $b$  – радиусы поперечных сечений пучка и камеры,  $E_r$ ,  $B_\theta$  – компоненты поля пучка

частиц имеет вид

$$\gamma m \ddot{X} = F_{foc} + ZeE_r - Ze\beta B_\theta, \quad (20)$$

здесь  $E_r$ , и  $B_\theta$  — электрическое и магнитное поля пространственного заряда внутри пучка

$$E_r = 2\pi r \rho = 2Ze \frac{Nr}{\ell_b a^2}, \quad B_\theta = \beta E_r, \quad (21)$$

$N$  — число частиц в сгустке,  $\ell_b$  — длина сгустка,  $\beta = v/c$ ,  $v$  — продольная компонента скорости частиц пучка,  $F_{foc} = -\gamma m \omega_{bet}^2 x$  — фокусирующая сила ускорителя,  $\omega_{bet} = Q\omega_s$  — частота бетатронных колебаний,  $\omega_s$  — частота обращения,  $Q$  — бетатронное число.

Уравнение (20) после подстановки приведенных выражений для полей и сил можно представить в виде

$$\ddot{X} + \omega_{bet}^2 X = \frac{2(Ze)^2 N}{\gamma^3 m \ell_b a^2} X. \quad (22)$$

Нетрудно видеть, что наличие пространственного заряда пучка приводит к сдвигу частоты бетатронных колебаний:

$$\begin{aligned} \ddot{X} + \omega_*^2 X &= 0, \\ \omega_*^2 &= \omega_{bet}^2 - \frac{2(Ze)^2 N}{\gamma^3 m \ell_b a^2} \equiv [(Q + \Delta Q_{inc})\omega_s]^2. \end{aligned} \quad (23)$$

Отсюда сдвиг величины бетатронного числа  $\Delta Q_{inc}$  равен

$$\Delta Q_{inc} \approx -\frac{1}{2Q} \cdot \frac{2(Ze)^2 N}{\omega_s^2 \gamma^3 m \ell_b a^2} = -\frac{1}{Q} \cdot \frac{(Ze)^2 N}{\beta^2 \gamma^3 mc^2} \cdot \frac{R_s^2}{\ell_b a^2}, \quad (24)$$

здесь  $R_s$  — средний радиус орбиты в ускорителе. Соотношение для  $\Delta Q_{inc}$  удобно также представить в виде

$$\Delta Q_{inc} = -\frac{Z^2}{A} \cdot \frac{r_o N R_s k_b}{2\pi \beta^2 \gamma^3 a^2 Q}, \quad (25)$$

$$\text{где } r_o = e^2 / mc^2 = \begin{cases} 2.8 \cdot 10^{-13} & e^+, \\ 1.5 \cdot 10^{-16} & p, \end{cases}$$

— классический радиус электрона (для электронных и позитронных пучков) или протона для протонных или ионных пучков,  $k_b = C_{Ring} / \ell_b$ ,  $C_{Ring}$  — периметр ускорительного кольца. Величина  $\Delta Q_{inc} < 0$  всегда отрицательна, что соответствует дефокусировке пучка (расталкивание частиц). В случае пучка эллиптического сечения с размерами полуосей  $a \times b$  в выражении (21) для компоненты электрического поля вдоль полуоси  $a$  (вертикальной, например,) появляется произведение

$$a(a+b) = \varepsilon_V \left( 1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_V}} \right) \beta_V,$$

где  $\varepsilon_V$ ,  $\varepsilon_H$  — вертикальный и горизонтальный эмиттансы пучка,  $\beta_V$  — вертикальная бета-функция. Соответственно, для эллиптического пучка некогерентный сдвиг бетатронного числа вертикальных колебаний равен

$$\Delta Q_{inc} = -\frac{Z^2}{A\beta^2 \gamma^3} \cdot \frac{r_o N k_b}{\pi \varepsilon_V \left( 1 + \sqrt{\varepsilon_H / \varepsilon_V} \right)}. \quad (26)$$

Когда бетатронные числа  $\hat{Q}_{x,z} = Q_{x,z} + \Delta Q_{x,z}$  удовлетворяют условию

$$m\hat{Q}_x + n\hat{Q}_z = \ell, \quad m, n, \ell - \text{целые числа}, \quad (27)$$

в системе имеет место резонансное воздействие внешних возмущений на частицу, что ведет в конечном счете к неустойчивости пучка. Число  $\ell$  называется

порядком резонанса. Чем больше  $\ell$  (выше порядок), тем слабее влияние резонанса. Выбор рабочей точки ускорителя (значений параметров  $Q_x, Q_z$ ) и заключается в том, чтобы обеспечить достаточную удаленность  $Q_x, Q_z$  от резонансных значений (27). Если некогерентный сдвиг  $\Delta Q_{inc}$  смещает рабочую точку к ближайшему машинному резонансу, то это приводит к раскачке бетатронных колебаний и гибели пучка. Предельное значение  $\Delta Q_{max}$  для ионных накопителей с электронным охлаждением (лекция V) составляет  $\Delta Q_{max} \approx 0.1$ . Для ионных машин без охлаждения эта величина более чем на порядок ниже  $\Delta Q_{max} \approx 0.005$ . Для электронных и позитронных накопителей благодаря радиационному затуханию бетатронных колебаний (лекция 5) удается достичь интенсивностей пучков, соответствующих  $\Delta Q_{max} \approx 0.05$ .

### 3.2.4. Эффекты встречи

Рассмотрим влияние пространственного заряда одного пучка на сдвиг частоты бетатронных колебаний частиц другого.

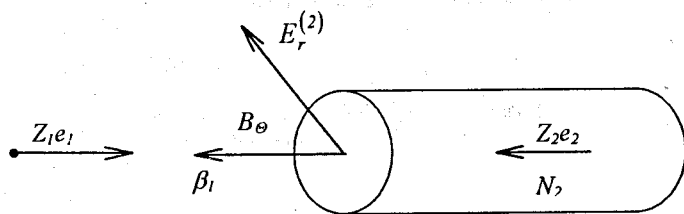


Рис. 4. Встреча частицы  $e_1$  с пучком 2.

Уравнение бетатронных колебаний частиц 1-го пучка с учетом пространственного заряда пучка 2 имеет вид

$$\gamma_1 m_1 \ddot{X}_1 + \gamma_1 m_1 \omega_{bet}^2 X_1 = e_1 E_r^{(2)} + e_1 \beta_1 B_\theta^{(2)}, \quad (28)$$

где  $E_r^{(2)}$  и  $B_\theta^{(2)} = \beta_1 E_r^{(2)}$  - электрическое и магнитное поля пучка 2 (см. (21)).

Подставив выражения для  $E_r^{(2)}$  и  $B_\theta^{(2)}$ , приводим (28) к виду

$$\ddot{X}_1 + \omega_{bet}^2 X_1 = \frac{(1 + S\beta_1\beta_2)Z_1 e_1 Z_2 e_2 N_2}{\gamma m_1 \ell_b a_2 (a_2 + b_2)} X, \quad (29)$$

где  $\ell_b$  - длина сгустка, параметр  $S = \pm 1$  в зависимости от знаков зарядов сталкивающихся частиц и направления их скоростей равен

$$S = \begin{cases} +1 & \text{встречные пучки, знаки } e_1 \text{ и } e_2 \text{ разные,} \\ +1 & \text{встречные пучки, знаки } e_1 \text{ и } e_2 \text{ одинаковые,} \\ -1 & \text{попутные пучки, знаки } e_1 \text{ и } e_2 \text{ одинаковые,} \\ -1 & \text{попутные пучки, знаки } e_1 \text{ и } e_2 \text{ разные.} \end{cases} \quad (30)$$

Из уравнения (29), аналогично тому, как это было сделано в (22) - (25), найдем некогерентный сдвиг бетатронной частоты колебаний частиц пучка 1 из-за взаимодействия в местах встречи с пучком 2:

$$\Delta Q_1 = -\frac{Z_1 Z_2}{A_1} \cdot \frac{r_1 N_2}{\pi \epsilon_2^{(v)} \left(1 + \sqrt{\epsilon_2^{(H)} / \epsilon_2^{(v)}}\right)} \cdot \frac{(1 - S\beta_1\beta_2)}{\gamma_1 \beta_1} \cdot \frac{\langle \beta_1^{(v)} \rangle}{\beta_{coll}^{(v)}}, \quad (31)$$

здесь  $Z_1 e, Z_2 e$  - заряды частиц первого и второго пучков,  $r_1 = e^2/m_1 c^2$  - классический радиус частиц пучка 1,  $\epsilon_2^{(v)}, \epsilon_2^{(H)}$  - вертикальный и горизонтальный эмиттансы пучка 2,  $\gamma_1 = (1 - \beta_1^2)^{-1/2}$ ,  $\beta_1 = v_1/c_1$ ,  $v_1$  - скорость

частиц пучка 1,  $\langle \beta^{(V)} \rangle$  – среднее значение вертикальной  $\beta$ -функции для пучка 1,  $\beta_{coll}^{(V)}$  – значение вертикальной  $\beta$ -функции в области встречи. Еще раз подчеркнем, что знак “+” в скобках  $(1+\beta_1\beta_2)$  в (29) и (31) соответствует встречным пучкам. Соответственно, знак “-” появляется при рассмотрении попутных пучков.

В том случае, когда наиболее существен сдвиг  $\Delta Q_1$  из-за эффектов встречи, рабочая точка должна располагаться над ближайшим (“сильным”) резонансом. В противоположном случае, когда  $\Delta Q_{inc} > \Delta Q_1$ , рабочая зона должна располагаться под ближайшим резонансом.

Ограничения на величину сдвига бетатронных колебаний в ускорителях приводят к ограничению интенсивности пучков, то есть ограничению светимости.

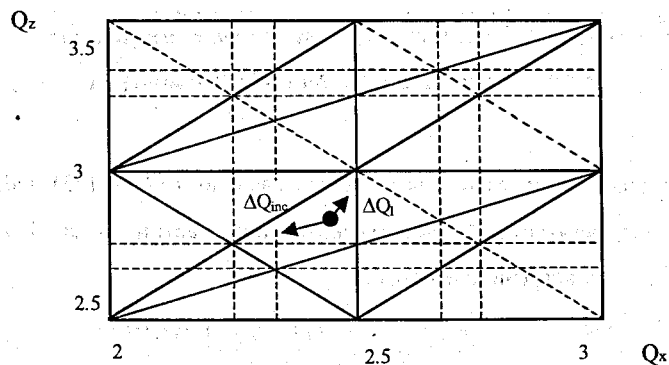


Рис. 5. Сдвиг величины бетатронного числа из-за эффектов встречи  $\Delta Q_1$  и пространственного заряда пучка ( $\Delta Q_{inc}$ ). Сплошные линии – условия резонансов (27) для коллайдера, имеющего бетатронные числа  $Q_x=2.41$  и  $Q_z=2.81$ .

Для встречных электрон-позитронных пучков основное ограничение на интенсивность определяется эффектами встречи:

$$N_1 \approx N_2 \propto \Delta Q_{1max} \propto \gamma. \quad (32)$$

Поэтому светимость таких ускорителей растет с увеличением энергии как  $\gamma^2$ :

$$L \propto N_1 N_2 \propto \gamma^2. \quad (33)$$

Для электрон-ионных коллайдеров интенсивность ионного пучка обычно ограничена эффектами собственного пространственного заряда:

$$N_i \propto \Delta Q_{inc max} \propto \gamma_i^3, \quad (34)$$

а интенсивность электронного пучка – эффектами встречи

$$N_e \propto \Delta Q_{1max} \propto \gamma_e. \quad (35)$$

В результате, светимость растет с энергией частиц, как

$$L \propto N_e N_i \propto \gamma_i^3 \gamma_e. \quad (36)$$

### 3.2.5. Ускоритель с внутренней мишенью

Для снижения разброса энергии частиц, вызванного ионизационными потерями и флуктуацией энергии ионизационных потерь во внутренней мишени, в циклических электронных и ионных ускорителях стараются работать с

“тонкими” мишенями. Светимость в экспериментах с внутренней мишенью определяется соотношением

$$L_{int} = Nfn_0d, \quad (37)$$

где  $N$  – число частиц в пучке,  $f$  – их частота обращения,  $n_0$  – число атомов в единице объема,  $d$  – толщина мишени. Для типичных значений параметров  $N \sim 10^{11}$ ,  $f \sim 1$  МГц,  $n_0d \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , светимость  $L \sim 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Существует несколько типов тонких мишеней: газовые, кластерные, тонкие фольги. Мишень существенно влияет на качество пучка, определяя его время жизни. Многократное рассеяние на мишени обычно компенсируется за счет системы охлаждения (лекция V) в ионных накопителях и радиационного излучения в электронных. Основным источником, приводящим к гибели частиц пучка при его взаимодействии с тонкой мишенью, является однократное рассеяние на большие углы.

Светимость в экспериментах с внутренней мишенью сравнима со светимостью в экспериментах с выведенным пучком  $L_{exb}$ . Последняя для типичных значений параметров составляет

$$L_{exb} \cong \dot{N}n_0d \cong 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (38)$$

где  $\dot{N} \cong 10^{11} \text{ с}^{-1}$  – поток частиц в выведенном пучке,  $n_0d \cong 10^{22} \text{ см}^{-2}$  – толщина мишени. Внутренняя тонкая мишень обладает рядом преимуществ по сравнению с толстой внешней мишенью: во-первых, для нее нет проблем неоднозначности энергии вторичных продуктов, во-вторых, нет проблемы “страгглинга” – разброса энергий из-за флуктуаций ионизационных потерь.

## ЛЕКЦИЯ IV. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ПУЧКИ. МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

### 4.1. Поляризованные пучки в циклических ускорителях

Поляризованный пучок представляет собой поток заряженных частиц, у которых магнитные моменты (спины) ориентированы в одном из возможных направлений. Различают пучки с поперечной поляризацией, когда спин ортогонален вектору скорости частиц, и пучки с продольной поляризацией, когда векторы скорости и спина параллельны (антипараллельны).

Протонные поляризованные пучки в циклических ускорителях получают с помощью источников поляризованных частиц. Один из таких источников основан на хорошо известном эффекте Штерна - Герлаха. Поток заряженных частиц, пролетая между полюсами магнита с резко неоднородным полем, расщепляется на два пучка с противоположно направленными спинами. Более эффективными источниками поляризованных частиц являются ионные ловушки. Принцип их действия основан на электронном парамагнитном резонансе, когда наряду с постоянным продольным магнитным полем на частицу воздействует поперечное переменное (СВЧ-диапазон) магнитное поле, вызывающее резонансную поляризацию электронов атомной оболочки иона. Благодаря спин-орбитальной связи электрона и ядра происходит поляризация последних. Электроны “обдираются” на тонких мишенях на выходе из ловушки (и дополнительно после ускорения, если необходимо). В результате получают пучки поляризованных ядер.

Поляризованные электрон-позитронные пучки в накопителях получают благодаря действию магнито дипольного излучения<sup>\*)</sup>.

При движении частицы её магнитный момент прецессирует вокруг

<sup>\*)</sup> Не путать с СИ, которое является по своей природе электрически дипольным, то есть излучением заряда, движущегося по криволинейной траектории в магнитном поле. Отсюда его другое название – магнито тормозное (см.<sup>[3]</sup> с. 261). В случае магнито дипольного излучения его источником является не заряд, а магнитный момент (см.<sup>[3]</sup> с. 248).

направления вектора  $\vec{B}$ , и в магнитном поле составляющая магнитного момента, ортогональная вектору  $\vec{B}$ , уменьшается за счет магнито-дипольного излучения. В результате за характерное время излучения спин ориентируется вдоль магнитного поля, реализуется так называемый эффект Соколова - Тернова. Время поляризации описывается соотношением [7]

$$\tau_{pol} \approx \left( \frac{mc^2}{eB} \right)^3 \cdot \frac{I}{\gamma^2 \lambda_e cr_0} = \frac{1.4 \cdot 10^{13}}{\gamma^2 B_{[кГ]}^3} c, \quad (1)$$

где  $\lambda_e = \hbar/m_e c \approx 3.86 \cdot 10^{-11}$  см – комptonовская длина волны,  $r_0$  – классический радиус электрона. Время поляризации может быть выражено также через величину радиуса траектории частицы:

$$\tau_{pol} \approx \frac{R^3}{\gamma^3} \cdot \frac{I}{cr_0 \lambda_e} \approx \frac{2.8 \cdot 10^{18}}{\gamma^3} \cdot R_{[м]}^3. \quad (2)$$

Формулы (1, 2) получены в приближении круговой орбиты в однородном поле.

Время поляризации электрон-позитронных пучков в LEP 2 (ЦЕРН) равно  $\tau_{pol} \approx 30$  мин, ( $R \approx 4$  км – радиус поворотных магнитов,  $\gamma = 1.6 \cdot 10^5$ ,  $B \approx 1$  кГс). Для встречных электрон-позитронных пучков в ВЭПП-2М (Новосибирск) оно составляет  $\tau_{pol} \approx 4$  часа для  $\gamma \approx 10^3$  и  $B \approx 10$  кГс.

#### 4.2. Прецессия спина частицы в магнитном поле накопителя

Частота прецессии спина вокруг направления магнитного поля  $B'$  в системе частицы равна

$$\Omega' \approx -GB', \quad \text{где } G = \frac{\mu}{S} \approx g \frac{e}{2mc} \quad (3)$$

$G$  – гиромагнитное отношение частицы,  $\mu$  – магнитный момент частицы,  $S = \hbar/2$  – ее спин,  $g$  – так называемое безразмерное гиромагнитное отношение (обычно слово “безразмерное” опускают, используя одно и то же название для  $G$  и  $g$ ).

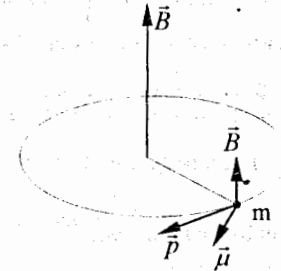


Рис. 1. Протон в однородном магнитном поле.

Магнитный момент частицы принято измерять в “магнетонах”:

$$\mu = \frac{g}{2} \frac{e\hbar}{2mc}, \quad (4)$$

где

$$\frac{e\hbar}{2mc} = \begin{cases} 5.802 \cdot 10^{-9} \text{ эВ} / \Gamma - \text{магнетон Бора (для электрона),} \\ 3.16 \cdot 10^{-12} \text{ эВ} / \Gamma - \text{ядерный магнетон (для протона).} \end{cases}$$

Сравнивая частоту прецессии спина (3) с частотой вращения нерелятивистской частицы в однородном магнитном поле

$$\vec{\Omega} = -\frac{g}{2} \frac{e\vec{B}}{mc}, \quad \omega_s = -\frac{e\vec{B}}{mc}, \quad (5)$$

видим, что они отличаются фактором  $g/2$ . Это означает, что угол между векторами  $\vec{p}$  и  $\vec{\mu}_{hor}$  (проекция  $\vec{\mu}$  на плоскость орбиты) изменяется как



$$\alpha = \frac{(g-2)}{2} \omega_s t. \quad (6)$$

Отсюда понятно значение параметра

$$g' = g - 2$$

– так называемого “аномального” магнитного момента частицы (или “dgi minus two”) – безразмерного гиромангнитного отношения (Таблица 1). Напомним, что “нормальное” значение  $g$  для равномерно заряженного вращающегося шара (сферы) как раз и есть  $g_0 = 2$ .

Таблица 1. Значение  $g'/2$  для некоторых частиц

Частица	$g'/2$
Электрон (позитрон)	$1.15962 \cdot 10^{-3}$
Протон	1.792846
Дейтон	-0.1429878

Для релятивистской частицы прецессия спина в лабораторной системе (ЛС) описывается уравнением <sup>[8]</sup>

$$\dot{\vec{J}} = [\vec{\Omega} \times \vec{J}], \quad \vec{J} = \vec{\mu} / \mu, \\ \vec{\Omega} = \frac{e}{2mc} \left\{ - \left( \frac{g_0}{\gamma} + g' \right) \vec{B} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\gamma}{\gamma+1} g' \vec{v} (\vec{B} \vec{v}) - \frac{1}{c} \left( \frac{g_0}{\gamma+1} + g' \right) [\vec{E} \times \vec{v}] \right\}, \quad (7)$$

где  $g_0 = 2$ . При выводе выражения (7) для частоты прецессии учтена связь между значениями частоты прецессии и величины магнитного поля в собственной и лабораторной системах:

$$\Omega' = \gamma \Omega, \\ \vec{B}' = \gamma \left( \vec{B}_\perp - \frac{1}{c} (\vec{v} \times \vec{E}) \right) + \vec{B}_\parallel, \\ \vec{B}'_\perp = \frac{\gamma}{v^2} [\vec{v} \times \vec{B}] \times \vec{v} \equiv \gamma \left[ \frac{\vec{v}}{v^2} (\vec{v} \vec{B}) - \vec{B} \right], \\ \vec{B}'_\parallel = \frac{\vec{v}}{v^2} (\vec{v} \vec{B}). \quad (8)$$

Кроме того, учет так называемой прецессии Томаса <sup>[9]</sup> приводит к тому, что параметры  $g_0$  и  $g'$  содержат разные множители. В чисто магнитном поле ( $\vec{E} = 0$ ) частота прецессии в случае  $\vec{v} \parallel \vec{B}$  равна

$$\vec{\Omega}_\parallel = - \frac{e \vec{B}_\parallel}{\gamma mc} \left( 1 + \frac{g'}{2} \right) \equiv \vec{\omega}_s \left( 1 + \frac{g'}{2} \right), \quad (9)$$

а при  $\vec{v} \perp \vec{B}$  она составляет

$$\vec{\Omega}_\perp = - \frac{e \vec{B}_\perp}{\gamma mc} \left( 1 + \frac{g'}{2} \right) \equiv \vec{\omega}_s \left( 1 + \frac{g'}{2} \right), \quad (10)$$

где  $\omega_s = eB/\gamma mc$  – частота вращения частицы в накопителе. При  $g' = 0$  частоты прецессии спина совпадают с частотой вращения частицы в накопителе.

Обратим внимание на важный результат, который следует из соотношения (10): частота прецессии спина при движении частицы в магнитном поле накопителя всегда больше частоты вращения:  $\Omega_\perp > \omega_s$ . Этот результат мы используем ниже, в п. 4.4.

### 4.3. Сибирская змейка

Сибирской змейкой (Siberian snake) <sup>[10]</sup> называют спиновый ротатор, осуществляющий поворот спина на  $180^\circ$  вокруг оси, лежащей в горизонтальной

плоскости (название объясняется тем, что схема ротатора предложена в ИЯФ им. Г.И.Будкера, Новосибирск, а вектор  $\vec{\mu}$  "извивается" при движении частицы в накопителе; название является теперь общепринятым в мировой ускорительной литературе). Это позволяет использовать змейку для получения желаемого направления поляризации в заданной точке накопителя (детектор, место встречи и т.д.). Рассмотрим вначале случай изначально поляризованного пучка, и пусть требуется сохранить эту поляризацию в месте встречи (в детекторе). Для этого в одном из прямолинейных промежутков накопителя (ускорителя) устанавливается соленоид с продольным полем  $\vec{B}_{sol}$  (рис. 2). В каждой из арок накопителя, где  $\vec{B} \perp \vec{v}$ , частота прецессии определяется соотношением (10):

$$\Omega = \omega_S \left( 1 + \frac{\gamma g'}{2} \right) > \omega_S,$$

то есть спин крутится быстрее, чем происходит вращение частицы. Поэтому спин в каждой арке поворачивается на угол  $\pi + \alpha$ , где

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \gamma g' \dots \quad (11)$$

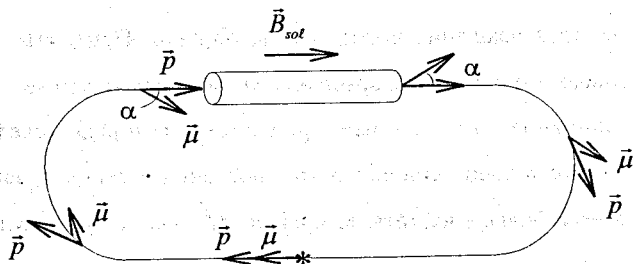


Рис. 2. Применение сибирской змейки для получения продольно-поляризованных пучков в месте встречи (\*), когда исходный пучок поляризован продольно

Тогда на входе в соленоид угол вектора  $\vec{\mu}$  с осевой траекторией равен  $-\alpha$  (внутри кольца). В соленоиде частота прецессии равна (9)

$$\bar{\Omega} = \omega_B \left( 1 + \frac{g'}{2} \right), \quad \omega_B = \frac{eB_{sol}}{\gamma mc} \quad (12)$$

Поле соленоида выбирается таким, что спин в нем поворачивается точно на угол  $\pi$  (но вокруг горизонтальной оси, параллельной осевой траектории), так что он составляет на выходе из соленоида угол  $+\alpha$  (наружу) с направлением вектора скорости. Когда частица совершает полный оборот в накопителе, спин поворачивается на угол

$$\Psi = 2(\pi - \alpha) + 2\alpha = 2\pi. \quad (13)$$

В результате его направление в месте встречи остается неизменным и не зависит от энергии частицы.

В случае, когда частицы поляризованы изначально поперечно (вертикально), что типично для  $e^+e^-$  - коллайдеров, а требуется в месте встречи иметь продольную поляризацию, схема накопителя с сибирской змейкой (рис. 3) становится несколько сложнее.

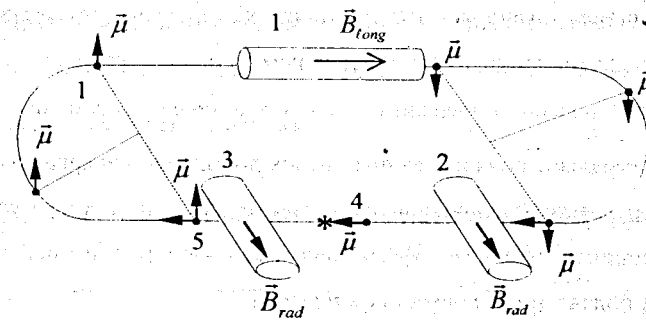


Рис. 3. Сибирская змейка для получения продольно-поляризованных пучков в месте встречи (\*) в случае, когда исходный пучок поляризован вертикально ( $e^+$  или  $e^-$ ).

Такая змейка состоит из трех соленоидов: соленоида (1) с продольным магнитным полем и двух соленоидов (2, 3) с радиальным магнитным полем. Соленоид (1) вращает спин на  $180^\circ$ . Соленоид (2) с радиальным полем  $B_{rad}$  поворачивает спин на угол  $90^\circ$ , "укладывая" его в горизонтальную плоскость параллельно скорости частицы (4). После прохождения места встречи (детектора) соленоид (3) возвращает направление спина в вертикальное, но направленное вверх (то есть в исходное) положение (рис. 3). Обратим внимание, что в этом случае спин за 1 оборот поворачивается строго на  $2\pi$ .

#### 4.4. Ускорение поляризованных пучков. Спиновые резонансы

Задача ускорения (замедления) частиц в поляризованных пучках неизбежно возникает для частиц любого сорта. Как уже отмечалось, тяжелые частицы (ионы) поляризуют в источниках при низкой энергии, после чего, как правило, требуется их ускорение до энергии эксперимента. Для электронов (позитронов) работает механизм радиационной поляризации, которая эффективна при сравнительно высоких энергиях и полях (см. (1, 2)). Поэтому часто для получения поляризованного  $e$ -пучка низкой энергии (существенно ниже максимальной возможной для данного накопителя) электроны ускоряют до максимальной энергии, выдерживают на ней в течение времени порядка  $\tau_{pol}$ , после чего замедляют поляризованный пучок до заданной энергии эксперимента. Независимость частоты спиновой прецессии от энергии частиц в ускорителях с сибирской змейкой позволяет эффективно использовать эти змейки в качестве инструмента подавления *спиновых резонансов*.

Спиновые резонансы возникают, когда частоты орбитального движения и прецессии спина удовлетворяют условию

$$\Omega = (n \pm k Q_{x,z}) \omega_s, \quad n, k - \text{целые.} \quad (14)$$

$Q_{x,z}$  – бетатронные числа. Физический смысл этого выражения понятен: при совпадении частоты прецессии с одной из частот орбитального движения частицы ее спин в любой точке орбиты имеет на каждом обороте одно и то же (разное от точки к точке!) направление. Поэтому внешние возмущения оказывают резонансное воздействие на движение магнитного момента в поле накопителя. В частности, при  $k = 0$  условие (целого) резонанса можно записать в виде (см. (10)):

$$\gamma'_{res} = \frac{2(n-1)}{g'}, \quad (15)$$

или

$$(\mathcal{E}_{kin})_{res} = \left( \frac{2(n-1)}{g'} - 1 \right) mc^2.$$

Это соотношение однозначно определяет резонансные значения энергии частиц (Таблица 2). Из него следует очень важное утверждение: *спиновый резонанс при  $n=1$  не существует!* Это следствие отмеченного в п. 4.2 свойства динамики спина: всегда  $\Omega_S > \omega_S$ . Поэтому сибирская змейка, при использовании которой частоты  $\Omega$  и  $\omega_S$  строго равны (см. еще раз п. 4.3), уводит частицу от условия резонанса. Правда, использование змейки при ускорении (замедлении) требует "перестройки" полей соленоидов  $B_{sol}(t)$ ,  $B_{rad}(t)$  синхронно с полями накопителя ( $B(t)$  и поля фокусирующих элементов).

Таблица 2. Значения энергии спиновых резонансов различных частиц (ГэВ).

N	2	3	4	5
Электрон	0.4402	0.8808	1.321	1.762
Протон		0.10838	0.63157	1.155
Дейтрон	11.24	24.35	37.46	50.57

При ускорении поляризованных ионов в синхротронах, таких как Синхрофазотрон и Нуклотрон ОИЯИ, Saturne II (Сакле, Франция, закрыт в 1997 г.), где змейки все ещё не используются, проблема спиновых резонансов особенно серьезна для протонов, у которых уже первый резонанс ( $n = 3$ ) лежит на сравнительно низкой энергии (Таблица 2). Для дейтонов, например, энергия первого резонанса в названных режимах просто не достигается. (И тем не менее, остается вопрос поведения поляризации пучка при ускорении в ускорителе без змейки).

#### 4.5. Прецизионная масс-спектроскопия

Задача прецизионного измерения массы частицы всегда была одной из наиболее важных в физике. В электрон-позитронных коллайдерах измерение энергии взаимодействующих электронов и позитронов осуществляется по измерению частоты прецессии (10) и точному значению величины  $g_e$ . Калибруя таким способом их энергию, были измерены с рекордной для своего времени точностью массы  $\phi$ -,  $J/\psi$ - и  $Y$ -мезонов в накопителях ВЭПП-2М и ВЭПП-4 в Новосибирске.

В ионных накопителях прецизионное измерение масс осуществляется для глубоко охлажденных ионных пучков (раздел 5.2). Проще всего это делать, измеряя частоту обращения частиц по Шоттки-сигналу (см. раздел 5.7). По сдвигу частоты обращения определяется разность масс изотопов. Связь между сдвигом частоты  $\Delta\omega$  и разностью масс ионов  $\Delta M$  нетрудно найти, воспользовавшись классическими формулами:

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{eB(R)}{\gamma M} = \frac{v}{R}, \\ P &= eB(R)R, \\ \alpha &= \frac{1}{\gamma^2} = \frac{P}{R} \cdot \frac{dR}{dP}, \end{aligned} \quad (16)$$

где  $\omega$  – частота обращения,  $B(R)$  – значение магнитного поля на орбите с радиусом кривизны  $R$ ,  $P$  – импульс частицы,  $\alpha$  – фактор уплотнения орбит,  $\epsilon_{tr} = \gamma_{tr} M c^2$  – критическая энергия ионов в ускорителе. Из соотношений (16) находим величину сдвига частоты  $\Delta\omega$  как функцию приращений  $\Delta B$ ,  $\Delta R$ ,  $\Delta M$  и  $\Delta v$ :

$$\Delta\omega = \frac{e}{\gamma M} \left( \frac{dB}{dR} \cdot \Delta R + \Delta B \right) - \frac{eB}{\gamma M} \cdot \frac{\Delta M}{M} + \frac{eB}{M} \cdot \frac{d}{dv} \left( \frac{1}{\gamma} \right) \Delta v \quad (17)$$

Воспользовавшись тем, что

$$\begin{aligned} \Delta v \cdot \frac{d}{dv} \left( \frac{1}{\gamma} \right) &= -\frac{\gamma v}{c^2} \Delta v, \\ \frac{\Delta P}{\Delta R} &= \gamma_{tr}^2 \frac{P}{R}, \\ \frac{\Delta P}{\Delta R} &= e \left( \frac{dB}{dR} R + B \right), \\ \frac{dB}{dR} &= \frac{B}{R} (\gamma_{tr}^2 - 1), \end{aligned} \quad (18)$$

приходим к результату

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{\Delta M}{M} - \gamma^2 \beta^2 \frac{\Delta v}{v} + \frac{\Delta R}{R} (\gamma_{tr}^2 - 1) + \frac{\Delta B}{B} \quad (19)$$

Учитывая, что

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta v_i}{v_i} - \frac{\Delta R}{R} \quad (20)$$

соотношение для  $\Delta\omega/\omega$  можно представить в виде

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta B}{B} + \left( \frac{\Delta v}{v} - \frac{\Delta\omega}{\omega} \right) \cdot (\gamma_{tr}^2 - 1) - \frac{\Delta M}{M} - \gamma^2 \beta^2 \frac{\Delta v}{v} \quad (21)$$

Воспользовавшись тем, что

$$1 + \gamma^2 \beta^2 = \gamma^2,$$

находим связь между  $\Delta M/M$ ,  $\Delta\omega/\omega$ ,  $\Delta v/v$  и  $\Delta B/B$ :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta v}{v} (\gamma_{tr}^2 - \gamma^2) - \frac{\Delta\omega}{\omega_s} \gamma_{tr}^2 \quad (22)$$

где  $\Delta\omega$  – неопределенность значения (точность измерения) частоты обращения иона  $\omega_s$ ,  $v$  – скорость ионов,  $\Delta v$  – разброс скоростей ионов,  $\Delta B$  – флуктуации магнитного поля,  $B$  – величина магнитного поля. Использование Шоттки-диагностики (раздел 5.7) для охлажденных ионных пучков позволяет измерить частоту обращения ионов с точностью лучше  $10^{-6}$ . Работая на критической энергии  $\gamma = \gamma_{cr}$ , можно измерить массу иона с точностью до  $\Delta M/M \approx 3 \cdot 10^{-7}$ .

## ЛЕКЦИЯ V. ОХЛАЖДЕНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЯХ И УСКОРИТЕЛЯХ

### Введение

Что такое “охлаждение” пучков? Мы знаем, что согласно теореме Лиувилля  $G$ -мерный фазовый объем, который занимают частицы пучка, остается постоянным во времени, как бы ни “старалась” фокусирующая система ускорителя сжать пучок или растянуть сгусток частиц – если только в пучок каким-либо способом не введено “трение”, т.е. потери энергии частиц. В отсутствие трения,

$$\Gamma(t) = \int d^3\vec{p} \cdot d^3x = \text{Const},$$

фазовый объем может только деформироваться, т.е. пучок может расширяться или сжиматься, но при этом соответственно уменьшаются или возрастают значения  $\bar{p}_\perp$  (угловой размер  $\theta = p_\perp/p_\parallel$ ).

Охлаждение пучка и означает введение трения, уменьшающего  $\bar{p}_\perp$  и  $\Delta p_\parallel$  – разброс по импульсу, а тогда фокусирующая система накопителя сжимает пучок, уменьшая его поперечный размер (эмиттанс) и разброс частиц по продольному импульсу. В этом случае происходит увеличение плотности частиц, и в тот же фазовый объем (акцептанс) накопителя можно многократно инжектировать, т.е. накапливать значительно большее число частиц. Трение подавляет также многократное рассеяние частиц на остаточном газе в накопителе, в результате чего возрастает время жизни частиц.

Итак, для увеличения фазовой плотности пучка в системе обязательно должны присутствовать силы диссипативного характера.

Охлаждение электронных и позитронных пучков происходит “автоматически” за счет магнито тормозного или синхротронного излучения (см. п.п. 3.1.2 и 4.1) [1-4]. Радиационное охлаждение широко применяется для накопления частиц и формирования плотных пучков в электрон-позитронных

коллайдерах. В них в результате достигается светимость до  $10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (см. лекции I, II).

При охлаждении ионных пучков в накопительных кольцах (кулерах) используют электронное [1-3, 5-7], стохастическое [1-3, 8-9] и лазерное охлаждение [3, 7, 10]. С появлением кулеров в ядерно-физических исследованиях открылись качественно новые возможности — масс-спектрометрия сверхвысокого разрешения [7, 11], разделение изотопов и изомеров [7, 11], постановка прецизионных экспериментов на пучках с предельно малым разбросом по энергии частиц (до  $10^{-6}$ ). Охлаждающий электронный пучок является идеальной мишенью для изучения физики электрон-ионной рекомбинации и атомной спектроскопии [7, 12].

Развитие методов охлаждения электронных и ионных пучков позволило в настоящее время приступить к разработке электрон-ионных коллайдеров [13]. Ионизационное охлаждение [1-3] планируют использовать в мюонных коллайдерах [14].

Обзоры методов охлаждения пучков заряженных частиц в накопителях и ускорителях представлены в [1, 2, 3, 6, 7].

### 5.1. Охлаждение ионных пучков в накопительных кольцах

Ионные пучки в накопительных кольцах охлаждаются с помощью методов электронного, стохастического и лазерного охлаждения. Электронное и стохастическое охлаждение позволяет создать в пучке ионов эффективное трение, уменьшающее его шестимерный фазовый объем — эмиттанс пучка и разброс его частиц по импульсу. Лазерное охлаждение, основанное на эффекте Доплера, воздействует преимущественно на продольную компоненту импульса ионов.

В системе частиц (движущейся со средней скоростью частиц  $v_0$  в лабораторной системе (ЛС)) частицы имеют некоторые скорости  $\vec{v}'$  и, соответственно, кинетическую энергию. Эту энергию можно выразить через разброс частиц в пучке по импульсу  $\Delta \vec{p}/p$  в ЛС. Принято называть продольной температурой ионов в накопителе  $T_{\parallel}$  величину

$$T_{\parallel} = M \langle (v'_{\parallel})^2 \rangle = Mc^2 \beta^2 \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^2, \quad (1)$$

где  $M$  — масса иона,  $\beta = v_0/c$ ,  $c$  — скорость света, знак  $\langle \rangle$  означает усреднение по множеству частиц. Поперечная температура ионов  $T_{\perp}$  соответственно равна

$$T_{\perp} = \frac{1}{2} M \left( \langle (v'_x)^2 \rangle + \langle (v'_y)^2 \rangle \right).$$

Она пропорциональна величине эмиттанса ионного пучка  $\varepsilon$ :

$$T_{\perp} = \frac{1}{2} (T_x + T_z) = Mc^2 \beta^2 \varepsilon \left( \frac{1}{\beta_v} + \frac{1}{\beta_h} \right), \quad (2)$$

$\beta_v$ ,  $\beta_h$  — вертикальная и горизонтальная бета-функции накопителя,  $T_x$  и  $T_z$  — горизонтальная и вертикальная компоненты температуры ионов. Таким образом, снижение продольной температуры ионов приводит к уменьшению продольного разброса по импульсам частиц, а снижение поперечной температуры позволяет уменьшить эмиттанс пучка.

### 5.2. Метод электронного охлаждения

Основной метода электронного охлаждения, предложенного Г.И. Будкером [5] в 1966 г., является "теплообмен" между пучком ионов, циркулирующим в накопителе, и пучком холодных электронов, движущимся с той же средней скоростью. С этой целью в одном из прямолинейных промежутков накопительного кольца устанавливается система электронного охлаждения. Ионный пучок на каждом обороте часть своего пути летит в сопровождающем его электронном облаке. Благодаря тому, что средние скорости электронов и ионов равны:  $v_i = v_e \equiv v_0$ , сечение их взаимодействия при кулоновских столкновениях резко возрастает. Величина этого сечения определяется теперь скоростью частиц в системе, движущейся со скоростью  $v_0$ , а не их средними скоростями, что резко увеличивает значения сечения. Это

приводит к возникновению эффективного трения ионов и быстрому их охлаждению. Медленные ионы, движущиеся со скоростью  $v_i$ ,

$$v_i < v_0. \quad (3)$$

“подхватываются” облаком электронов и ускоряются. Быстрые ионы, движущиеся со скоростью

$$v_i > v_0, \quad (4)$$

тормозятся облаком электронов. В результате такого “теплообмена”, вызванного кулоновским взаимодействием частиц, температура ионов уменьшается до тех пор, пока не станет равной температуре электронов  $T_e$ :

$$T_i = T_e. \quad (5)$$

Из равенства температур (5) следует соотношение для среднеквадратичного разброса скорости ионов в системе частиц (СЧ), движущейся со скоростью  $v_0$ :

$$\Delta_i = \sqrt{\frac{m}{M}} \Delta_e, \quad (6)$$

$\Delta_i$ ,  $\Delta_e$  – среднеквадратичные скорости ионов и электронов,  $m$ ,  $M$  – массы электрона и иона.

Сила трения иона определяется кулоновскими столкновениями с электронами. В системе частиц (СЧ) электрон, пролетающий с прицельным параметром  $\rho$  и скоростью  $v_i$  (рис. 1), мимо иона, движущегося в СЧ со скоростью  $v_0$ , приобретает некоторый импульс  $\Delta \vec{p}_1$ , направленный перпендикулярно вектору относительной скорости взаимодействующих частиц

$$\vec{U} = \vec{v}_i - \vec{v}_e.$$

Величина  $\Delta p_\perp$  может быть легко оценена в приближении малоуглового рассеяния (которое доминирует в актах взаимодействия):

$$\Delta p_\perp = \frac{2Ze^2}{(\vec{v}_i - \vec{v}_e)\rho},$$

$Ze$ ,  $e$  – заряды иона и электрона. При сохранении полного импульса электрона<sup>\*)</sup>

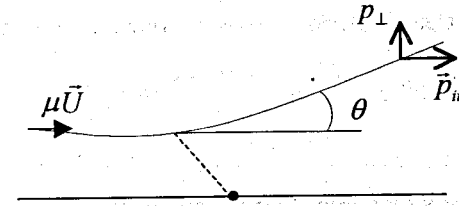


Рис. 1. Задача столкновения двух тел

$p_\mu = const$  возникновение у него поперечного импульса  $\Delta p_\perp$  приводит к изменению продольного импульса:

$$\Delta p_\parallel = p_\mu - \sqrt{p_\mu^2 - \Delta p_\perp^2} \approx \frac{(\Delta p_\perp)^2}{2p_\mu}$$

Электрон при этом изменяет свою кинетическую энергию на величину

$$\Delta E = \frac{\Delta p_\perp^2}{2m}$$

Просуммировав по всем столкновениям иона с электронами при разных прицельных параметрах  $\rho$ , найдем величину потерь энергии иона на единицу длины:

<sup>\*)</sup> Напомним, что в классической механике рассеяние одной частицы в кулоновском (центрально!) поле другой сводится к задаче о движении частицы с так называемой приведенной массой

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad \mu \approx m, \quad \text{если } m_1 \ll m_2,$$

что и имеет место в случае рассеяния электрона на ионе ( $m_1 = m \ll m_2 = M$ ).

$$\frac{dE_i}{ds} = 2\pi \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} n_e \Delta E \rho d\rho,$$

$n_e$  – плотность электронного пучка,  $\rho_{max}$ ,  $\rho_{min}$  – максимальный и минимальный прицельные параметры иона. Отсюда следует значение силы трения иона:

$$F = -\frac{dE_i}{ds} = -\frac{4\pi Z^2 n_e e^4}{m v_i^2} \ln \frac{\rho_{max}}{\rho_{min}}. \quad (7)$$

Сила трения, действующая на ион, движущийся в электронном газе с функцией распределения  $f(v_e)$ , выражается формулой

$$\bar{F} = -\frac{4\pi n_e e^4 Z^2 L}{m} \int \frac{\vec{v}_i - \vec{v}_e}{|\vec{v}_i - \vec{v}_e|^3} f(v_e) d^3 v_e, \quad (8)$$

где  $v_e$ ,  $v_i$  – скорости электронов и ионов,  $L$  – кулоновский логарифм:

$$L = \ln \frac{\rho_{max}}{\rho_{min}}. \quad (9)$$

Обратим внимание, что формула (8) по своей структуре аналогична формуле кулоновской силы, действующей на заряд внутри электростатической системы зарядов (в данном случае – в пространстве скоростей). Роль плотности заряда играет функция распределения (умноженная на предынтегральное выражение). Этой аналогией удобно пользоваться при анализе силы трения (см. ниже).

В случае изотропного максвелловского распределения электронов и ионов по скоростям

$$f(v) d^3 v = \left( \frac{\mu_0}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp(-\mu_0 v^2 / 2T) v^2 dv d\Omega,$$

$$T = \begin{cases} T_i \\ T_e \end{cases}, \quad v = \begin{cases} v_i \\ v_e \end{cases}, \quad \mu_0 = \begin{cases} M - \text{ионы,} \\ m - \text{электроны,} \end{cases}$$

сила трения  $\bar{F}$  равна (рис. 2):

$$\bar{F} = -\frac{\vec{v}_i}{v_i^3} \frac{4\pi m_e e L}{m} \varphi\left(\frac{v_i}{\Delta_e}\right),$$

$$\varphi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{-y^2/2} dy - \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-x^2/2},$$

$\Delta_e$  – среднеквадратичная скорость электронов в СЧ,  $T_e = m \Delta_e^2$ . Максимум силы трения достигается при  $v_i = 1.36 \Delta_e$ .

Кроме силы трения, возникающей при взаимодействии электронов с ионами и приводящей к охлаждению последних, при этом взаимодействии присутствует также диффузионный механизм нагрева ионов. Для простоты рассмотрим некоторую эффективную силу, приводящую к нагреву ионов, величина которой не зависит от скорости ионов в системе частиц (например, многократное рассеяние на остаточном газе (рис. 2)).

$$F_{scat} = const.$$

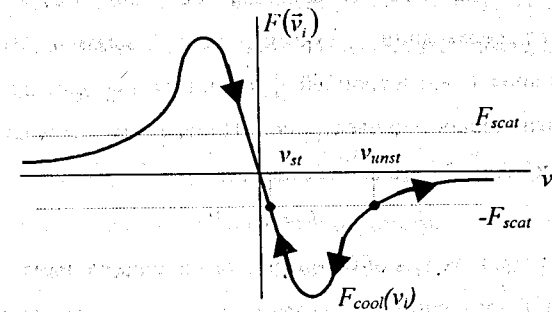


Рис. 2. Зависимость силы трения  $F_{cool}(v_i)$  от скорости ионов для максвелловской функции распределения. Кривая  $F_{scat}$  соответствует некоторой эффективной силе, приводящей к нагреву частиц; точки  $v_{st}$  и  $v_{unst}$  соответствуют равенству сил:  $F_{cool} = F_{scat}$  (см. текст).



При равенстве сил трения и нагрева скорость иона постоянна. Таких точек две на шкале  $v_i$ . Одна из них – состояние устойчивого равновесия ( $v_{st}$ ), другая – неустойчивого ( $v_{unst}$ ). При

$$v_i > v_{unst}$$

сила трения меньше  $F_{scat}$  и ион “нагревается”, его скорость растет, пока ион не покинет электронное облако (“убежит”). В области скоростей

$$v_{st} < v_i < v_{unst}$$

сила трения по абсолютному значению больше силы нагрева:  $F_{cool}(v_i) < -F_{scat}$ , здесь происходит охлаждение ионов – до тех пор пока их скорость не достигнет величины, соответствующей равновесной скорости  $v_{st}$ . Наконец, в области

$$-\infty < v_i < v_{st}$$

сила трения по абсолютной величине снова меньше силы нагрева и ион нагревается, пока его скорость не возрастет до  $v_{st}$ .

Отметим, что качественное поведение зависимости силы трения от скорости охлаждаемых частиц одинаково для *любого вида охлаждения*.

Кинетика электронного охлаждения обладает рядом особенностей, отличающих ее от релаксации двухкомпонентной плазмы. Эти особенности прежде всего связаны с анизотропией функции распределения электронов по скоростям и замагниченностью электронов. Поперечная температура электронов определяется температурой катода и составляет

$$T_{\perp} = T_c \approx 0,1 \text{ эВ.} \quad (10)$$

Продольная температура обусловлена, прежде всего, начальным тепловым разбросом скоростей электронов на катоде и их дальнейшим электростатическим ускорением в электронной пушке (см. детали в [7]):

$$T_{\parallel} \approx \frac{T_c^2}{\beta^2 \gamma^2 mc^2},$$

где  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ ,  $\gamma mc^2 = eU_0 + mc^2$ .  $U_0$  – потенциал катода. Для нерелятивистского случая  $\beta \ll 1$  это соотношение следует из закона сохранения энергии:

$$\frac{m}{2}(v_0 + \Delta v)^2 = eU_0 + T_c,$$

$$\frac{m}{2}v_0^2 = eU_0, \quad T_{\parallel} = \frac{m(\Delta v)^2}{2}.$$

Если же плотность электронов в используемых для охлаждения пучках достаточно высока, сказывается кулоновское взаимодействие между электронами. Поскольку изначально расстояние между электронами, покидающими катод, флуктуирует (разное для разных электронов), локальное электрическое поле в электронном газе отлично от нуля. Электрон в нем обладает некоторой потенциальной энергией – так называемой корреляционной энергией. При достаточно быстром ускорении электронный газ не успевает “перемешаться” и сохраняет начальную структуру. Колебания, совершаемые электроном под действием локального электрического поля, преобразуют эту потенциальную энергию в кинетическую, что дает вклад в температуру электронов порядка квадрата заряда электрона, деленного на среднее расстояние между ними:

$$\Delta T \sim e^2 n_e^{1/3},$$

где  $n_e$  – плотность электронного газа (в системе частиц). Это так называемая энергия “релаксации” электронного газа. В результате, температура электронов определяется соотношением

$$T_{\parallel} \approx \frac{T_c^2}{\beta^2 \gamma^2 mc^2} + e^2 n_e^{1/3} \approx 3 \cdot 10^{-7} + 1 \cdot 10^{-4} \text{ эВ,} \quad (11)$$

Численные оценки приведены для типичных параметров. В соответствии с (10) и (11) электроны имеют “сплюснутую” функцию распределения по скоростям:

$$f(v) d^3 v = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{T_{\perp} \sqrt{T_{\parallel}}} e^{-mv_{\perp}^2/2T_{\perp} - m|v_{\parallel}|/2T_{\parallel}} 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel},$$

$$\frac{1}{2} m \langle v_{\perp}^2 \rangle = \frac{1}{2} m (\langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle) \equiv m \Delta_{\perp}^2 = T_{\perp}, \quad (12)$$

$$m \langle v_{\parallel}^2 \rangle \equiv m \Delta_{\parallel}^2 = T_{\parallel} \ll T_{\perp},$$

где  $\Delta_{\perp}$ ,  $\Delta_{\parallel}$  – среднеквадратичная поперечная и продольная скорости электронов.

Величина силы трения (8) существенно зависит от скорости иона. Различают три области скоростей иона (рис. 3):

$\Delta_i < v_i$  – высокая скорость иона (*High*),

$\Delta_{\parallel} < v_i < v_{\perp}$  – низкая скорость иона (*Low*),

$v_i < \Delta_{\parallel}$  – сверхнизкая скорость иона (*Superlow*).

В области низких скоростей иона (*L*) сила трения аналогична кулоновской силе заряженного диска вблизи его оси. По аналогии с кулоновской силой в области сверхнизких скоростей (*S*) сила трения имеет только продольную компоненту.

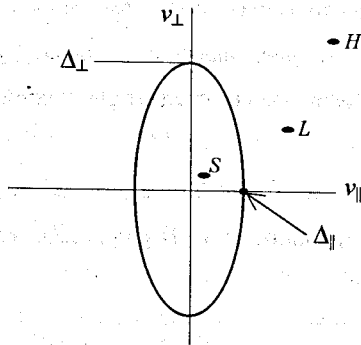


Рис. 3. Три области скоростей ионов

В области высоких скоростей (*H*) эффекты сплюснутости не играют роли, и сила трения та же, что и для изотропной функции распределения.

При расчете силы трения существенную роль играет эффект замагниченности электронов пучка, когда в своем движении они строго следуют силовой линии поля. Качественно критерий замагниченности можно сформулировать как требование того, что в системе частиц средний поперечный ларморовский радиус электрона

$$\langle \rho_{\perp} \rangle = \frac{m \Delta_{\perp} c}{eB}$$

меньше среднего расстояния между ними

$$\langle \rho_{\perp} \rangle < n_e^{-1/3}. \quad (13)$$

В этом случае электроны “выглядят” как ларморовские кружки, скользящие вдоль силовых линий (со скоростью  $v_{\parallel}$ ) и не “цепляющие” друг друга, т.е. практически не взаимодействующие.

Как следует из формулы (7), сила трения зависит также от величины прицельных параметров. Малые прицельные параметры

$$\rho_{\min} < \rho < \rho_F. \quad (14)$$

соответствуют так называемым быстрым (по сравнению с ларморовским вращением) столкновениям, когда

$$\tau_{\text{collision}} \sim \frac{\rho}{|\vec{v}_i - \vec{\Delta}_{\parallel}|} \ll \frac{1}{\omega_B} \equiv \frac{mc}{eB}. \quad (15)$$

Значение  $\rho_{\min}$  соответствует рассеянию электрона в столкновении с ионом на угол порядка  $\pi/2$ :

$$\rho_{\min} = \frac{Ze^2}{m|\vec{v}_i - \vec{\Delta}_{\parallel}|}, \quad (16)$$

а прицельный параметр  $\rho_F$  соответствует времени столкновения порядка ларморовского периода:

$$\rho_F = \frac{|\vec{v}_i - \vec{\Delta}_{\parallel}|}{\omega_B}.$$

Промежуточные параметры

$$\rho_F \leq \rho \leq \rho_1 \quad (17)$$

соответствуют так называемым адиабатическим столкновениям, когда за время соударения электрон успевает прокрутиться несколько раз “вокруг” частицы, соударяясь с ней  $N_{\text{collision}}$  раз:

$$N_{\text{collision}} \sim 1 + \frac{\Delta_{\perp}}{\pi |\vec{v}_i - \vec{\Delta}_{\perp}|} \quad (18)$$

При больших прицельных параметрах ("замагниченные" столкновения)

$$2\rho_{\perp} \leq \rho \leq \rho_{\text{max}} \quad (19)$$

электрон выглядит как ларморовский кружок, и соударения имеют тот же характер, что и для бесконечно замагниченных электронов, которые движутся строго вдоль силовых линий магнитного поля. Здесь

$$\rho_{\text{max}} = \max \left\{ R_D, \left| \vec{v}_i - \vec{\Delta}_{\perp} \right| \cdot \tau_{\text{travel}}, \tau_{\text{travel}} = \ell_{\text{cool}} / \beta c; \right. \quad (20)$$

$a$  – радиус пучка,  $R_D$  – Дебаевский радиус,  $\ell_{\text{cool}}$  – длина секции охлаждения.

Компоненты силы трения для продольного и поперечного направлений скоростей иона соответственно равны [5]:

$$F_{\perp} \approx -\frac{2\pi q}{m} v_{i\perp} \begin{cases} \frac{1}{v_i^3} \left( 2L_{FH} + \frac{v_{i\perp}^2 - 2v_{i\parallel}^2}{v_i^2} L_{MH} \right), & H; \\ \frac{2}{\Delta_{\perp}^3} (L_{FL} + N_L L_{AL}) + \frac{v_{i\perp}^2 - 2v_{i\parallel}^2}{v_i^2} \cdot \frac{L_{ML}}{v_i^3}, & L; \\ \frac{2}{\Delta_{\perp}^3} (L_{FS} + N_S L_{AS}) + \frac{L_{MS}}{\Delta_{\parallel}^3}, & S; \end{cases} \quad (21)$$

$$F_{\parallel} \approx -\frac{2\pi q}{m} v_{i\parallel} \begin{cases} \frac{1}{v_i^3} \left( 2L_{FH} + \frac{3v_{i\parallel}^2}{v_i^2} L_{MH} + 2 \right), & H; \\ \frac{2}{\Delta_{\perp}^2 v_{i\parallel}} (L_{FL} + N_L L_{AL}) + \left( \frac{3v_{i\parallel}^2}{v_i^2} L_{ML} + 2 \right) \frac{1}{v_i^3}, & L; \\ \frac{2}{\Delta_{\perp}^2 \Delta_{\parallel}} (L_{FS} + N_S L_{AS}) + \frac{L_{MS}}{\Delta_{\parallel}^3}, & S; \end{cases} \quad (22)$$

Величины кулоновских логарифмов для типичных значений параметров накопителя с электронным охлаждением составляют, по порядку величины,

$$L_{MH} \approx 2, \quad L_{FH} = 10 - \ln Z, \quad H,$$

$$L_{ML} \approx 3 + 1, \quad L_{AL} \approx 0.7 + 4, \quad L_{FL} \approx 5 - \ln Z, \quad L, \quad (23)$$

$$L_{MS} \approx 2, \quad L_{AS} \approx 5, \quad L_{FS} \approx 5 - \ln Z, \quad S.$$

Зависимость силы трения (21, 22) от скорости иона существенно отличается от той, что мы имели в случае максвелловского электронного облака (Рис. 4).

Обстоятельство, заслуживающее внимания, – рост силы трения с уменьшением скорости иона в области малых скоростей вплоть до  $v_i = \Delta_{\parallel}$  для замагниченного электронного пучка (кривая 3). Этот эффект, отличающий замагниченный пучок (условие (13)) от незамагниченного (кривые 1-2), объясняет явление "быстрого" электронного охлаждения. Сила трения в замагниченном пучке достигает максимума при  $v_i = \Delta_{\parallel}$ . Её величина в максимуме, по порядку величины, составляет

$$F_{\text{max}} \approx -\frac{2\pi n_e L_{MS}}{\Delta_{\parallel}^2} \approx -2\pi Z^2 e^2 n_e^{2/3},$$

что на два порядка превышает (для параметров рис. 4) максимальное значение силы трения для незамагниченного электронного пучка. Соответственно, время охлаждения ионов в замагниченном электронном пучке при  $v_i < \Delta_{\perp}$ , будет значительно ниже, чем для ионов в незамагниченном электронном пучке. Это и есть явление "быстрого" электронного охлаждения.

Для сплющенного распределения незамагниченных электронов по скоростям ( $T_{e\parallel} \ll T_{e\perp}$ ,  $B = 0$ ) установившиеся или минимальные значения поперечной и продольной температур охлажденных ионов соответственно равны:

$$T_{i\perp} = T_{e\perp}, \quad \Delta v_{i\perp} = \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot \Delta_{\perp}, \quad (24)$$

$$T_{i\parallel} = \sqrt{T_{e\perp} T_{e\parallel}}, \quad \Delta v_{i\parallel} = \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot \sqrt{\Delta_{\perp} \Delta_{\parallel}}.$$

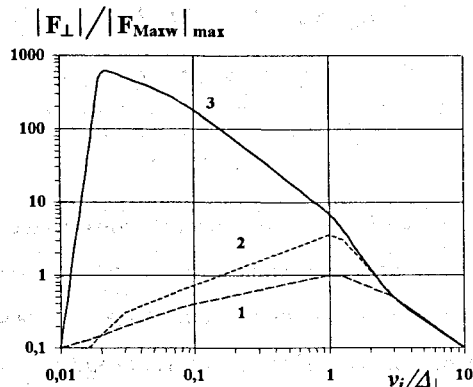


Рис. 4. Зависимость модуля поперечной силы трения от скорости иона. 1 – однородное максвелловское распределение; 2 – сплющенное распределение при  $B = 0$ , 3 – замагниченный электронный пучок;  $\Delta_{\perp}/\Delta_{\parallel} = 50$

Для замагниченных электронов, когда их поперечные степени свободы “выключены”, возможно глубокое охлаждение ионов до продольной температуры электронов:

$$T_i \sim T_{e\parallel} \quad \Delta v_{i\perp} \sim \Delta v_{e\parallel} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot \Delta_{\parallel} \quad (25)$$

Время охлаждения ионов  $\tau$  определяется величиной силы трения:

$$\tau^{-1} = -\frac{2\tilde{\eta}}{M} \frac{dF}{dv_i}, \quad (26)$$

$\tilde{\eta} = \ell_{cool}/C_i$ ,  $\ell_{cool}$  – длина секции охлаждения,  $C_i$  – периметр накопителя. Время охлаждения для больших значений начальной скорости иона  $v_i > \Delta_{\perp}$  слабо зависит от их температуры. В лабораторной системе координат оно равно [7]

$$\tau_{lab} \approx \frac{\beta^4 \gamma^2}{6kcr_p \tilde{\eta}} \cdot \frac{mc^3}{\tilde{\eta} e j} \cdot \frac{A}{Z^2} \begin{cases} \theta_s^3 - x, z - \text{компоненты,} \\ \gamma^3 \theta_{x,z}^3 - s - \text{компонента.} \end{cases} \quad (27)$$

где  $x, z$  – поперечные координаты,  $s$  – продольная координата,  $\theta_s = \Delta p/p$  – относительный продольный разброс ионов по импульсам,  $\theta_{x,z} = (\epsilon_{x,z}/\beta_{x,z})^2$ ,  $\epsilon_{x,z}$  – эмиттанс пучка,  $\beta_{x,z}$  – бетатронная функция накопителя,  $r_p$  – классический радиус протона,  $j$  – плотность тока электронного пучка,  $Z, A$  – заряд и атомная масса иона,

$$\tilde{k} = \begin{cases} \pi & - \text{двумерные колебания,} \\ 4 \ln \gamma \frac{\theta_{x,z}}{\theta_{\parallel}} & - \text{одномерные колебания по } x \text{ или } z. \end{cases}$$

В области низких и промежуточных энергий иона время охлаждения в лабораторной системе координат пропорционально  $\tau_{lab} \propto \beta^4$ , поэтому метод электронного охлаждения эффективно используется для охлаждения ионов с энергией 5–500 МэВ/н. При более высокой энергии ионов чаще всего используется стохастическое охлаждение (см. п. 5.3). Электронное охлаждение особенно эффективно для многозарядных ионов, поскольку время охлаждения обратно пропорционально квадрату заряда иона  $Z$ .

Впервые электронное охлаждение было осуществлено в 1974 г. в экспериментах по охлаждению пучка протонов с энергией 68 МэВ на накопителе НАП-М в Институте ядерной физики в Новосибирске [1, 5–7]. В конце 70-х – начале 80-х годов электронное охлаждение протонов было успешно продемонстрировано также в ЦЕРН и FNAL. С конца 80-х годов начался ввод в строй нового поколения ускорительно-накопительных колец с электронным охлаждением. В настоящее время в мире существует девять накопителей заряженных частиц с электронным охлаждением. Системы электронного охлаждения в этих накопителях выполнены по схеме первой системы электронного охлаждения НАП-М [1, 5–7]. Она состоит из трех прямолинейных и

двух тороидальных участков (рис. 5). Для формирования стационарного электронного пучка используется электронная пушка. Электронный пучок на выходе системы принимается коллектором электронов. Стационарный электронный пучок в системе охлаждения поддерживается в режиме рекуперации его энергии. Такая схема позволяет существенно снизить мощность системы питания и "обновить" нагретые электроны после их взаимодействия с ионами на холодные, стартующие из электронной пушки. Взаимодействие электронного и ионного пучков происходит в центральной секции системы охлаждения. Участки с тороидальным магнитным полем служат для совмещения и последующего разведения траекторий электронов и ионов.

Время охлаждения ионов в системах электронного охлаждения варьируется от десятков миллисекунд до нескольких минут в зависимости от сорта ионов, их энергии, начального эмиттанса ионного пучка и параметров электронного пучка. Эмиттанс охлажденных ионов составляет  $0.1-1\pi$  мм·мрад, а их продольный разброс по импульсам  $\Delta p/p = 10^{-6} \div 10^{-4}$ .

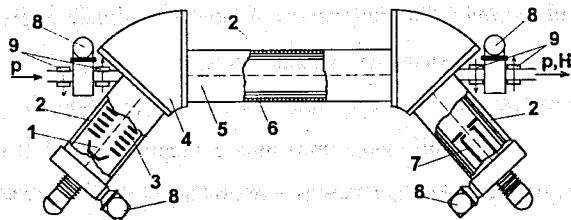


Рис. 5. Схема электронного охлаждения накопителя НАП-М.

- 1 – электронная пушка, 2 – прямолинейные соленоиды, 3 – аноды электронной пушки, 4 – тороидальные соленоиды, 5 – участок охлаждения, 6 – вакуумная камера, 7 – коллектор, 8 – вакуумные насосы, 9 – диполи коррекции ( $pp$ )-траектории протонов,  $H^0$  – выход атомов водорода.

### 5.3. Метод стохастического охлаждения

Метод стохастического охлаждения ионных пучков предложен С. Ван-дер-Меером (ЦЕРН) в начале 60-х годов [81]. Осуществленное с помощью этого метода накопление антипротонов позволило создать новый протон-антипротонный коллайдер, на котором впервые были получены  $W$ - и  $Z$ -бозоны – переносчики слабого взаимодействия (см. лекцию I).

Основная физическая идея этого метода заключается в том, чтобы, получив сигнал об отклонении частицы от равновесной траектории, ввести на её пути корректирующее воздействие от внешних радиотехнических средств. Для регистрации смещения используется дифференциальный пикап-электрод. Он представляет в первом приближении две пластины, с которых измеряется разностный сигнал от наведенных на них зарядов. Сигнал усиливается и поступает на кикер с некоторой задержкой, то есть в момент прихода в него охлаждаемой частицы (рис. 4). Расстояние между кикером и пикапом вдоль траектории иона равно

$$l = \frac{\lambda_b}{4} + n \frac{\lambda_b}{2}, \quad (28)$$

$\lambda_b$  – длина волны бетатронных колебаний частицы. Сдвиг  $\lambda_b/4$  необходим, чтобы "преобразовать координату в угол", то есть нанести кикером удар в точке, где угол вектора импульса частицы с равновесной траекторией пропорционален её координате в пикап-электроре  $x_{pu}$ . Действительно, её поперечная координата и угол в зависимости от продольной координаты  $s$  изменяются по закону

$$x(s) = x_0 \sin\left(\frac{Qs}{R} + \psi\right), \quad x'(s) = \frac{x_0 Q}{R} \cos\left(\frac{Qs}{R} + \psi\right), \quad (29)$$

$Q$  – бетатронное число,  $R$  – радиус накопителя. При выполнении условия (28)  $x'_{kicker} = (Q/R)x_{pu}$  кикер корректирует угол  $x'_{kicker}$ , пропорциональный  $x_{pu}$ , то есть

воздействует на частицы, смещенные в пикап-электрде относительно равновесной орбиты. Величина воздействия кикера на частицу зависит от значения фазы ее колебаний при прохождении через пикап-электрод.

Принципиальное отличие стохастического охлаждения от электронного состоит в том, что в последнем кулоновские соударения действуют на частицы в микроскопических масштабах — порядка прицельного параметра, тогда как радиотехническая схема не может быть сделана микроскопически малой. Любая радиотехническая система имеет конечную ширину полосы пропускания частот  $W$ . Поэтому импульс напряжения, наводимого на пластинах пикап-электрода длиной  $l_{pu}$  одиночной частицей и имеющий длительность

$$\tau_{signal} \approx \frac{l_{pu}}{v} \approx 1 \text{ нс},$$

уширяется (интегрируется) до величины

$$T_s = \frac{l}{2W} \approx 2 \text{ нс}. \quad (30)$$

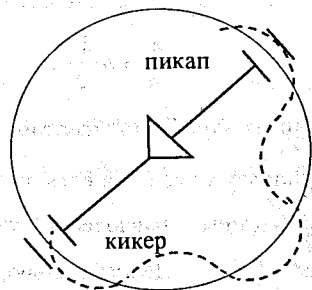


Рис. 6. Схема стохастического охлаждения

(Показаны равновесная и возмущенная траектории частиц.)

В том случае, если в накопителе с частотой  $\omega_0$  вращается  $N$  частиц, равномерно распределенных вдоль орбиты, то часть из них, равная

$$N_s = \frac{N}{2\pi} \omega_0 T_s = N \frac{T_s}{T}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega_0}, \quad (31)$$

получает одновременно одно и то же воздействие кикера. Таким образом,  $N_s$  характеризует число частиц, влияющих друг на друга.

Теперь “на пальцах” можно получить формулу для времени охлаждения. Представим упрощенно сигнал частицы в виде прямоугольного импульса длительностью  $T_s$ . Поскольку внутри пикап-электрода одновременно присутствуют  $N_s$  частиц, доля импульса пробной частицы, свободная от вмешательства других частиц, имеет длительность (см. (31))

$$\Delta t = \frac{T_s}{N_s} = \frac{T}{N}.$$

(По-прежнему считаем, что частицы равномерно отстоят друг от друга).

Приращение координаты частицы за оборот в результате удара кикера есть

$$\Delta x = -\lambda x \equiv -k \Delta t x,$$

где коэффициенты  $\lambda$  и  $k$  характеризуют коэффициент усиления системы пикап-кикер. Спрашивается, каким выбрать  $k$ ? Очевидно, если в накопителе только одна частица, оптимальное значение  $\lambda_{opt} = 1$ , иначе кикер будет бить слишком сильно, то есть раскачивать колебания, или слишком слабо — “недобивать”. Но для одной частицы  $\Delta t \equiv T_s$ . Отсюда находим

$$k_{opt} = \frac{1}{T_s}.$$

И теперь уравнение для  $x$  можно записать окончательно:

$$\frac{dx}{dt} \approx \frac{\Delta x}{T} = -\frac{\Delta t}{T} x.$$

Отсюда, с учетом выражений для  $\Delta t$  и  $T_s$ , получим время охлаждения:

$$\tau_{cool}^{-1} = -\frac{1}{x} \frac{dx}{dt} = \frac{2W}{N}.$$

Теперь дадим более строгий вывод. Выделим когерентные эффекты охлаждения и некогерентные эффекты, приводящие к нагреву ионов. Для этого выберем пробную частицу с отклонением  $x$  в пикап-электрде и частично компенсируем это отклонение ударом кикера  $\lambda x$ . В результате воздействия

кикера от собственного наведенного на пикап-электрод сигнала (когерентное воздействие) частица изменяет амплитуду колебаний так, что её "координатная часть" принимает значение:

$$x_c = x - \lambda x. \quad (32)$$

Поясним, что фаза бетатронных колебаний частицы в пикап-электроре все время "плывет" из-за того, что  $Q$  нецелое. Поэтому корректно говорить об изменении "координатной части" амплитуды бетатронных колебаний  $A_x$ :

$$A_x = \sqrt{x^2 + (Rx'/Q)^2},$$

где  $x, x'$  – координата и угол с равновесной траекторией для пробной частицы в пикап-электроре.

Поскольку в радиотехнической цепи происходит интегрирование сигнала, одновременно на пробную частицу действуют  $N_s$  частиц, то вместо (32) следует записать

$$x_c = x - \lambda x - \sum_{i=1}^{N_s} \lambda_i x_i. \quad (33)$$

Последнее слагаемое в правой части (33) описывает некогерентное воздействие  $N_s$  частиц на пробную частицу. Суммирование в (33) проводится по всем частицам, исключая пробную. Полагая, что все  $N_s$  частиц статистически независимы, запишем

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N_s} \sum x_i = 0, \quad \langle x \rangle^2 = \left( \frac{1}{N_s} \sum x_i \right)^2 = \frac{x_{rms}^2}{N_s}; \quad (34)$$

здесь  $\langle x \rangle$  – среднее смещение для группы  $N_s$  частиц,  $\langle x \rangle^2$  – ее среднеквадратичное смещение,  $x_{rms}$  – среднеквадратичное смещение одной частицы. Введем новую величину

$$g = \lambda N_s. \quad (35)$$

и перепишем уравнение (33) в виде

$$x_c = x - \frac{g}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} x_i. \quad (36)$$

Суммирование здесь проведено по всем  $N_s$  частицам. Найдем изменение квадрата величины  $\Delta x^2$  после воздействия кикера:

$$\Delta x^2 = x_c^2 - x^2 = -2g \frac{x}{N_s} \sum x_i + \left( \frac{g}{N_s} \sum x_i \right)^2. \quad (37)$$

Воспользовавшись соотношениями (34), найдем первое и второе слагаемые в правой части равенства (37):

$$\frac{x}{N_s} \sum x_i = \frac{x^2}{N_s} + \frac{x}{N_s} \sum x_i = \frac{x^2}{N_s} + x \langle x \rangle,$$

$$\left( \frac{1}{N_s} \sum x_i \right)^2 = \frac{x_{rms}^2}{N_s}.$$

Учитывая, что  $\langle x \rangle = 0$ ,  $x^2 = x_{rms}^2$ , приходим к результату

$$\Delta x^2 = -\frac{x^2}{N_s} (2g - g^2). \quad (38)$$

Поделив на период обращения  $T$  и учтя значение  $N_s$  из (31), получим уравнение для квадрата амплитуды:

$$\frac{dx^2}{dt} = -\frac{x^2}{\tau_{cool}},$$

где

$$\tau_{cool}^{-1} = \frac{2W}{N} (2g - g^2). \quad (39)$$

и есть время (стохастического) охлаждения,  $N$  – число ионов в накопителе,  $W$  – ширина полосы пропускания радиотехнической системы стохастического охлаждения. Первое слагаемое в скобках соотношения (39) связано с когерентным охлаждением частиц. Второе слагаемое характеризует нагрев частиц дробовым шумом пучка, усиленным радиотехнической системой. Оптимум охлаждения

реализуется при  $g = \lambda N_s = 1$ , что дает значение  $\tau_{cool}$ , полученное выше при качественном анализе.

Условие оптимума накладывает определенные требования на величину удара кикера, т.е. на коэффициент усиления радиотехнической системы:

$$\lambda_{opt} = \frac{1}{N_s} = \frac{2WT}{N} \ll 1.$$

При малом коэффициенте усиления  $\lambda$  ( $g \ll 1$ ) время охлаждения (39) растет обратно пропорционально этой величине. При большом коэффициенте усиления существенны некогерентные эффекты, приводящие к нагреву частиц.

Время стохастического охлаждения не зависит от энергии частиц. Поэтому этот метод эффективно применяется в области высоких энергий, где время электронного охлаждения очень велико (см. (27)). Однако время стохастического охлаждения растет линейно с ростом числа охлаждаемых ионов. Для типичных значений параметров  $W=250$  МГц и  $N=10^9 \div 10^{11}$  оно составляет 2с÷3мин (Таблица 1).

Таблица 1. Параметры стохастического охлаждения антипротонного накопителя LEAR (ЦЕРН)

Число частиц в пучке, $N$	$5 \cdot 10^{10}$
Период обращения, $T$ , мкс	0.5
Ширина полосы пропускания, $W$ , МГц	250
Длительность воздействия кикера, $T_s$ , нс	2
Число частиц $N_s$	$4 \cdot 10^6$
Время охлаждения, с	100

Более детальный анализ показывает, что время стохастического охлаждения существенно зависит также от собственных шумов радиотехнической системы, наличие которых увеличивает время охлаждения<sup>[9]</sup>

$$\tau_{cool}^{-1} = \frac{2W}{N} (2g - g^2(1+U)), \quad (39)$$

где  $U = x_{noise}^2 / x^2$  характеризует отношение шума в радиотехнической цепи к сигналу, то есть  $\sqrt{x_{noise}^2}$  – уровень шума, измеренный в единицах смещения частицы. Этот результат почти очевиден, если добавить  $\lambda x_{noise} = g x_{noise} / N_s$  в правую часть (36) и учесть, что  $\langle x_{noise} \rangle = 0$ .

Наличие продольного разброса ионов по импульсам  $\Delta p / p$  приводит к разбросу частоты обращения ионов в накопителе и к снижению скорости когерентного охлаждения ионов<sup>[9]</sup>. Это качественно следует из приведенного выше рассмотрения “на пальцах”. В результате, время охлаждения определяется соотношением

$$\tau^{-1} = \frac{2W}{N} (2g(1 - \tilde{M}^{-2}) - g^2(M + U)), \quad (39)$$

где  $M$  – фактор перемешивания (mixing factor) на участке траектории от кикера до пикапа  $L_{kp}$ ,

$$M^{-1} = 2W(L_{kp} / v_i) \eta \Delta p / p, \quad \tilde{M} = ML_{kp} / L_{pk}$$

<sup>9]</sup> В этом случае уравнение (38) принимает вид:

$$\Delta x^2 = -\frac{x^2}{N_s} (2g - g^2) + \frac{g^2}{N_s^2} x_{noise}^2 \quad \text{или} \quad \frac{dx^2}{dt} = -\frac{x^2}{\tau_{cool}} + \frac{g^2}{N_s^2} \cdot \frac{x_{noise}^2}{T}$$

Строго говоря, его решение есть

$$x^2(t) = x_{equi}^2 (1 - e^{-t/\tau}), \quad \text{где} \quad x_{equi}^2 = \frac{\tau_{cool}}{T} \cdot \frac{g^2}{N_s^2} \cdot x_{noise}^2 \leq \frac{2WT}{N} x_{noise}^2$$

(сравни<sup>[9]</sup>). Последнее (предельное) значение  $x_{equi}^2$  соответствует  $g=1$  (с учетом (30) и (31)). Выражение (39) принято в зарубежной литературе (см. <sup>[9]</sup>) и является, на наш взгляд, качественной оценкой.



$\tilde{M}$  – фактор перемешивания на участке пикап-кикер  $L_{pk}$ ,  $\eta = (\gamma_{tr}^{-2} - \gamma^{-2})$ ,  $\gamma_{tr}$  – лоренц-фактор, соответствующий критической энергии иона в накопителе. При оптимальном выборе коэффициента усиления  $g_{opt}$  время охлаждения равно

$$\tau^{-1} = \frac{2W}{N} (I - \tilde{M}^{-2}) / (M + U), \quad (40)$$

$$g_{opt} = \frac{I - \tilde{M}^{-2}}{M + U}.$$

Рекордное сегодня значение  $W \sim 1$  ГГц. Дальнейшее развитие метода стохастического охлаждения направлено на переход в оптический диапазон частот с  $W \approx 10^{14}$  Гц. При реализации стохастического охлаждения в оптическом диапазоне частот пучок из  $10^{10}$  частиц можно было бы охладить в течение нескольких миллисекунд.

#### 5.4. Лазерное охлаждение

Метод лазерного охлаждения<sup>[7, 10]</sup> предназначен для получения ультрахолодных ионных пучков и основан на использовании эффекта Доплера. Охлаждаемый ион поглощает фотон из пучка лазерного излучения, направленного вдоль скорости частицы. Частота лазерного излучения в системе иона, движущегося со скоростью  $v_i = \beta c$ , равна

$$\omega_i = \gamma \omega_L (1 - \beta \cos \theta), \quad (41)$$

$\omega_L$  – частота излучения лазера ЛС,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\theta$  – угол между направлением движения иона и фотона. В своей системе ион излучает изотропно, поэтому

импульс, передаваемый лазерным излучением иону за достаточно длительное время, направлен вдоль лазерного луча, а соответствующее изменение скорости иона равно

$$\delta v_i = \frac{\hbar \omega_n}{Mc}. \quad (42)$$

Сила, действующая на ион в результате воздействия лазерного излучения, равна

$$F_L = \sigma (\Delta v_{||}) \frac{dP_L}{ds}, \quad (43)$$

где

$$\sigma (\Delta v_{||}) \cong \lambda_{\omega}^2 \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega_i - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} - \quad (44)$$

сечение поглощения лазерного излучения,  $dP_L/ds$  – плотность его мощности,  $\omega_0$ ,  $\lambda_{\omega}$  – частота и длина волны атомного перехода,  $\Gamma$  – ширина линии. Таким образом, сила  $F_L$  резонансно зависит от скорости иона  $v_i$ .

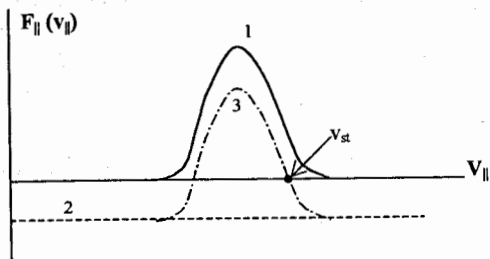
Из сказанного ясно, что сила лазерного “трения” всегда направлена в одну сторону – вдоль направления лазерного луча. Как же “заставить” лазер охлаждать ион, т.е. изменять его скорость в сторону некоторого равновесного значения? Как придать силе  $F_L$  тот же характер, что имеет  $F_{cool}$  (рис. 2)? Один из способов – индукционное ускорение (как в бетатронах).

Если с помощью индукционного напряжения, приложенного к зазору вакуумной камеры, создать силу  $F_{ind}(t) = Const$ , направленную против вектора “лазерного ускорения” ионов (рис. 7а, кривая 2), то можно при некотором  $v_i = v_{st}$  получить равенство  $F_L(v_{st||}) = F_{ind}$ . Разность сил  $F_L(v_i) = F_{ind}$ , как функция  $v_i$ , имеет теперь необходимый нам вид (рис. 7а, кривая 3) в области  $v_{min} < v_i < v_{max}$ . Предлагаются также варианты использования встречного лазерного пучка для создания противосилы (рис. 7б).

Время охлаждения ионов под действием лазерного излучения равно (36):

$$\tau^{-1} = - \frac{2\tilde{\eta}}{M} \frac{dF}{dv_i} \approx \frac{\tilde{\eta}}{M} \frac{1}{\omega_0 \Gamma} \frac{dP_L}{ds}. \quad (45)$$

а)



б)

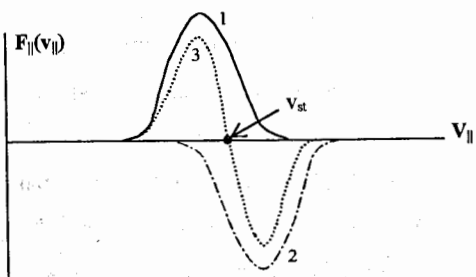


Рис. 7. Зависимость силы “лазерного трения” от скорости иона в системе частиц.

- а) схема с индукционным торможением; 1 – сила, возникающая под действием лазерного излучения; 2 – сила, возникающая при индукционном ускорении, 3 – результирующая сила;
- б) схема с двумя лазерами; 1, 2 – силы, возникающие под действием излучения первого и второго лазеров, от скорости иона; 3 – результирующая сила;  $v_{st}$  – равновесная скорость охлажденных ионов.

Время охлаждения для типичных параметров экспериментов очень мало (Таблица 2), оно составляет 10÷20 мкс. Однако столь малые времена охлаждения могут быть реализованы при условии, когда  $\omega_n - \omega_0 \approx \Gamma/2$ , что соответствует очень узкому диапазону разброса скоростей  $\Delta v_{||}$ :

$$\Delta v_{||} \approx c \frac{\Gamma}{\gamma^2 \omega_0} \approx \frac{10^2 - 10^3}{\gamma^2} \text{ см/с.} \quad (46)$$

Лазерное охлаждение эффективно действует лишь в том случае, если пучок ионов предварительно охлажден с помощью электронного охлаждения до разброса скоростей, удовлетворяющих условию (46). Предельная продольная температура “лазерноохлажденных” ионов  $T_{||}$  равна

$$T_{||} \approx \hbar \Gamma. \quad (47)$$

Таблица 2. Параметры трех сортов ионов, используемых при лазерном охлаждении

Параметр	${}^6\text{Li}^+$	${}^9\text{Be}^+$	${}^{24}\text{Mg}^+$
Нижнее состояние	$2s^3S_1$	$2s^2S_{1/2}$	$3s^2S_{1/2}$
Время жизни, с	50	осн. состояние	осн. Состояние
Верхние состояние	$2p^3P_2$	$2p^2P_{3/2}$	$3p^2P_{3/2}$
Время жизни, нс	43	8.2	3.5
Ширина линии, МГц	3.7	19.4	45.5
Длина волны перехода, нм	548	313	280
Интенсивность насыщения, мВт/см <sup>2</sup>	2.9	83	270
Сила трения, мэВ/м	8.8	81	210
Время охлаждения, мкс	17	7	15
Продольная температура, мкК	62	330	770

Это предельное значение температуры составляет несколько сот мкК и может быть достигнуто в пучках низкой интенсивности, где несущественно так называемое внутривпучковое рассеяние, вызывающее нагрев ионов. Лазерное охлаждение представляет значительный интерес для получения ультрахолодных ионных пучков, что открывает возможность создания "кристаллических" пучков (см. [7]).

Первые успехи в лазерном охлаждении были достигнуты на накопителях TSR и ASTRID [10]. Ограничением применимости лазерного охлаждения является малое число сортов ионов, для которых в настоящее время существуют необходимые лазеры. Практически лазерным методом удалось охладить лишь три сорта ионов (Таблица 2). С развитием лазерной техники сфера применения этого метода, несомненно, расширится.

### 5.5. Радиационное охлаждение

Охлаждение электронных и позитронных пучков в циклических ускорителях (накопителях), существующее благодаря синхротронному излучению (СИ) в поворотных магнитах [3, 4], было, как отмечалось выше, первым из практически примененных методов охлаждения. Энергия, теряемая частицей на излучение за один оборот, равна [15]

$$\Delta E = \frac{4\pi}{3} \gamma_e^4 \frac{e^2}{R}; \quad (48)$$

здесь  $R$  – радиус поворотных магнитов,  $\beta_e = v_e/c$ ,  $\gamma_e = (1 - \beta_e^2)^{-1/2}$ . Таким образом, потери энергии на излучение возрастают с энергией частиц как  $\gamma_e^4$  и становятся существенными в области ультррелятивистских энергий  $\gamma \gg 1$ . Рассмотрим этот случай мы и ограничимся. Отметим, что для электронов (позитронов)

$$\Delta E_{[kev]} = 89.1 \frac{E_{[ГэВ]}^4}{R_{[м]}}.$$

Мощность синхротронного излучения одной частицы, соответственно, равна

$$P = \frac{\Delta E}{T} = \frac{2}{3} \frac{e^2 c \gamma_e^4}{R^2}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega_s}, \quad (49)$$

$T$ ,  $\omega_s$  – период и частота обращения частицы, тогда как ускоряющая ВЧ-система (компенсирующая ВЧ-система) компенсирует только средние за оборот потери энергии и, соответственно, осевой составляющей импульса. Тормозящая сила реакции излучения  $F = P/c$  направлена против мгновенной скорости частицы. Поэтому на частицы, совершающие бетатронные колебания вокруг равновесной орбиты, действует сила, равная проекции полной силы  $F$  на соответствующую поперечную ось:

$$F_{x,z} = -P v_{x,z} / c^2, \quad (50)$$

В результате уравнение поперечных колебаний по  $x$  при наличии радиационного излучения имеет вид

$$\gamma_e m \ddot{x} + \gamma_e m \omega_x^2 x = -P \dot{x} / c^2, \quad (51)$$

или

$$\ddot{x} + \lambda \dot{x} + \omega_x^2 x = 0, \quad \lambda = \frac{P}{\gamma_e m c^2},$$

где  $\omega_x = Q_x \omega_s$ ,  $\omega_s$  – равновесное значение частоты обращения,  $Q_x$  – бетатронное число. Из уравнения (51) видно, что наличие синхротронного излучения приводит к затуханию колебаний. Время затухания колебаний (время радиационного охлаждения)  $\tau$ , как следует из уравнения (51), определяется соотношением

$$\tau^{-1} \equiv \lambda = \frac{2}{3} c r_e \beta_e^4 \gamma_e^3 \frac{1}{R^2}. \quad (52)$$

Радиационное излучение приводит к демпфированию колебаний частиц за счет потерь энергии. Однако квантованность энергии излучаемых фотонов приводит к существованию разброса (дисперсии) энергии частиц.

Оценим установившийся энергетический разброс охлажденных частиц. Спектр излучаемых квантов описывается функцией распределения, имеющей вблизи  $\omega_\gamma \approx \gamma_e^3 \omega_e$  максимум и ширину  $\Delta\omega_\gamma \approx \omega_\gamma$ . Поэтому характерная энергия квантов излучения есть

$$E_\gamma \approx \frac{\hbar c}{R} \gamma_e^3. \quad (53)$$

Для грубой оценки можно принять, что частица живет в накопителе, пока не потеряет на излучения энергию порядка равновесной  $E$ . За это время она излучает порядка  $N_\gamma \approx E/E_\gamma$  квантов. Излучение квантов статистически независимо, поэтому дисперсия числа излученных квантов будет равна  $N_\gamma^{1/2}$ .

Соответственно, установившаяся дисперсия энергии частиц в пучке равна

$$\delta E \approx N_\gamma^{1/2} E_\gamma \approx \sqrt{E_\gamma E}.$$

Относительная величина дисперсии может быть записана в виде

$$\frac{\delta E}{E} \approx \sqrt{\frac{E_\gamma}{E}} \approx \gamma_e \sqrt{\frac{\lambda_c}{R}}, \quad (54)$$

где  $\lambda_c = \hbar/mc$  – комптоновская длина волны,  $R$  – радиус поворотных магнитов накопителя. Установившийся горизонтальный размер пучка  $\Delta x$  по порядку величины равен

$$\Delta x \approx D \frac{\delta p}{p} \approx D \frac{\delta E}{E} \approx \frac{R_x}{Q_x^2} \frac{\delta E}{E},$$

$D \approx R_x / Q_x^2$  – дисперсионная функция накопителя. Таким образом, энергетический размер пучка есть

$$\delta x \approx \gamma_e \frac{R_x}{Q_x^2} \sqrt{\frac{\lambda_c}{R}}. \quad (55)$$

Вместе с энергией порядка  $E_\gamma$  квант уносит импульс

$$\delta p \approx E_\gamma / c.$$

Синхротронное излучение имеет острую направленность – конус с углом раствора порядка  $\theta \approx \gamma_e^{-1}$ , ось которого направлена вдоль вектора скорости частицы. Поэтому поперечная компонента уносимого импульса – порядка

$$\Delta p_{x,z} \approx E_\gamma / \gamma_e c. \quad (56)$$

Та же квантованность излучения приводит к раскачке бетатронных колебаний с амплитудой

$$\delta z \approx (\delta x)_0 \approx \frac{R_x}{Q_{x,z}} \frac{\Delta p_{x,z}}{p}.$$

При излучении порядка  $N_\gamma \approx E/E_\gamma$  квантов амплитуда бетатронных колебаний возрастает пропорционально  $N_\gamma^{1/2}$ , поскольку излучение квантов статистически независимо. С учетом (56) и (53) это дает

$$\Delta z \approx (\Delta x)_0 \approx N_\gamma^{1/2} \frac{R_x}{Q_{x,z}} \frac{E_\gamma}{\gamma_e E} \approx \frac{R_x}{Q_{x,z}} \sqrt{\frac{\lambda_c}{R}}.$$

Таким образом, вертикальный установившийся размер пучка в  $\gamma_e$  раз ниже

$$\Delta z \approx (\Delta x)_0 \ll \Delta x.$$

Радиационное охлаждение широко используется в электрон-позитронных коллайдерах, где оно позволяет формировать пучки со светимостью до  $10^{33} \div 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (п. 3.2.1). Развитие методов охлаждения электронных и ионных пучков позволило в настоящее время обсуждать проекты электрон-ионных коллайдеров [14] (п. 3.2.1).

## 5.6. Ионизационное охлаждение

Ионизационное охлаждение возникает при взаимодействии пучка охлаждаемых частиц с достаточно плотной мишенью, и вызвано передачей энергии движущихся частиц электронам, содержащимся в атомах покоящейся мишени. Сегодня оно рассматривается как практически интересный способ

охлаждения пучков тяжелых лептонов <sup>[1-2]</sup>. Самым интересным и перспективным является применение этого метода для охлаждения пучков мюонов <sup>[14]</sup>. Дело в том, что для тяжелых лептонов отсутствует ядерное взаимодействие, ограничивающее использование этого метода для электронных и адронных пучков. Время охлаждения, очевидно, должно быть в несколько раз меньше времени распада мюона (в ЛС)  $\gamma\tau_\mu$ .

Для получения мюонных пучков <sup>[14]</sup> используют протонный пучок с энергией несколько ГэВ, выведенный на мишень. Сформировав из потока возникающих пионов пучок с энергией около 1 ГэВ и минимально возможным эмиттансом, следует дать пионам распасться и охладить возникающие при этом мюоны с помощью ионизационного охлаждения, после чего ускорить их до требуемой энергии.

Рассмотрим процесс ионизационного охлаждения <sup>[1-2, 14]</sup>. При прохождении через мишень нерелятивистская частица теряет энергию на единицу длины (аналогично (7)):

$$F_{tr} = -\frac{dE}{ds} = -\frac{4\pi n_e e^4 L_i}{m v^2}, \quad (57)$$

$v$  – скорость частицы,  $n_e$  – плотность электронов мишени,

$$L_i = \ln(2m\gamma^2 v^2 / zI) - \beta^2 - \ln(1 - \beta^2),$$

$I$  – эффективный потенциал ионизации,  $z$  – атомный номер вещества мишени. Зависимость силы трения от энергии частиц показана на рис. 8. Ионизационное охлаждение используется в области энергий, где функция  $dE/ds$  возрастает с энергией частиц:

$$\begin{aligned} 0 < E < E_{max}, & \text{ (обл. I)} \\ E_{min} < E < \infty, & \text{ (обл. II)} \end{aligned}$$

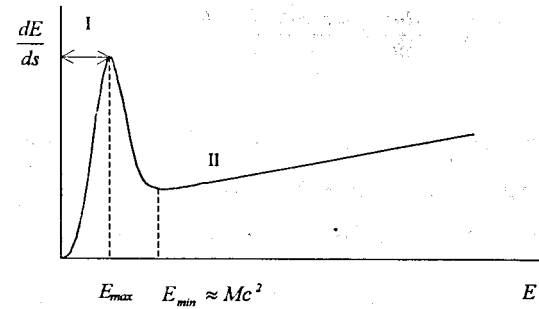


Рис. 8. Качественная зависимость ионизационных потерь от энергии частицы

Отметим, что метод ионизационного охлаждения обычно рассматривается в области энергий  $E > E_{min}$  (область II на рис. 8) <sup>[1, 2, 14]</sup>. Однако область энергий, где  $E < E_{max}$ , представляет интерес для генерации мюония <sup>[16]</sup>.

Под действием поперечной компоненты силы трения  $F_{tr}$  (57) частица изменяет поперечную компоненту импульса  $p_z$ :

$$\dot{p}_z = -F_{tr} p_z / p. \quad (58)$$

Из соотношения (58) находим время охлаждения в поперечном направлении:

$$\tau_{cool}^{-1} = -\frac{\dot{p}_z}{p_z} = \begin{cases} F_{tr} v / 2E_k, & v \ll c, \\ F_{tr} c / E, & \gamma \geq 2-3. \end{cases} \quad (59)$$

Здесь  $E_k$  и  $E$  – кинетическая и полная энергия частицы.

Оценим предельный эмиттанс пучков заряженных частиц, достигаемый в методе ионизационного охлаждения. Главными ограничивающими факторами являются многократное рассеяние на ядрах мишени, а также флуктуации ионизационных потерь. Угловой разброс пучка находится из баланса охлаждения и многократного рассеяния:

$$\frac{d\theta^2}{dt} = \frac{4\pi e^2 z^2 N_i \Lambda_1}{(\gamma^2 M^2 v^3)} \frac{\theta^2}{\tau_{cool}}, \quad (60)$$

где  $v$  – скорость частиц,  $z$  – заряд ядра атомов мишени,  $N_i$  – плотность ядер в мишени,  $M$  – масса ядер,  $\Lambda_1$  – кулоновский логарифм,  $\tau_{cool}$  – время охлаждения. Отсюда равновесный угловой разброс охлажденного пучка, соответственно  $\dot{\theta}^2 = 0$ , равен

$$\theta^2 = \frac{4\pi e^2 z^2 N_i \Lambda_1 \tau_{cool}}{(\gamma^2 M^2 v^3)}. \quad (61)$$

Это дает эмиттанс охлажденного пучка:

$$\varepsilon = \beta_z \theta^2 = \begin{cases} 1.5 \Lambda_1 z m \beta_z / M & v \ll c, \\ 1.5 \Lambda_1 z m \beta_z / (L_1 \gamma M) & \gamma \geq 2-3, \end{cases} \quad (62)$$

$\beta_z$  – бета-функция в районе охлаждающей мишени. Для минимизации эмиттанса пучка в районе охлаждающей мишени необходимо выбирать минимум бета-функции с  $(\beta_z)_{min} \approx 1$  см. В области высоких энергий эмиттанс падает с ростом энергии (62). Здесь основным ограничением на параметры охлажденного пучка становятся флуктуации ионизационных потерь. Энергетический разброс частиц  $\langle \Delta E^2 \rangle$  устанавливается из баланса охлаждения и флуктуаций ионизационных потерь:

$$\frac{d\langle \Delta E^2 \rangle}{dt} = \frac{2\pi m_e e^4 \Delta E_{max}}{m v} \frac{\langle \Delta E^2 \rangle}{\tau_{cool}}, \quad (63)$$

где

$$\Delta E_{max} = 2m \frac{E^2 - M^2 c^4}{2mE + (m^2 + M^2)c^2},$$

$\Delta E_{max}$  – максимальная передача энергии при столкновении частицы с покоящимся электроном. В результате установившееся (равновесие) значение энергетического разброса равно

$$\langle \Delta E^2 \rangle = \frac{6\pi m_e e^4 \Delta E_{max} \tau_{cool}}{m v}. \quad (64)$$

Подставив значения  $\Delta E_{max}$  и  $\tau_{cool}$ , находим значение относительного энергетического разброса:

$$\sigma_E = \frac{\sqrt{\langle \Delta E^2 \rangle}}{E} = \begin{cases} \sqrt{3m/M}, & v \ll c, \\ \sqrt{3m\gamma/(2M\Lambda_1)}, & 1 \ll \gamma \ll M/2m, \\ \sqrt{3/4\Lambda_1}, & \gamma \gg M/2m. \end{cases} \quad (65)$$

При высоких энергиях  $\gamma \gg M/2m$  энергетический разброс  $\sigma_E \approx 1$  и ионизационное охлаждение практически не работает. При энергии частиц

$$2 < \gamma \ll M/2m$$

оно может быть эффективно использовано. При этом необходимо иметь в виду, что наличие мишени, используемой в ионизационном охлаждении, приводит в конечном итоге к гибели частиц. Охлаждение может быть эффективно использовано, также если время жизни частиц  $\tau_f$  будет значительно больше, чем время их охлаждения  $\tau_{cool}$ , то есть при условии

$$\zeta = \tau_f / \tau_{cool} \gg 1.$$

Охлаждение протонов и антипротонов ионизационным методом затруднительно из-за вклада сильного (т.е. ядерного!) взаимодействия с ядрами мишени. Сечение потерь частиц равно полному ядерному сечению  $\sigma_n$ , поэтому параметр  $\zeta$  равен

$$\zeta = \frac{I}{N_i \sigma_n v \tau_{cool}} = \begin{cases} 2.4 \cdot 10^{-27} z (\sigma_n \beta^4), & v \ll c, \\ 10^{-24} z \sigma_n \gamma, & \gamma \gg 1. \end{cases} \quad (66)$$

Для водородной мишени полное ядерное сечение протонов  $\sigma_n$  равно

$$\sigma_n \approx \begin{cases} 4 \cdot 10^{-27} / \beta^2 \text{ см}^2, & \beta \ll 1, \\ 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2, & \gamma \gg 1, \end{cases} \quad (67)$$

что соответствует параметру  $\zeta$ , равному

$$\zeta = \begin{cases} 0.15 / \beta^2, & \beta \ll 1, \\ 0.25 / \gamma, & \gamma \gg 1. \end{cases} \quad (68)$$

Из соотношения (68) видно, что ионизационное охлаждение для протонов может быть применимо в области низких энергий  $E < 100 \text{ МэВ}$ , где параметр  $\zeta$  составляет несколько единиц.

Для позитронных и электронных пучков в области малых энергий ионизационное охлаждение неприменимо, поскольку скорость многократного рассеяния для них значительно выше, чем скорость ионизационных потерь. В области высоких энергий эффективность радиационного охлаждения значительно выше, чем эффективность ионизационного охлаждения. Наиболее перспективно применение ионизационного охлаждения к пучкам мюонов. Время жизни для них заметно больше времени охлаждения.

### 5.7. Шоттки-диагностика

Диагностика Шоттки – один из традиционных методов, используемых в накопителях тяжелых заряженных частиц для измерения распределения ионов по частотам обращения [1, 7, 17]. Рассмотрим непрерывный пучок заряженных частиц,

вращающийся внутри проводящей камеры. При пролете через измерительный электрод (интегральный пикап-электрод (рис. 9)) каждая частица наводит в нем некоторое напряжение относительно стенок камеры:

$$V_0 = \frac{Ze}{C}, \quad (69)$$

где  $Ze$  – заряд иона,  $C$  – емкость пикап-электрода на “землю”. Узкополосный анализатор выделяет среднеквадратичное значение суммарного сигнала на частоте  $\Omega$  в полосе частот  $\delta\Omega$ . Напряжение, наводимое  $n$ -й частицей, представляет собой периодическую последовательность прямоугольных импульсов с амплитудой  $V_0$  и длительностью  $\tau = \ell/v_0$ . Период их следования равен  $T_n = 2\pi/\omega_n$ , где  $\omega_n$  – круговая частота обращения  $n$ -й частицы. Сигнал от  $n$ -й частицы можно представить в виде ряда Фурье:

$$V_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_{nk} e^{-i(k\omega_n t + \varphi_n)}, \quad (70)$$

$$A_{nk} = \frac{V_0}{T_n} \frac{e^{ik\omega_n \tau} - 1}{ik\omega_n} e^{ik\omega_n \tau}, \quad (71)$$

где  $\varphi_n$  – фаза частицы в момент времени  $t=0$  (рис. 9). Анализатор, настроенный на частоту  $\Omega$  в полосе частот  $\pm\delta\Omega$  регистрирует только гармоники частоты  $\omega_n$ , номер которых попадает в диапазон

$$\frac{\Omega - \delta\Omega}{\omega_n} < k < \frac{\Omega + \delta\Omega}{\omega_n},$$

и просуммирует эти гармоники по всем частицам, частоты которых  $\omega_n$  удовлетворяют этому неравенству (предполагается, что  $\delta\Omega$  много меньше разброса частот обращения частот  $\delta\omega_n$ ). Число таких частиц есть

$$N_{\omega} = N f(\omega_n), \quad (73)$$

где  $N$  – полное число частиц в пучке,  $f(\omega_n)$  – функция распределения частиц по частоте обращения.

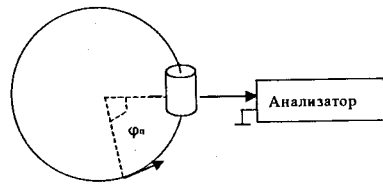


Рис. 9. Интегральный пикап-электрод для измерения Шоттки-сигнала от ионного пучка, циркулирующего в накопителе.

Сумма гармоник с номером  $k$  по всем частицам равна нулю:

$$V_{\Omega} = \sum_{n=1}^{N_{\omega}} V_{nk} = 0,$$

поскольку частицы случайно распределены по начальной фазе  $\varphi_n$ . В то же время квадрат модуля этой величины

$$V_{\Omega}^2 = \left| \sum_{n=1}^{N_{\omega}} \frac{A_{nk}}{T_n} e^{-i(\Omega\tau + \varphi_n)} \right|^2$$

не равен нулю. Подставляя сюда значение  $A_{nk}$  из (71), суммируя и усредняя по времени, получим

$$V_{\Omega}^2 = \frac{V_0^2}{T_n^2} \left( \frac{2 \sin \frac{k\omega_n \tau}{2}}{k\omega_n} \right)^2 N f(\omega_n) \delta\Omega. \quad (74)$$

В приближении  $\tau \ll T_n/k$  это соотношение позволяет просто восстановить функцию распределения  $f(\omega_n)$  по известной зависимости  $V_{\Omega}(\Omega)$ :

$$V_{\Omega}^2(\Omega) \approx V_0^2 \frac{\tau^2}{T_n^2} N f(\omega_n) \delta\Omega,$$

или

$$f(\omega) = \frac{V_{\Omega}^2}{V_0^2} \left( \frac{T_n}{\tau} \right)^2 \frac{1}{N \delta\Omega}, \quad (75)$$

$$\Omega = k\omega.$$

Этот метод применяется в экспериментах с пучками заряженных частиц для измерения их продольного разброса. Частота обращения частицы в накопителе  $\omega$  и импульс частицы связаны известным соотношением

$$\frac{d\omega_s}{\omega} = \eta_{\omega} \frac{dp}{p}, \quad (76)$$

$$\eta_{\omega} = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_v^2},$$

где  $(\gamma_v - 1)Mc^2$  – критическая энергия ускорителя. Измерив функцию распределения по частотам обращения (75) и воспользовавшись соотношением (76), получаем информацию о функции распределения ионов по продольным импульсам  $\Delta p/p$ :

$$f\left(\frac{\Delta p}{p}\right) \equiv f(k\omega),$$

$$\omega = \omega_s \left( 1 + \eta_{\omega} \frac{\Delta p}{p} \right). \quad (77)$$

Точность измерения продольного разброса по импульсу с помощью диагностики Шоттки достигает  $\Delta p/p \approx 10^{-6}$ . Она определяется точностью измерения частоты обращения ионов в накопителе и разрешением анализатора  $\delta\Omega$ . С целью повышения точности измерения спектр Шоттки анализируется на высокой гармонике частоты обращения  $k \approx 10 - 10^3$ , поскольку  $\Delta p/p \propto \delta\Omega/k\omega$ . Для интенсивных ионных пучков в спектре появляются два пика<sup>[1,7]</sup> (рис. 10), разделенные на величину

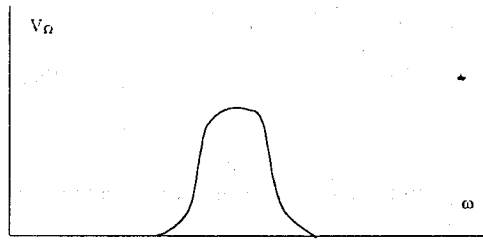
$$\Delta\omega_k = k \cdot 2\omega_p, \quad (78)$$



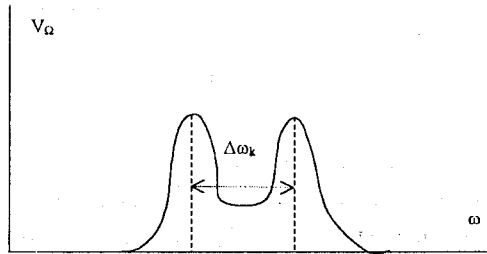
где  $\omega_p$  - эффективная плазменная частота ионов,

$$\omega_p = \frac{Z}{\sqrt{A}} \sqrt{\frac{\eta_\omega r_p c^2 N}{\pi \gamma R^3} \ln\left(\frac{b}{a}\right)}, \quad (79)$$

$Z$  и  $A$  - заряд иона и атомный номер иона,  $r_p$  - классический радиус протона,  $R$  - средний радиус орбиты,  $N$  - число ионов в пучке,  $a$  и  $b$  - радиус сечения пучка и камеры. Появление двух пиков в спектре соответствует возбуждению в ионном пучке двух волн, одна из которых бежит по направлению движения пучка, а другая - в противоположном направлении.



а)



б)

Рис. 10. Трансформация спектра Шоттки при переходе от пучков с малым числом ионов (а) к интенсивным ионным пучкам (б).

Такое расщепление в спектре существует, если в охлажденном пучке выполнено условие

$$\omega_p = \Delta\omega_{min} = \eta_\omega \omega \frac{\Delta p}{p}. \quad (80)$$

С учетом (79) соотношение (80) можно переписать в виде

$$N_{th} = \frac{A}{Z^2} \frac{\pi R \eta_\omega \beta^2 \gamma}{r_p \ln(b/a)} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2, \quad (81)$$

где  $N_{th}$  - критическое значение числа ионов, при котором реализуется расщепление спектра.

Теперь оценим чувствительность метода. Среднеквадратичное значение тока пучка, регистрируемого пикап-электродом в полосе частот  $\Delta\omega \approx k\omega \frac{\Delta p}{p}$ , равно

$$I_{band} = \sqrt{2N} Ze\omega. \quad (82)$$

Выходная мощность сигнала в полосе частот  $\Delta\omega$  оценивается соотношением

$$P_m = \frac{(I_{band} R_1)^2}{R_0}, \quad (83)$$

где  $R_0=75$  Ом - сопротивление на входе усилителя,  $R_1$  - сопротивление на выходе из пикап-электрода (рис. 11).

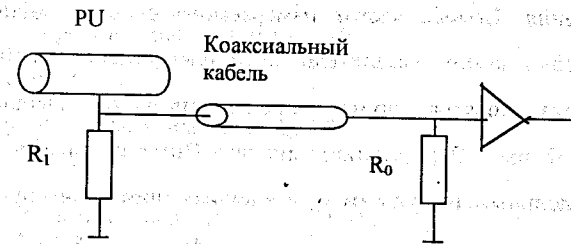


Рис. 11 Схема измерения Шоттки-сигнала: PU-пикап электрод.

Предельные возможности Шоттки-диагностики ограничены тепловыми шумами в измерительной системе. Величина мощности теплового шума в полосе частот  $\Delta\omega$  равна

$$P_t = \tilde{k} T \Delta\omega, \quad (84)$$

где  $\tilde{k}$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура. Отношение мощности сигнала к шуму оценивается соотношением

$$F = \frac{P}{P_t} = \frac{4NZ^2 e \omega R_t^2}{R_0^2 \tilde{k} T \eta_w \Delta p / p}. \quad (85)$$

В качестве иллюстрации приведем расчеты параметров Шоттки-сигнала для "распущенного" антипротонного пучка в SPS (ЦЕРН) (Таблица 3). Вначале о порядке величины сигнала (75). Для типичных значений параметров (Таблица 3):  $Z=1$ ,  $C=50$  пФ,  $\tau = 1$  нс,  $T_n=10$  мкс,  $N=10^{11}$ ,  $\delta\Omega=37$  Гц,  $f(\omega_n) \approx 1/\delta\omega_n$ ,  $\delta\omega_n/\omega_n \approx \Delta p/p \approx 10^{-3}$  найдем  $V_n \approx 5$  нВ.

Одной из первых работ по измерению параметров охлажденных пучков с помощью Шоттки-диагностики является работа, выполненная на накопителе НАП-М<sup>[18]</sup>. Эксперименты проведены при энергии протонов до 65 МэВ. Спектры шумов пучка измерялись на 5-й (11 МГц) и 8-й (17,6 МГц) гармониках частоты обращения. Полоса частот измеряемого сигнала составляла 1 кГц. Мощность тепловых шумов измерительной системы была равна  $10^{-18}$  Вт в полосе  $\pm 1$  кГц. Анализ спектра шумов производился с помощью быстрого преобразования Фурье. В результате анализа Шоттки-сигнала был измерен разброс по продольным импульсам охлажденных протонных пучков, величина которого достигала минимального значения  $\Delta p/p \approx 2 \cdot 10^{-6}$ . Продольная температура протонного пучка в сопутствующей системе координат в этом случае составила  $T_{||} \approx 1$  К (см. раздел 5.1).

Таблица 3 Параметры антипротонного пучка и Шоттки-сигнала в SPS (ЦЕРН)

Импульс антипротонов, ГэВ/с	315
Лоренц-фактор	335.7
Число частиц в кольце	$10^{11}$
Ток антипротонного пучка, мА	0.69
Разброс по продольным импульсам, $\Delta p/p$	$\pm 10^{-3}$
$\gamma_{tr}$	23.4
$\eta_{\omega}$	$1.84 \cdot 10^{-3}$
Частота измерения Шоттки-сигнала, $\omega$ , МГц	10
Номер гармоники, k	231
Ширина полосы сигнала $\Delta\omega$ , Гц	36.8
Среднеквадратичный ток, наведенный в пикап-электроде, $I_{band}$ , нА	3.1
Выходное сопротивление пикап-электрода, $R_1$ , Ом	10
Сопротивление на входе усилителя, $R_0$ , Ом	75
Мощность выходного сигнала, P, Вт	$1.5 \cdot 10^{-17}$
Мощность тепловых шумов, $P_t$ , Вт	$1.5 \cdot 10^{-19}$
Отношение мощности сигнала к мощности шума, F, дБ	20

Шоттки -диагностика используется для прецизионной масс-спектрометрии (см. раздел 4.5). По сдвигу частоты определяется разность масс изотопов с точностью до  $\Delta M \cdot M \approx 3 \cdot 10^{-118-201}$ . В 1995-1996 гг. на накопителе ESR (ФРГ) были измерены более чем 280 масс различных изотопов и изомеров, сто из которых были измерены впервые.

По амплитуде Шоттки-сигнала (74) измеряют сверхнизкие интенсивности ионных пучков в накопителях. Так в на накопительном кольце ICE<sup>[22]</sup> в ЦЕРНе были измерены интенсивности пучков, состоящих из  $10^2$  антипротонов.

Диагностика Шоттки используется также для измерения амплитуды бетатронных колебаний ионов в накопителе. В этом случае используется дифференциальный пикап-электрод, который состоит обычно из двух электродов – цилиндра, разрезанного вдоль образующей, или пластин (плоский конденсатор). Он позволяет измерить амплитуду поперечных колебаний иона путем вычитания сигналов с разных половинок пикап-электрода (рис. 12). Для одной частицы этот разностный сигнал равен

$$V = \frac{Ze}{C} \frac{a(t)}{a_0}, \quad (86)$$

где  $a(t)$  - поперечное смещение частицы,  $C$ -емкость пикап-электрода,  $a_0$  – нормировочная константа ( $2a_0$  порядка расстояния между электродами).

Смещение частицы от положения равновесной орбиты описывается соотношением

$$a(t) = a_p \cos(Q\omega t + \varphi), \quad (87)$$

где  $a_p$ ,  $Q\omega$  и  $\varphi$  – амплитуда, частота и фаза бетатронных колебаний,  $Q$  – бетатронное число. Для  $N$  частиц пучка значения фазы  $\varphi_i$  случайно распределены

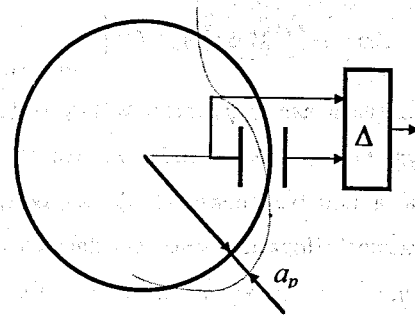


Рис. 12. Измерение амплитуды поперечных колебаний дифференциальным пикап-электродом

и среднее по времени значение  $\langle V \rangle = 0$ . Среднеквадратичное значение  $\langle V^2 \rangle$  определяется соотношением

$$\langle V^2 \rangle = \left( \frac{Ze}{C} \right)^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{a_0^2} \frac{N}{2}. \quad (88)$$

Спектр сигнала для дифференциального пикап-электрода состоит из гармоник с частотами

$$\omega_k = (k \pm \tilde{Q})\omega, \quad k=0,1,2,\dots, \quad (89)$$

где  $\tilde{Q}$  – дробная часть бетатронного числа. Продифференцировав соотношение (89), приходим к результату

$$\Delta\omega = (k \pm \tilde{Q})\delta\omega \pm \omega\delta\tilde{Q}. \quad (90)$$

Для дальнейших расчетов введем величину  $\xi$ , так называемую хроматичность

$$\xi = \frac{dQ/Q}{dp/p}. \quad (91)$$

В результате ширина спектра сигнала для дифференциального пикап-электрода определяется соотношением

$$\Delta\omega = (k \pm \tilde{Q})\delta\omega \pm \omega Q \xi \frac{\Delta p}{p}, \quad (92)$$

где  $Q$  – бетатронное число. Воспользовавшись соотношением (76), приходим к результату

$$\Delta\omega = \omega \frac{\Delta p}{p} [(k \pm \tilde{Q})n_\omega \pm Q\xi]. \quad (93)$$

Амплитуда Шоттки сигнала для дифференциального пикап-электрода (88) пропорциональна амплитуде бетатронных колебаний, что позволяет определить поперечный размер пучка, а ширина спектра (93) характеризует разброс по продольным импульсам частиц. Шоттки-сигнал для дифференциального пикап-электрода содержит три пика: центральный на частоте  $k\omega$ , и два боковых, смещенных на  $\pm k\omega, \delta\tilde{Q}$  (92).

При выполнении условия

$$(k \pm \tilde{Q})n_\omega = \pm Q\xi \quad (95)$$

ширина полосы спектра (94) становится равной нулю. Это дает возможность определить величину хроматичности  $\xi$  с помощью Шоттки-диагностики.

## Литература

### Литература к лекции I

1. V.Telnov. NIM A355 (1995) 3.
2. A.N.Skrinsky. NIM A391 (1997), 188.
3. И.Н. Мешков. ЭЧАЯ, т.25 (1994), 1487.
4. Collected Papers on the RIKEN RI Beam Factory Project, RIKEN, August 1996.
5. <http://www.cern.ch>, <http://www.cern.ch/athena>.
6. I.N.Meshkov. ЭЧАЯ 28 (1997) 495; Phys. Part. Nucl. 28 (1997) 198.
7. A.Ogata. Beam Dynamics Newsletter 12 (1996) 34.

### Литература к лекциям II-IV

1. Г.И.Будкер, А.А.Наумов, А.Н.Скринский и др. В сб. "Труды Межд. конф. по ускорителям, Дубна, 1963" М.: Атомиздат (1964).
2. Г.И.Будкер. В сб. "Труды VII Межд. конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Ереван, 1969", Ереван: Изд. АН Арм. ССР, 1 (1970) 33.
3. Л.Д.Ландау, Е. М.Лифшиц. Теория поля М.: Наука (1988).
4. В.А.Карнаухов. Лекция, прочитанная на заседании Комитета Полномочных Представителей ОИЯИ 13.3.98.
5. А.Б.Курепин. Частное сообщение.
6. А.М.Балдин, А.И.Малахов. Краткие сообщения ОИЯИ 1 (1998).
7. А.А.Соколов, И.М.Тернов. ДАН СССР 153 (1963) 1052.
8. V.Bargmann, L.Michel, V.L.Telegdi. Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435
9. Э.Тейлор, Дж.Уиллер. Физика пространства – времени М.: Мир (1971) 222-228.
10. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ДАН СССР 192 (1970) 1255; ЖТЭФ 60 (1971) 1216; ЖТЭФ 64 (1973) 1918.

### Литература к лекции V

1. А.Н.Скринский, В.В.Пархомчук. ЭЧАЯ 12 (1981) 557.

2. A.M.Sessler. Proc. of Workshop "Crystalline Beams and Related Issues", Erice, Italy (1995). Ed. D.M.Maletic and A.C.Ruggiero, 93.
3. Е.М.Сыренин. Тр. ОИЯИ Международная школа молодых ученых, Проблемы ускорения заряженных частиц, Дубна, (1997) 60.
4. А.Н.Лебедев, А.В.Шальнов. Основы физики и техники ускорителей, М., Энергоиздат, (1991) 414.
5. Г.И.Будкер. Атомная энергия 22 (1967) 246.
6. Г.И.Будкер, А.Н.Скринский. УФН 124 (1978) 561.
7. И.Н.Мешков. ЭЧАЯ 25 (1994) 1487.
8. S.Van der Meer. CERN/ISR PO 72-31 (1972).
9. D. Mohl. Proc. of CERN Accelerator School, CAS-87, CERN 87- 03 (1987).
10. R.Grimm, M.Grieser, A.Gruber et al. Proc. Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Montreux, 1993, CERN, Geneva (1994) 39.
11. B.Franzke. Proc. of the 3-d European Part. Accel. Conf., Berlin 1 (1992) 367.
12. H.Eickhoff, K.Beckert, F.Bosh et al., in [10] 310.
13. The Long Range Perspectives of GSI. GSI 97- 02, Darmstadt, Germany, (1997); Nuclear structure with radioactive beams. Working group 5 GSI, Darmstadt Germany (1996).
14. A.N.Skrinsky. NIM A391 (1997) 188.
15. И.Н.Мешков, Б.В.Чириков. Электромагнитное поле, т. 2 § 134 Новосибирск: Наука, (1987).
16. D.Taggu. Hyperfine Interactions 101/102 (1996) 633-640.
17. В [15] т. 1 229.
18. Е.И.Деменьтев, Н.С.Диканский, А.С.Медведко и др. ЖТФ 50 (1980) 1717.
19. B.Schlit, K.Beccert, F.Bosh, H.Eickhoff et al. Nucl. Phys. A626 (1997) 315.
20. I.Meshkov, G.Munzenberg, G.Schrider, E.Syresin, G.M.Ter-Akopian. NIM A391 (1997) 224.
21. G.Munzenberg, I.Meshkov, E.Syresin et al. Nucl. Phys. A626 (1997) 249.
22. G.Carron, H.Herr, G.Leebe, H.Koziol et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26 3 (1979).

## Перечень лекций, вышедших с 1974 г. в ОИЯИ

- Фаустов Р.Н. Связанная система частиц в квантовой электродинамике. Вып.1. ОИЯИ, Дубна, 1974.
- Синаев А.Н. Современные аппаратные системы модульной структуры, используемые при создании измерительно-вычислительных комплексов (КАМАК, ВЕКТОР). Вып.2. ОИЯИ, 8507, Дубна, 1975.
- Волков Д.В. Кварки как следствие дуальности. Вып.3. ОИЯИ, P2-8765, Дубна, 1975.
- Пальчик М.Я., Фрадкин Е.С. Введение в теорию конформно-инвариантных квантовых полей. Вып.4. ОИЯИ, 2-8874, Дубна, 1975.
- Замори З. Микропроцессоры. Вып.5. ОИЯИ, P10-8852, Дубна, 1975.
- Биленький С.М. Вопросы физики нейтрино высоких энергий. Вып.6. ОИЯИ, 2-9026, Дубна, 1975.
- Малкин И.А., Манько В.И. Инварианты, когерентные состояния и динамические симметрии квантовых систем. Вып.7. ОИЯИ, P2-9228, Дубна, 1975.
- Волков М.К., Первушин В.Н. Квантовая теория поля с киральным лагранжианом и физика мезонов низких энергий. Вып.8. ОИЯИ, P2-9390, Дубна, 1976.
- Басиладзе С.Г. Интегральные системы с эмиттерной связью и их применение в наносекундной ядерной электронике. Вып.9. ОИЯИ, 13-9744, Дубна, 1976.
- Аникин С.А. и др. Перенормированные составные поля в квантовой теории поля. Вып.10. ОИЯИ, P2-10528, Дубна, 1977.
- Шляпников П.В. Множественные процессы и инклюзивные реакции. Вып.11. ОИЯИ, P2-10681, Дубна, 1977.
- Капусцик Э. Галилеева инвариантность в теории поля. Вып.12. ОИЯИ, P2-10677, Дубна, 1977.
- Бутцев В.С. Явление возбуждения высокоспиновых ядерных состояний и механизм поглощения отрицательных  $\pi$ -мезонов. Вып.13. ОИЯИ, P15-10847, Дубна, 1977.
- Валуев Б.Н. Применение алгебры Клиффорда к решению задачи Изинга—Онсагера. Вып.14. ОИЯИ, P17-11020, Дубна, 1977.
- Капусцик Э. Нестандартные алгебры квантово-механических наблюдаемых. Вып.15. ОИЯИ, P4-11497, Дубна, 1978.

Блохинцев Д.И. Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам.  
Вып.16. ОИЯИ, P2-11728, Дубна, 1978.

Ширикова Н.Ю. Начиная работать на ЭВМ CDC-6500.  
Вып.17. ОИЯИ, P11-11739, Дубна, 1978.

Барбашов Б.М., Нестеренко В.В. Непрерывные симметрии в теории поля.  
Вып.18. ОИЯИ, P2-12029, Дубна, 1978.

Некоторые проблемы физики высоких энергий (сборник).  
Вып.19. ОИЯИ, P2-12080, Дубна, 1978.

Басиладзе С.Г. Электронная регистрирующая аппаратура физического эксперимента.  
Вып.20. ОИЯИ, P13-12151, Дубна, 1979.

Ефремов А.В., Радюшкин А.В. Партоны, жесткие процессы и квантовая хромодинамика.  
Вып.21. ОИЯИ, P2-12763, Дубна, 1979.

Говорков А.Б. Введение в теорию кварков.  
Вып.22. ОИЯИ, P2-12803, Дубна, 1979.

Говорков А.Б. Цветные кварки и глюоны.  
Вып.23. ОИЯИ, P2-80-6, Дубна, 1980.

Исаев П.С. Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах. Партоновая модель нуклона.  
Вып.24. ОИЯИ, P2-80-325, Дубна, 1980.

Казаков Д.И., Ширков Д.В. Суммирование асимптотических рядов в квантовой теории поля.  
Вып.25. ОИЯИ, P2-80-462, Дубна, 1980.

Ососков Г.А. Применение методов распознавания образов в физике высоких энергий.  
Вып.26. ОИЯИ, P10-83-187, Дубна, 1983.

Мальшев В.А. Элементарное введение в математическую физику бесконечно-частичных систем.  
Вып.27. ОИЯИ, P17-83-363, Дубна, 1983.

Савушкин Л.Н., Фоменко В.Н. Введение в мезонную теорию ядерных взаимодействий и ядерных систем.  
Вып.28. ОИЯИ, P4-83-369, Дубна, 1983.

Биленький С.М. Осцилляции нейтрино.  
Вып.29. ОИЯИ, P2-83-441, Дубна, 1983.

Бужек В. Введение в метод стохастического квантования.  
Вып.30. ОИЯИ, P2-84-419, Дубна, 1984.

Шумовский А.С., Юкалов В.И. Фазовые состояния и переходы.  
Вып.31. ОИЯИ, P17-85-676, Дубна, 1985.

Владимиров А.А. Введение в квантовые интегрируемые системы. Метод R-матрицы.  
Вып.32. ОИЯИ, P17-85-742, Дубна, 1985.

Осипов В.А., Федянин В.К. Полиацетилен и двумерные модели квантовой теории поля.  
Вып.33. ОИЯИ, P17-85-809, Дубна, 1985.

Шуяи Ш. Стохастичность в динамических системах.  
Вып.34. ОИЯИ, P17-86-211, Дубна, 1986.

Ефремов А.В. Введение в квантовую хромодинамику.  
Вып.35. ОИЯИ, P2-86-212, Дубна, 1986.

Нестеренко В.В., Червяков А.М. Сингулярные лагранжианы. Классическая динамика и квантование.  
Вып.36. ОИЯИ, P2-86-323, Дубна, 1986.

Пепельшев Ю.Н. Регистрация нейтронов (современное состояние и перспективы развития).  
Вып.37. ОИЯИ, P13-86-719, Дубна, 1986.

Боголюбов Н.Н. (мл.), Шумовский А.С. Светонизлучение.  
Вып.38. ОИЯИ, P17-87-176, Дубна, 1987.

Пушкаров Д.И. Дефектоны в кристаллах. (Метод квазичастиц в квантовой теории дефектов).  
Вып.39. ОИЯИ, P17-87-177, Дубна, 1987.

Никитюк Н.М. От современной алгебры к специализированным процессорам.  
Вып.40. ОИЯИ, P10-87-401, Дубна, 1987.

Дубничкова А.З. Непрерывные группы для физиков.  
Вып.41. ОИЯИ, P2-87-197, Дубна, 1987.

Никитюк Н.М. Электронные методы экспериментальной физики высоких энергий.  
Вып.42. ОИЯИ, P1-87-909, Дубна, 1987.

Балдин А.М., Диденко Л.А. Асимптотические свойства адронной материи в пространстве четырехмерных относительных скоростей.  
Вып.43. ОИЯИ, P1-87-912, Дубна, 1987.

Машкевич В.С. Индетерминистская квантовая динамика.  
Вып.44. ОИЯИ, P2-88-150, Дубна, 1988.

Филиппов А.Т. Введение в теорию суперструн.  
Вып.45. ОИЯИ, P2-88-188, Дубна, 1988.

Бардин Д.Ю. Прецизионные проверки стандартной теории.  
Вып.46. ОИЯИ, P2-88-189, Дубна, 1988.

Смирнов В.А., Четыркин К.Г.  $R^*$ -операция: техника ренормгрупповых вычислений и другие приложения.  
Вып.47. ОИЯИ, P2-88-190, Дубна, 1988.

Добролюбов М.И., Игнатьев А.Ю., Шапошников М.Е. Элементарные частицы и космология.

Вып.48. ОИЯИ, P2-88-654, Дубна, 1988.

Ambjørn J. Non-Perturbative Field Theory / Field Theory on a Lattice.

Вып.49. ОИЯИ, E2-88-655, Дубна, 1988.

Горбатов А.М. Гиперсферический базис в квантовой теории многих тел.

Вып.50. ОИЯИ, P6-88-656, Дубна, 1988.

Бельков А.А., Первушин В.Н., Эберт Д. Низкоэнергетические предсказания современных киральных лагранжианов, основанных на динамике кварков.

Вып.51. ОИЯИ, P2-88-657, Дубна, 1988.

Лев Ф.М. Некоторые вопросы релятивистской квантовой механики систем с заданным числом степеней свободы.

Вып.52. ОИЯИ, P4-88-829, Дубна, 1988.

Карамян С.А. Новые возможности определения времени жизни возбужденных ядер в реакциях с тяжелыми ионами.

Вып.53. ОИЯИ, P7-89-50, Дубна, 1989.

Шабанов С.В. Структура фазового пространства в калибровочных теориях.

Вып.54. ОИЯИ, P2-89-533, Дубна, 1989.

Маханьков В.Г., Рыбаков Ю.П., Санюк В.И. Модель Скирма и солитоны в физике адронов.

Вып.55. ОИЯИ, P4-89-568, Дубна, 1989.

Kazakov D.I. Beyond the Standard Model.

Вып.56. ОИЯИ, E2-89-711, Дубна, 1989.

Плакида Н.М. Высокотемпературные сверхпроводники.

Вып.57. ОИЯИ, P17-90-191, Дубна, 1990.

Первушин В.Н. Атомы и адроны в калибровочных теориях.

Вып.58. ОИЯИ, P2-90-211, Дубна, 1990.

Гриб А.А. Нарушение неравенств Белла и проблема измерения в квантовой теории.

Вып.59. ОИЯИ, P2-92-211, Дубна, 1992.

Головин Б.М. Поляризационные эффекты в нуклон-дейтронных взаимодействиях при промежуточных энергиях.

Вып.60. ОИЯИ, P1-93-435, Дубна, 1993.