53(075)
С39

Д. В. СИВУХИН

ОБЩИЙ КУРС ФИЗИКИ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Часть 2



Д.В.СИВУХИН

ОБЩИЙ КУРС ФИЗИКИ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Часть 2
ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Допущено Государственным комитетом СССР по народному образованию в качестве учебного пособия для студентов физических специальностей высших учебных заведений

АБОНЕМЕНТ-2

МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1989

ББК 22.38
С34
УДК 530.1(075.8)

Рецензенты:
кафедра экспериментальной физики Киевского государственного университета им. Т. Г. Шевченко;
член-корреспондент АН СССР *С. С. Герштейн*

Сивухин Д. В. Атомная и ядерная физика: Учеб. пособие для вузов. В 2-х ч. Ч. 2. Ядерная физика.— М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1989.— 416 с.— (Общий курс физики; Т. V).— ISBN 5-02-014053-8.

Вторая часть пятого, завершающего, тома «Общего курса физики», созданного профессором Московского физико-технического института Д. В. Сивухиным (первая часть «Атомная физика» выпущена в 1986 г.). Главное внимание уделено выяснению физического смысла и содержания основных законов и понятий ядерной физики, установлению границ применимости этих законов, развитию у студентов навыков физического мышления и умения ставить и решать конкретные задачи.

Для студентов физических и математических факультетов университетов, физико-технических и инженерно-физических институтов, а также вузов, где физика является основной дисциплиной.

Табл. 22. Ил. 60.

С $\frac{1604010000-019}{053(02)-89}$ 103-89

© Издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы. 1989

ISBN 5-02-014053-8

НТБ [illegible]
г. Винница

ОГЛАВЛЕНИЕ

* *

Предисловие 5

ГЛАВА VIII

СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТОМНОГО ЯДРА

§ 63. Введение 7
§ 64. Энергия связи ядра 18
§ 65. Размеры ядра 29
§ 66. Спин ядра и сверхтонкая структура спектральных линий . . 35
§ 67. Влияние спина ядра на эффект Зеемана 47
§ 68. Измерения спинов и магнитных моментов ядер методом магнитного резонанса. Опытные данные о спинах и магнитных моментах ядер 49
§ 69. Четность. Закон сохранения четности 52
§ 70. Электрические свойства и форма ядра 58

ГЛАВА IX

РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ 71. Введение 63
§ 72. Законы радиоактивного распада 69
§ 73. Альфа-распад 75
§ 74. Бета-распад 87
§ 75. Гамма-излучение ядер и внутренняя конверсия электронов 105
§ 76. Эффект Мёссбауэра 109

ГЛАВА X

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДЕРНЫХ МОДЕЛЯХ

§ 77. Общие сведения 118
§ 78. Оболочечная модель ядра 122

ГЛАВА XI

ПРОХОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ГАММА-КВАНТОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

§ 79. Введение 134
§ 80. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество 135
§ 81. Прохождение легких заряженных частиц через вещество . . 143
§ 82. Прохождение гамма-квантов через вещество 149
§ 83. Другие проявления взаимодействия ядерных частиц с веществом 155

ГЛАВА XII

ИСТОЧНИКИ И МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

§ 84. Ускорители 159
§ 85. Источники нейтронов и других нейтральных частиц . . . 182
§ 86. Детекторы частиц 187

ГЛАВА XIII

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

§ 87. Терминология и определения 203
§ 88. Законы сохранения в ядерных реакциях 208
§ 89. Составное ядро 216
§ 90. Ядерные реакции, идущие через составное ядро 219
§ 91. Дополнительные сведения о ядерных реакциях 224

ГЛАВА XIV

НЕЙТРОНЫ И ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 92. История открытия нейтрона 232
§ 93. Деление атомных ядер 236
§ 94. Трансурановые элементы 248
§ 95. Цепная реакция и ядерные реакторы 268
§ 96. Природный ядерный реактор в Окло 283
§ 97. Использование антинейтрино для контроля ядерного реактора 285
§ 98. Термоядерная проблема 288
§ 99. Нейтронная оптика 304

ГЛАВА XV

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ АСТРОФИЗИКИ

§ 100. Источники энергии звезд 318
§ 101. Некоторые сведения из астрономии 330
§ 102. Краткие сведения об эволюции звезд 335
§ 103. Космические лучи 354

ГЛАВА XVI

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

§ 104. Что такое элементарные частицы 371
§ 105. Классификация элементарных частиц 374
§ 106. Античастицы 378
§ 107. Законы сохранения энергии и импульса и их приложения 382
§ 108. Законы сохранения электрического, лептонных и барионного зарядов 389
§ 109. Другие законы сохранения и квантовые числа 393
§ 110. Кварковая модель адронов 399

Таблицы 407
Именной указатель 410
Предметный указатель 412

ПРЕДИСЛОВИЕ

* *

Ядерная физика излагается в этой книге как раздел общего курса физики. Книга не ставит целью подробное изложение всех проблем этой науки. Почти все главы и параграфы книги при подробном изложении могли бы составить содержание специальных монографий. К ним и следует обращаться всем специализирующимся в различных областях ядерной физики. Здесь же приводится, да и то часто в общих чертах, только такой материал, в котором должен ориентироваться студент-физик, независимо от того, какую узкую специальность он изберет в дальнейшем.

В ядерной физике приходится в значительно большей степени апеллировать к опытным фактам, а не к теории, чем в других разделах общей физики. Причина этого двоякая. Во-первых, еще не существует законченной теории ядерных сил, а следовательно, и основанной на ней будущей фундаментальной и последовательной теории ядра. Приходится довольствоваться основанными на опыте ядерными моделями, каждая из которых имеет ограниченную область применения. Во-вторых, по педагогическим соображениям нецелесообразно уводить студента, изучающего общую физику, в сторону сложных теорий, которые ему еще не доступны.

Эксперименты в области ядерной физики (и в особенности физики элементарных частиц) отличаются высокой степенью автоматизации с широким использованием ЭВМ. Поэтому обучение эксперименту в этих областях физики должно проводиться не в лекционных аудиториях и лабораториях физического практикума, а в специальных институтах и лабораториях, изучающих ядерную физику и физику элементарных частиц. В общем курсе физики можно остановиться только в самых общих чертах на принципиальной стороне этих вопросов.

В главе XV кратко затронуты некоторые вопросы астрофизики. Источники энергии и эволюция звезд — это вопросы, с которыми должен быть знаком каждый физик. Более того, с ними, по крайней мере качественно, должен быть знаком и всякий образованный человек, независимо от его специальности, ибо их мировоззренческое значение несомненно.

В главе XVI приводятся основные сведения об элементарных частицах. Изложение здесь еще в большей степени не претендует на полноту, чем в остальных главах. Приводятся в основном только те сведения, которые необходимы в ядерной физике в узком смысле слова, т. е. в физике самого атомного ядра.

Физике элементарных частиц в современном ее состоянии должна быть посвящена отдельная книга и даже ряд книг.

Как и во всех предыдущих томах, и в этом томе СИ совсем не используется. По мнению автора, в физике эта система неудовлетворительна. О ее принципиальных недостатках было сказано в предисловиях к I и III томам, а более подробно в § 85 тома III. Автор с удовлетворением прочитал, что в популярной книге по физике элементарных частиц известный физик-теоретик лауреат Нобелевской премии С. Вайнберг (р. 1933) отметил, что, по его мнению, введение СИ в физику было ошибкой. Автор может только присоединиться к этому мнению.

Книга рецензировалась членом-корреспондентом АН СССР профессором С. С. Герштейном, а также на кафедре экспериментальной физики Киевского государственного университета им. Т. Г. Шевченко, возглавляемой членом-корреспондентом АН УССР профессором И. С. Горбанем. Она была внимательно просмотрена заведующим кафедрой теории ядра и элементарных частиц Киевского государственного университета профессором В. К. Тартаковским. Много критических замечаний было сделано Г. И. Новиковой при редактировании книги. Все эти критические замечания способствовали улучшению книги и были учтены при окончательном ее редактировании. Всем перечисленным лицам автор выражает глубокую благодарность.

ГЛАВА VIII

СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТОМНОГО ЯДРА

* *

§ 63. Введение

1. Первое явление из области ядерной физики было открыто в 1896 г. Анри Беккерелем (1852—1908). Это — *естественная радиоактивность* солей урана, проявляющаяся в самопроизвольном испускании невидимых лучей, способных вызывать ионизацию воздуха и почернение фотоэмульсий. Через два года Пьер Кюри (1859—1906) и Мария Склодовская-Кюри (1867—1934) открыли радиоактивность тория и выделили из солей урана полоний и радий, радиоактивность которых оказалась в миллионы раз сильнее радиоактивности урана и тория.

Детальное экспериментальное изучение радиоактивных излучений было произведено Резерфордом. Он показал, что радиоактивные излучения состоят из трех типов лучей, названных соответственно α-, β- и γ-лучами. Бета-лучи состоят из отрицательных электронов, движущихся значительно быстрее, чем электроны в катодных лучах, α-лучи — из положительно заряженных частиц (α-частиц, масса которых равна массе ядра гелия), γ-лучи аналогичны лучам Рентгена, только значительно более жесткие. В соответствии с этим α- и β-лучи отклоняются магнитным полем, и притом в противоположные стороны, а на γ-лучи магнитное поле не действует.

Наименьшей проникающей способностью и наибольшим ионизующим действием обладают α-лучи. Они поглощаются слоем алюминия толщиной всего в несколько микрометров. Для поглощения β-лучей требуется слой алюминия в среднем толщиной 1 мм. Ионизующая способность β-лучей много меньше, чем α-лучей. Наибольшей проникающей способностью и наименьшим ионизующим действием обладают γ-лучи. Для защиты от них применяются свинцовые листы толщиной, зависящей от интенсивности излучения.

Ядерная природа радиоактивности была понята Резерфордом после того, как в 1911 г. он предложил ядерную модель атома (см. § 9) и установил, что радиоактивные излучения возникают в результате процессов, происходящих внутри атомного ядра. С этого момента и ведет свое начало ядерная физика.

2. Долгое время предполагалось, что само атомное ядро состоит из протонов и электронов. Однако такая гипотеза находилась в противоречии с экспериментальными фактами, относящимися к спинам и магнитным моментам ядер (см. § 68). Кроме

того, присутствие электронов внутри ядра оказалось невозможным совместить с принципом неопределенности Гейзенберга (см. § 65, пункт 10). В 1932 г. после открытия Чедвиком (1891—1974) нейтрона было установлено, что *ядро состоит из протонов и нейтронов* (эти частицы получили общее наименование *нуклонов*). Такая модель ядра была предложена в том же году независимо друг от друга Д. Д. Иваненко (р. 1904) и Гейзенбергом. Свободный протон — стабильная частица. Масса нейтрона больше массы протона на 0,14 % или 2,5 электронных масс. В соответствии с этим в свободном состоянии нейтрон распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e. \qquad (63.1)$$

Среднее время жизни нейтрона близко к 15,3 мин. Казалось бы, нет смысла говорить о нейтроне как об «элементарной» частице, а следует рассматривать его как «составную» частицу. Однако внутри ядра протон не свободен и ведет себя так же, как составная частица, распадающаяся на нейтрон, позитрон и электронное нейтрино:

$$p \to n + e^+ + \nu_e. \qquad (63.2)$$

Поэтому с тем же основанием протон можно считать «сложной» частицей, превращающейся в более «простую» — нейтрон. Это означает, что вопрос о том, какая частица — протон или нейтрон — более элементарна, лишен физического смысла. В этом отношении обе частицы равноправны. Какая из них распадается, зависит от энергетических соотношений. В свободном состоянии нейтрон радиоактивен, а протон стабилен, т. е. идет процесс (63.1). Внутри же ядра возможны оба процесса (63.1) и (63.2). Тип распада определяется массами рассматриваемого ядра и возможных продуктов распада. Это обстоятельство и дает возможность рассматривать обе частицы — протон и нейтрон — как *элементарные*, взаимно превращающиеся друг в друга.

Число протонов в ядре (*зарядовое число*) принято обозначать через Z, число нейтронов — через N. Их сумма $A = Z + N$ называется *массовым числом ядра*; число Z называют также *порядковым номером элемента*. Атомы с одинаковыми Z (т. е. атомы одного и того же элемента), но различными N называются *изотопами*, с одинаковыми A, но различными Z — *изобарами*, с одинаковыми N, но различными Z — *изотонами*. Наряду с термином *ядро атома* используется также термин *нуклид*.

3. Основное различие между протоном и нейтроном состоит в том, что протон — *заряженная* частица, заряд которой $e = 4{,}803$ СГСЭ $= 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Кл. Это *элементарный заряд*, численно равный заряду электрона. Нейтрон же, как показывает уже его название, *электрически нейтрален*. Спины протона и нейтрона одинаковы и равны спину электрона, т. е. 1/2 (в единицах

$\hbar$),— обе частицы являются *фермионами* и подчиняются статистике Ферми — Дирака. Массы протона и нейтрона почти равны: масса протона $m_p = 1836{,}15m_e$, масса нейтрона $m_n = 1838{,}68m_e$, где m_e — масса электрона; $m_e = 9{,}1095 \cdot 10^{-28}$ г.

Масса частицы связана с ее полной энергией соотношением Эйнштейна $\mathscr{E}_{\text{пол}} = mc^2$. Поэтому в ядерной физике и физике элементарных частиц массу принято измерять в единицах энергии, причем за единицу энергии принимается *мегаэлектронвольт* (МэВ). В этих единицах $m_e = 0{,}511$ МэВ, $m_p = 938{,}3$ МэВ, $m_n = 939{,}6$ МэВ. При этом в указанных разделах физики под m понимается всегда *масса покоя* частицы (обозначение m_0 не применяется). Принято также массу частицы измерять в так называемых атомных единицах массы (а. е. м). За *атомную единицу массы* принимается 1/12 часть массы нейтрального атома углерода ^{12}C. Нетрудно подсчитать, что 1 а. е. м. = 931,502 МэВ.

4. Малое различие в массах и совпадение спинов протона и нейтрона является проявлением общего свойства этих частиц — если отвлечься от различия, связанного с наличием у протона электрического заряда, и от различия в значениях магнитных моментов, то во всех остальных отношениях протон и нейтрон весьма сходны между собой. Это сходство, имеющее фундаментальное значение в ядерной физике, с особой отчетливостью проявляется в свойствах «зеркальных» ядер. Зеркальными называются два ядра с одинаковыми массовыми числами A, каждое из которых получается из другого заменой всех протонов нейтронами, а всех нейтронов — протонами. Примером такой пары могут служить сами протон и нейтрон. Другими примерами являются ^3_1H и ^3_2He, ^7_4Be и ^7_3Li, $^{11}_5B$ и $^{11}_6C$, $^{13}_6C$ и $^{13}_7N$, $^{15}_7N$ и $^{15}_8O$, $^{17}_8O$ и $^{17}_9F$, $^{29}_{14}Si$ и $^{29}_{15}P$ и т. д. (более тяжелое ядро в каждой из этих пар радиоактивно). Как показывает опыт, оба зеркальных ядра имеют почти одинаковые энергии связи, сходное строение спектра возбужденных уровней энергии, одинаковые спины и пр. Это указывает на сходство сил, действующих между двумя протонами и двумя нейтронами.

На малых расстояниях (например, внутри ядра) между этими частицами действуют мощные ядерные силы, по сравнению с которыми электромагнитные силы в сотни раз слабее. В пренебрежении электромагнитными силами протон и нейтрон обладают одинаковыми свойствами: при прочих равных условиях ядерные силы, действующие между двумя протонами, равны ядерным силам, действующим между двумя нейтронами, а также между нейтроном и протоном. Это свойство называется *зарядовой симметрией ядерных сил*. Оно является проявлением еще более глубокой закономерности, называемой *изотопической инвариантностью*.

5. В настоящее время еще не создана последовательная законченная теория атомного ядра. Причина этого заключается

прежде всего в том, что до сих пор неизвестна аналитическая зависимость ядерных сил от определяющих их параметров. Поэтому в отношении ядерных сил приходится вводить различные заведомо упрощенные и ограниченно применимые предположения, подобранные так, чтобы в определенной области явлений достигнуть согласия с экспериментальными данными.

В атомной физике, даже не зная закона Кулона, можно было бы в значительной степени восстановить его, изучая энергетический спектр атома водорода, поскольку последний содержит очень много уровней. В физике же ядра из-за короткодействующего характера ядерных сил такой возможности нет, так как имеется всего одно связанное состояние из двух нуклонов — дейтрон, состоящий из протона и нейтрона. Дейтрон же имеет всего *один* энергетический уровень (см. задачу к § 26), а этого, конечно, мало для суждения о силах, действующих между протоном и нейтроном. Положение осложняется тем, что силы взаимодействия нуклонов зависят не только от *расстояния между ними*, но и от их *скоростей*, а также от *ориентации спинов*.

6. Если бы даже силы взаимодействия между нуклонами были полностью известны, то в теории ядра надо было бы еще решить квантовомеханическую *задачу многих тел*. Она много сложнее аналогичной классической задачи, с которой не может справиться современная математика (даже в случае трех взаимодействующих тел). Например, если ядро состоит из A нуклонов, то в пренебрежении их спинами его состояние определяется волновой функцией $\psi(r_1, r_2, \ldots, r_A)$, зависящей от $3A$ пространственных координат. Эта функция должна быть определена из уравнения Шредингера с $3A$ независимыми переменными. Учет спинов нуклонов невообразимо усложняет эту задачу. С учетом спинов состояние ядра определяется волновой функцией $\psi(s_1, s_2, \ldots, s_A; r_1, r_2, \ldots, r_A)$, зависящей не только от пространственных координат, но и от спиновых переменных (т. е. от квантовых чисел, определяющих проекции спина на выделенное направление), каждая из которых может принимать два значения: $-1/2$ и $+1/2$. Ее нахождение эквивалентно определению 2^A функций только от $3A$ пространственных координат. Например, при $A = 100$ число таких функций равно $2^{100} \approx 1{,}27 \cdot 10^{30}$. Ясно, что решение такой задачи абсолютно непосильно даже для самых мощных вычислительных машин.

В теории атома для преодоления аналогичной трудности разработаны превосходные приближенные методы — метод Хартри (1897—1958) и еще более точный метод Фока (1898—1974). Они используют то обстоятельство, что атом практически пуст — расстояния между электронами атомной оболочки, а также между последними и ядром атома очень велики по сравнению с размерами этих частиц. В случае ядер такой возможности нет, так как расстояния между нуклонами ядра того же порядка, что и

размеры самих нуклонов. Поэтому указанные методы в случае ядра неприменимы.

Число нуклонов в ядре (за исключением только протона и дейтрона — ядер атомов водорода и дейтерия) всегда больше двух. Поэтому ядро следует рассматривать как систему многих частиц. Если бы число частиц в системе было очень велико, то надежное и даже единственно возможное описание ее состояния давал бы *статистический метод*. Но это условие совсем не выполняется для легких ядер. Для них статистический метод неприменим. Им можно пользоваться для средних и в особенности для тяжелых ядер. Но и здесь применимость статистического метода ограничена, так как число нуклонов даже в тяжелых ядрах все же недостаточно велико.

7. Сказанное делает понятным, почему мы не располагаем последовательной законченной теорией ядра, которая бы единым образом объясняла все его свойства. Вместо такой теории в ядерной физике используются различные *модели ядра*, каждая из которых охватывает лишь ограниченный круг явлений *). Ядерные модели не дают истинной теории явлений, но позволяют систематизировать явления из различных областей ядерной физики, а главное предсказывать новые. В этом и заключается их польза. Достойно удивления, что на этом пути достигнуто так много в понимании известных из опыта ядерных явлений и предсказании новых.

8. Атомные ядра условно принято делить на *стабильные* и *радиоактивные*. Условность такого деления состоит в том, что в сущности все ядра подвергаются радиоактивному распаду, но с различной скоростью. Стабильными называют ядра, распадающиеся достаточно медленно. А понятие медленности зависит от конкретно поставленной задачи. Обычно ядра принято считать стабильными, если со времени образования видимой части Вселенной (порядка 10^{10} лет), т. е. со времени образования химических элементов, распалась ничтожная часть их. Ядра, распадающиеся более быстро, считаются радиоактивными.

Физические величины, характеризующие свойства атомных ядер, можно разделить на *статические* и *динамические*. Статические характеристики относятся к определенному, обычно невозбужденному состоянию ядра; динамические проявляются при возбуждениях и распадах ядра и в ядерных реакциях. Статические характеристики обычно называют свойствами стабильных ядер. Изменение терминологии, которому мы следуем, предложено Ю. М. Широковым и Н. П. Юдиным в их известном учебнике «Ядерная физика» (М.: Наука, 1980). Оно оправдано тем, что между стабильными и радиоактивными ядрами, как уже указывалось выше, нет резкой границы. Статические же свойства при-

*) Краткое описание некоторых моделей ядра дано в гл. X.

сущи не только стабильным, но и радиоактивным ядрам и даже ядрам в возбужденных состояниях.

Важнейшими статическими характеристиками ядра являются: зарядовое число (атомный номер) Z, масса ядра M, энергия связи $\mathscr{E}_{св}$, спин I, магнитный момент μ, электрический квадрупольный момент Q, радиус R и несферичность ядра $\delta R/R$, четность P волновой функции ψ, изотопический спин T, спектр возбужденных состояний.

Радиоактивные ядра дополнительно характеризуются типом радиоактивного превращения (α- или β-распад, спонтанное деление и пр.), временем жизни τ (или периодом полураспада $T_{1/2}$), энергией испускаемых частиц и т. п.

9. В настоящее время в природе известны четыре вида фундаментальных взаимодействий: *сильное*, *электромагнитное*, *слабое*, *гравитационное*. Сильное взаимодействие удерживает нуклоны в атомных ядрах и присуще также большинству элементарных частиц, так называемых *адронов* (протон, нейтрон, гипероны, мезоны и др.). К электромагнитным взаимодействиям сводятся непосредственно воспринимаемые нами силы природы (за исключением тяготения): упругие, вязкие, молекулярные, химические и пр. Слабые взаимодействия вызывают β-распад радиоактивных ядер (см. § 74) и наряду с электромагнитными силами управляют поведением *лептонов* — элементарных частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях и обладающих спином 1/2 (электрон, мюон, нейтрино и др.). Нейтральные лептоны (все нейтрино и антинейтрино) не участвуют и в электромагнитных взаимодействиях. Гравитационное взаимодействие присуще всем частицам.

Об интенсивности перечисленных взаимодействий можно судить по скорости процессов, вызываемых ими. Обычно для сравнения берут скорости процессов при кинетических энергиях сталкивающихся частиц около 1 ГэВ; такие энергии характерны для физики элементарных частиц. При таких энергиях процессы, вызываемые сильными взаимодействиями, совершаются за времена порядка 10^{-23} с, электромагнитными — за времена порядка 10^{-20} с, слабыми — за времена порядка 10^{-9} с. Другой величиной, характеризующей интенсивность взаимодействия, является длина свободного пробега частицы в веществе. Сильновзаимодействующие частицы при энергии около 1 ГэВ можно задержать железной плитой толщиной в несколько десятков сантиметров. Нейтрино же с энергией 10 МэВ (такова энергия антинейтрино, образующихся в ядерных реакторах), которым свойственно только слабое взаимодействие, для своего задержания потребовали бы слоя железа толщиной не менее 10^9 км.

Сильные и слабые взаимодействия проявляются только на *коротких расстояниях*. Радиус действия сильных взаимодействий составляет примерно 10^{-13} см (1 ферми), а слабых — $2 \cdot 10^{-16}$ см

(0,002 ферми). Электромагнитные силы, напротив, являются *дальнодействующими*; они убывают обратно пропорционально квадрату расстояния между взаимодействующими частицами. По тому же закону убывают с расстоянием и гравитационные силы. Поэтому отношение электромагнитных и гравитационных сил не зависит от расстояния между взаимодействующими частицами. При одном и том же расстоянии оно равно $F_{эл}/F_{гр} = e_1e_2/Gm_1m_2$, где G — гравитационная постоянная, m_1 и m_2 — массы частиц, а e_1 и e_2 — их электрические заряды. Для взаимодействия двух протонов эта формула дает $F_{эл}/F_{гр} \approx 1{,}23 \cdot 10^{36}$.

Таким образом, в области, где проявляются слабые силы, гравитационное взаимодействие частиц на много порядков меньше даже слабого. Поэтому в физике микромира при современном ее состоянии гравитационное взаимодействие не учитывается. Но в макромире при рассмотрении движения больших масс: галактик, звезд, планет и пр., а также при рассмотрении движения небольших макроскопических тел в поле таких масс гравитационное взаимодействие становится определяющим. Особенно существенную, пожалуй, главную роль оно играет в процессах образования и эволюции звезд (см. гл. XV). Обусловлено это двумя обстоятельствами: во-первых, дальнодействующим характером гравитационных сил, во-вторых, положительностью масс всех тел. В силу второго обстоятельства гравитационные силы всегда являются силами притяжения. При увеличении масс взаимодействующих тел гравитационное взаимодействие между ними *усиливается* и притом пропорционально массам обоих тел. Этого не происходит в случае электрического взаимодействия макроскопических тел, так как положительные и отрицательные заряды составляющих их частиц в высокой степени *нейтрализуют* друг друга. Вот почему электрические силы не оказывают существенного влияния на движение больших масс, хотя в случае взаимодействия тел, состоящих только из положительных или только отрицательных частиц, они значительно больше гравитационных и также являются дальнодействующими.

10. Классическая физика принимала, что взаимодействие между телами передается с конечной скоростью посредством силовых полей. Так, электрический заряд создает вокруг себя электрическое поле, которое в месте нахождения другого электрического заряда воздействует на него с некоторой силой (см. т. III, § 1). Так же, но уже посредством других силовых полей, осуществляются все взаимодействия в природе, например гравитационное. Квантовая физика не изменила такое представление, но учла *квантовые свойства самого поля.* Из-за корпускулярно-волнового дуализма всякому полю должна соответствовать определенная частица (*квант поля*), которая и является переносчиком взаимодействия. Одна из взаимодействующих частиц испускает квант поля, другая его поглощает. В этом и состоит механизм

взаимодействия частиц. В случае электромагнитных взаимодействий квантами поля — переносчиками взаимодействия — являются *фотоны*. Сильные взаимодействия переносятся *глюонами*, слабые — $W^{\pm}$- и Z^0-*промежуточными векторными бозонами*, предсказанными в теории электрослабого взаимодействия и открытыми экспериментально в 1983 г., гравитационное — гипотетическими *гравитонами*. В настоящее время электромагнитное и слабое взаимодействия рассматриваются как различные проявления единого *электрослабого взаимодействия*, подобно тому как электрическое и магнитное поля объединены в единое *электромагнитное поле*. Слабые силы на малых расстояниях (порядка радиуса их действия) одного порядка с электромагнитными. Но они экспоненциально убывают с расстоянием, так что на больших расстояниях слабые силы исчезающе малы по сравнению с электромагнитными.

Против представления взаимодействия посредством обмена квантами поля можно выдвинуть следующее возражение. Пока частица свободна, она не может испустить или поглотить квант поля. Для испускания и поглощения фотона это утверждение уже было доказано в § 1. Повторим его еще раз в измененной форме, не предполагая, что масса покоя кванта поля равна нулю.

Рассмотрим сначала процесс испускания кванта и применим доказательство от противного. Пусть масса покоя частицы до испускания кванта равна m. После испускания кванта масса покоя может измениться, обозначим ее через m'. При испускании частица может получить импульс отдачи p. В системе, в которой частица покоилась до испускания кванта поля, закон сохранения энергии записывается в виде

$$mc^2 = \sqrt{(m'c^2)^2 + (pc)^2} + \mathscr{E}_{\text{кв}}, \qquad (63.3)$$

где $\mathscr{E}_{\text{кв}}$ — энергия испущенного кванта. Если импульс кванта Π, то, очевидно, $p + \Pi = 0$. Из написанного уравнения видно, что $m'c^2 \leqslant mc^2$. Если частица стабильна, а это надо предполагать, то ее энергия минимальна и не может дальше уменьшаться. Поэтому должно быть $m = m'$, $p = \Pi = 0$, $\mathscr{E}_{\text{кв}} = 0$. Итак, испущенный квант поля не обладает ни энергией, ни импульсом. А это значит, что такого кванта вообще нет. Доказательство, по существу, предполагает, что при испускании кванта поля внутреннее квантовое состояние частицы *не изменяется*. Если то же самое имеет место и при поглощении, то не составит труда распространить доказательство и на поглощение. Это предлагается сделать читателю.

Квантовая теория снимает выдвинутое возражение, используя принцип неопределенности Гейзенберга. Если квант поля существует в течение короткого промежутка времени Δt, необходимого для переноса взаимодействия, то его энергия $\mathscr{E}$ не может быть точно определенной. Ее неопределенность $\Delta\mathscr{E}$ удовлетворя-

ст соотношению Гейзенберга $\Delta\mathscr{E} \cdot \Delta t \approx \hbar$. Формально это означает, что для таких промежутков времени *закон сохранения энергии нарушается*. Иначе можно сказать, что *для частиц, переносящих взаимодействие, нарушается обычная связь между энергией и импульсом*. Поэтому их называют не просто частицами, а *виртуальными частицами* или *виртуальными квантами поля*. Из таких виртуальных квантов, испускаемых и поглощаемых действительными частицами, и состоит силовое поле, их окружающее. В частности, электромагнитное поле, окружающее электрический заряд, состоит из испускаемых и поглощаемых виртуальных фотонов. Процессы испускания и поглощения виртуальных частиц называют также *виртуальными*.

11. Определенная трудность возникает, если механизм взаимодействия частиц микромира пытаться представить наглядно. Вообразим, например, двух людей A и B, которые стоят в разных местах и перекидываются мячом. Бросив мяч в направлении к B, A испытывает толчок в обратном направлении. Дополнительный толчок в том же направлении он получает, когда ловит мяч, брошенный B. В результате между A и B возникает сила отталкивания. Можно ли придумать классический пример, когда в результате перекидывания каким-либо предметом между A и B возникает притяжение? Можно. Для этого мяч надо заменить бумерангом и поставить A и B спиной друг к другу. A бросает бумеранг в направлении от B и при этом испытывает силу, направленную к B. Бумеранг, изменив направление полета, пролетает за B, а затем возвращается к B. B ловит его и посылает в сторону, противоположную A. В результате возникает сила, направленная к A, и т. д. Таким образом, осуществляется притяжение между A и B. Очевидно, в этом примере существенную роль играет среда (воздух), в которой летит бумеранг. Без такой среды бумеранг летел бы по инерции — прямолинейно. Все это является только наглядной иллюстрацией и не претендует на истинное объяснение механизма взаимодействия. Взаимодействие посредством обмена виртуальными частицами не имеет наглядного объяснения.

12. Виртуальные частицы непосредственно не воспринимаются. Каждая частица является источником какого-то поля (например, электрон — источником электромагнитного поля). Согласно корпускулярно-волновому дуализму всякому полю соответствуют частицы, являющиеся квантами этого поля. Масса этих частиц m может быть равна нулю (как у фотонов), но может быть и отличной от нуля. Свободная частица, ввиду законов сохранения энергии и импульса, не может испустить реальный квант поля, так как для этого необходима энергия, не меньшая mc^2. С точки зрения классической физики такой процесс невозможен без поступления энергии извне. Но квантовая физика с ее принципом неопределенности $\Delta\mathscr{E} \cdot \Delta t \approx \hbar$ допускает нарушение закона со-

хранения энергии в течение малых промежутков времени Δt, необходимых для передачи взаимодействия. Чтобы получить требуемую энергию $\Delta\mathscr{E} = mc^2$, необходимо время $\Delta t \approx \hbar/mc^2$. За это время виртуальная частица не может уйти дальше чем на расстояние

$$R = c\Delta t = \hbar/mc, \qquad (63.4)$$

т. е. на расстояние, равное комптоновской длине волны частицы массой m. Эта длина и может быть принята за радиус действия, переносимого виртуальной частицей. Чем меньше масса m, тем больше радиус действия, переносимого виртуальной частицей.

Электромагнитные взаимодействия осуществляются обменом фотонами. Масса фотона $m = 0$, поэтому радиус действия электромагнитных сил $R = \infty$, т. е. эти силы являются дальнодействующими. Дальнодействующими являются и гравитационные силы, перенос которых осуществляется гипотетическими гравитонами. Гравитоны из-за исключительной слабости гравитационного взаимодействия не наблюдались на опыте и, по-видимому, еще очень долго не будут наблюдаться, но теоретики не сомневаются в их существовании. На основании дальнодействующего характера гравитационных сил следует заключить, что масса гравитона должна равняться нулю.

13. В 1934 г. Таммом (1895—1971) и Иваненко была развита теория ядерных сил, согласно которой переносчиками этих сил являются легкие частицы — электрон и позитрон, нейтрино и антинейтрино (частицы промежуточной массы — мюоны и пионы — в то время еще не были известны). Протон, например, испустив позитрон и нейтрино, превращается в нейтрон. Нейтрон же, поглотив те же частицы, превращается в протон. В результате этих процессов и возникают силы притяжения между протоном и нейтроном. В количественном отношении теория Тамма и Иваненко оказалась несостоятельной, так как она приводила к ядерному взаимодействию, которое было примерно в 10^{11}—10^{13} раз слабее требуемого. Но основные идеи этой теории сохранили свое значение и впервые были использованы в 1935 г. японским физиком Юкава (1907—1981).

Юкава в 1935 г. высказал предположение о существовании особого поля ядерных сил. Квантами этого поля являются частицы, которые, согласно гипотезе Юкавы, и осуществляют взаимодействие между нуклонами. По экспериментальным данным радиус действия ядерных сил равен $1{,}2 \cdot 10^{-13}$ см. Исходя из этого, можно оценить с помощью формулы (63.4) массу гипотетической частицы Юкавы. Она оказалась равной $270m_e$ (около 140 МэВ). Вскоре в 1937 г. Неддермайер (р. 1907) и Андерсон (р. 1905) открыли в космических лучах положительные и отрицательные частицы ($\mu^{\pm}$) массой $207m_e$ (106 МэВ), называемые теперь *мюонами* (первоначальное название — *мезоны*). Естественно было

предположить, что мюоны и являются частицами Юкавы. Однако это предположение сразу же пришлось отвергнуть, так как мюоны очень слабо взаимодействуют с веществом и поэтому не могут быть переносчиками ядерного взаимодействия. (Время жизни мюона в системе отсчета, где он покоится, $\tau_\mu = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с, так что релятивистские мюоны, образующиеся в верхних слоях атмосферы, могут доходить и действительно доходят до поверхности Земли.)

Лишь через 10 лет в 1947 г. Пауэлл (1903—1969), Оккиалини (р. 1907) и Латтес (р. 1924) в фотоэмульсиях, облученных космическими лучами в верхних слоях атмосферы, открыли следы заряженных частиц, названных *пионами* ($\pi^\pm$), которые распадаются на мюоны и нейтрино. В 1950 г. был открыт и нейтральный пион π^0. Пионы сильно взаимодействуют с веществом (время жизни $\tau_{\pi^\pm} = 2{,}6 \cdot 10^{-8}$ с, а $\tau_{\pi^0} = 0{,}83 \cdot 10^{-16}$ с). Поэтому пионы удовлетворяют требованиям, предъявляемым к частицам, переносящим ядерное взаимодействие. До недавнего времени считали, что пионы осуществляют сильные взаимодействия. Сейчас эта роль отводится глюонам.

Как было указано выше, слабые взаимодействия переносятся $W^\pm$- и Z^0-промежуточными бозонами. По экспериментальным данным массы $W^\pm$- и Z^0-бозонов соответственно приближенно равны 80 и 90 ГэВ. Эти данные с помощью формулы (63.4) позволяют оценить радиус действия R слабых сил. Для оценки возьмем $W^\pm$-бозоны, поскольку им соответствуют меньшая масса и, следовательно, больший радиус действия. Полагая $mc^2 = 80$ ГэВ, $\hbar c = 1{,}973$ ГэВ · см, получим

$$R = \hbar c / mc^2 = 2{,}5 \cdot 10^{-16} \text{ см}.$$

14. Со времени возникновения *кварковой модели* принято считать, что основное взаимодействие между нуклонами осуществляется не мюонами, а сводится к взаимодействию кварков. Кварки — это гипотетические частицы, из которых состоят адроны, в том числе протоны и нейтроны. Предполагается, что кварки несут дробные заряды $\pm(2/3)e$ и $\pm(1/3)e$ и обладают спином 1/2. Всего в настоящее время различают шесть кварков (и соответствующих им антикварков), которые группируются в три дублета. Взаимодействие между кварками осуществляется путем обмена безмассовыми частицами со спином 1 — *глюонами*. Кварки в свободном состоянии не удалось наблюдать в природе, в космических лучах и получить на ускорителях. Это привело к *гипотезе пленения кварков*, согласно которой они существуют только внутри адронов и не могут существовать в свободном состоянии. Это объясняется тем, что силы взаимодействия между кварками убывают с уменьшением расстояния между ними и растут с увеличением расстояния. Благодаря этому на малых

НТБ ВПИ

расстояниях кварки внутри адронов ведут себя как свободные частицы, называемые *партонами*. Гипотеза кварков, поскольку она объяснила множество фактов в поведении элементарных частиц и предсказала существование новых, в настоящее время считается общепринятой (см. гл. XVI).

§ 64. Энергия связи ядра

1. *Энергия связи ядра (относительно всех нуклонов) $\mathscr{E}_{св}$ есть мера его прочности, измеряемая минимальной работой, которую надо произвести, чтобы полностью расщепить ядро на составляющие его протоны и нейтроны.* Энергию связи ядра надо отличать от его *внутренней энергии*, т. е. от *энергии* образования ядра $\mathscr{E}_{об}$. Если энергию полностью расщепленного ядра принять за нуль, то, очевидно, $\mathscr{E}_{об} = -\mathscr{E}_{св}$. Через величину $\mathscr{E}_{св}$ определится и *энергия связи ядра по отношению к разделению его на любые две части, состоящие из протонов и нейтронов, т. е. минимальная работа, необходимая для разделения ядра на эти две части.* Например, энергия связи протона в ядре, иначе называемая *энергией отделения протона* от ядра, есть минимальная работа, которую надо произвести, чтобы удалить протон из ядра. Она определяется формулой

$$\mathscr{E}_{p} = \mathscr{E}_{св}(Z,\ A) - \mathscr{E}_{св}(Z-1,\ A-1), \qquad (64.1)$$

т. е. равна разности энергий связи исходного и конечного ядра. Аналогично энергия связи нейтрона в ядре (иначе, *энергия отделения нейтрона от ядра*)

$$\mathscr{E}_{n} = \mathscr{E}_{св}(Z,\ A) - \mathscr{E}_{св}(Z,\ A-1), \qquad (64.2)$$

а энергия связи α-частицы в ядре (или энергия отделения ее)

$$\mathscr{E}_{\alpha} = \mathscr{E}_{св}(Z,\ A) - \mathscr{E}_{св}(Z-2,\ A-4) - \mathscr{E}_{св}(\alpha), \qquad (64.3)$$

где $\mathscr{E}_{св}(\alpha)$ — энергия связи α-частицы.

Понятно, что исходное ядро в этих формулах не может быть соответственно протоном, нейтроном или α-частицей. Иначе $\mathscr{E}_{p}$, например, означала бы энергию отделения протона от ядра, которое само состоит только из одного протона, а такая постановка вопроса лишена смысла.

В силу соотношения между массой и энергией энергия связи ядра может быть вычислена по формуле

$$\mathscr{E}_{св}(Z,\ A) = ZM_{p} + NM_{n} - M(Z,\ A), \qquad (64.4)$$

если массы выражены в энергетических единицах. Предполагается, что массы всех частиц в формуле (64.4) — *массы покоя* (индекс нуль опущен, как это принято в ядерной физике и физике элементарных частиц). Массу заряженной частицы можно измерить масс-спектрографическим методом, основанным на из-

мерении отклонений заряженных частиц в статических магнитных и электрических полях. Если же частица не заряжена (например, нейтрон), то измерение ее массы может быть сведено к измерению масс заряженных частиц.

2. Существенно заметить, что в таблицах приводятся не массы ядер, а величины, выражающиеся через массы *нейтральных атомов*. Поэтому для удобства вычислений формулу (64.4) целесообразно преобразовать так, чтобы в нее входили массы атомов, а не ядер. С этой целью в правой части формулы (64.4) прибавим и вычтем массу Z электронов. Пренебрежем далее разницей энергий связи этих электронов в Z атомах водорода, с одной стороны, и в атоме (Z, A) — с другой (такая разница только за последнее время стала доступной измерениям). Тогда формула (64.4) перейдет в

$$\mathscr{E}_{\text{св}}(Z, A) = ZM_{\text{ат}}\left({}^{1}_{1}\text{H}\right) + NM_n - M_{\text{ат}}(Z, A), \qquad (64.4\text{а})$$

где $M_{\text{ат}}\left({}^{1}_{1}\text{H}\right)$ — масса атома водорода, а $M_{\text{ат}}(Z, A)$ — масса атома с порядковым номером Z и массовым числом A.

Полезным понятием в ядерной физике является *дефект массы ядра*, связанный с его энергией связи. Дефектом массы ядра называется разность между массой рассматриваемого ядра, выраженной в атомных единицах массы (см. § 63, пункт 3), и соответствующим массовым числом A:

$$\Delta(Z, A) = M_{\text{яд}}(Z, A) - A. \qquad (64.5)$$

Для установления зависимости между дефектом массы и энергией связи ядра используем формулу (64.4), считая, что вся масса в ней выражена в атомных единицах массы (а. е. м.). Далее, учтем, что из формулы (64.5) следует, что $M_{\text{яд}} = \Delta + A$. В частности, для нейтрона $M_n = \Delta_n + 1$, а для протона $M_p = \Delta_p + 1$. Подставив эти значения в (64.4), получим

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = Z(\Delta_p + 1) + N(\Delta_n + 1) - (\Delta + A),$$

или

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = Z\Delta_p + N\Delta_n - \Delta(Z, A), \qquad (64.4\text{б})$$

так как $Z + N = A$. Отсюда видно, что при надлежащем сдвиге начала отсчета энергии (зависящем только от Z и N) дефект массы отличается от энергии связи ядра только знаком. Применим (64.4б) к расчету энергии связи ядра атома ${}^{4}_{2}\text{He}$.

Масса протона $M_p = 938{,}2796$ МэВ $= 1{,}0072764$ а. е. м., масса нейтрона $M_n = 939{,}5731$ МэВ $= 1{,}008665$, масса α-частицы (ядра ${}^4\text{He}$) $M_\alpha = 4{,}001506$ а. е. м. Следовательно, для соответствующих дефектов масс получаем $\Delta_p = 0{,}007276$, $\Delta_n = 0{,}008665$, $\Delta_\alpha = 0{,}001506$, а для энергии связи α-частицы $\mathscr{E}_{\text{св}} = 2\,(0{,}007276 + 0{,}008665) - 0{,}001506 = 0{,}030$ а. е. м. $= 28{,}38$ МэВ.

Дефект массы, определяемый формулой (64.5), есть величина безразмерная. Но ему искусственно можно приписать размер-

ность массы (энергии), если условиться, что формула (64.5) определяет Δ только в атомных единицах массы. После этого простым пересчетом определится значение Δ в мегаэлектронвольтах (или в других единицах массы). В результате получится, например, $\Delta_p = 6{,}77761$ МэВ, $\Delta_n = 8{,}07146$ МэВ, $\Delta_\alpha = 1{,}4028414$ МэВ.

Как уже отмечалось выше, в таблицах обычно приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Последние больше масс ядер на массы электронных оболочек. В соответствии с этим вместо дефектов масс ядер приводятся дефекты масс также *нейтральных атомов*, т. е. величины

$$\delta(Z, A) = M_{ат}(Z, A) - A. \qquad (64.5а)$$

Например, дефект массы атома $^4_2\mathrm{He}$ получится, если к дефекту массы α-частицы добавить массу двух электронов: $2 \cdot 0{,}511003 = 1{,}022006$ МэВ. Таким путем для дефекта массы атома $^4_2\mathrm{He}$ получится $1{,}4028414 + 1{,}022006 = 2{,}42485$ МэВ. Очевидно, формула (64.4б) остается справедливой, если дефекты масс ядер заменить на дефекты масс нейтральных атомов, т. е.

$$\mathscr{E}_{св} = Z\delta_p + N\delta_n - \delta(Z, A). \qquad (64.4в)$$

Интересно сравнить энергию связи α-частицы с относительным изменением массы вещества при химических реакциях. Например, в реакции $H_2 + O \to H_2O$ достигается температура порядка $1000\,^\circ\mathrm{C} = 1273$ К, что соответствует средней энергии $3 \cdot (3/2)kT = (9/2) \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16} \cdot 1273 \approx 7{,}9 \cdot 10^{-13}$ эрг $\approx 0{,}5$ эВ на одну молекулу воды (молекула воды состоит из трех атомов: двух атомов водорода и одного атома кислорода). Так как молекула воды содержит 18 нуклонов, а масса нуклона равна 931 МэВ, то собственная энергия молекулы воды равны $18 \cdot 931 = 16{,}8 \cdot 10^3$ МэВ $= 16{,}8 \cdot 10^9$ эВ. Относительное изменение массы вещества при этой химической реакции составляет примерно $3 \cdot 10^{-11} = 3 \cdot 10^{-9}\,\%$, что недоступно измерению даже масс-спектрографическими методами. Этот пример делает понятным, почему экспериментальная проверка формулы Эйнштейна $\Delta m = \Delta\mathscr{E}/c^2$ на химических реакциях оказалась безнадежной, а стала возможной только на ядерных реакциях.

Отношение $\mathscr{E}_{св}/A$, т. е. средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, называется *удельной энергией связи*, а дефект массы, отнесенный к одному нуклону, $f = \Delta/A$,— *упаковочным коэффициентом*.

3. Отметим некоторые свойства атомных ядер, установленные экспериментально, и посмотрим, какие выводы следует сделать из них относительно строения ядра. Оказывается, что для стабильных не слишком легких ядер ($A \gtrsim 20$) удельная энергия связи в грубом приближении постоянна и составляет около 8 МэВ на нуклон. Этот факт определенно свидетельствует о том, что ядерные силы являются *короткодействующими* — их радиус дей-

ствия порядка размеров самих нуклонов и даже меньше. Такая особенность ядерных сил проявляется в их *насыщении*. Насыщение означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует только с несколькими соседними нуклонами. В этом отношении ядерные силы аналогичны химическим силам, обусловливающим валентность химических элементов.

Насыщением ядерных сил объясняется, почему энергия связи не слишком легких стабильных ядер в грубом приближении пропорциональна массовому числу A. Если бы насыщения не было, а каждый нуклон эффективно взаимодействовал с остальными $A-1$ нуклонами, то энергия связи ядра оказалась бы пропорциональной $A(A-1)/2$, т. е. при больших A возрастала приблизительно пропорционально второй, а не первой степени A. С насыщением ядерных сил связано и то обстоятельство, что плотность ядерного вещества для не слишком легких ядер приблизительно постоянна, т. е. не зависит от A. Благодаря этому радиус ядра R оказывается пропорциональным $A^{1/3}$. Это дает основание рассматривать атомное ядро как *каплю несжимаемой жидкости*, заряженной положительным электричеством; такое предположение вводится в так называемой *капельной модели ядра*. Такая классическая модель представляется наиболее обоснованной для ядер с большими массовыми числами A.

4. С точки зрения капельной модели следует ожидать уменьшения удельной энергии связи ядра по сравнению с той, какой она была бы, если бы нуклоны в ядре подвергались действию только *насыщенных* ядерных сил притяжения. Такое уменьшение действительно наблюдается. Оно связано, во-первых, с влиянием поверхностных нуклонов. Если нуклон находится вблизи поверхности ядра, то уменьшается число нуклонов, удерживающих его в ядре, т. е. не все связи в этом случае будут действовать полностью. Этот эффект особенно существен для легких ядер, так как его влияние тем больше, чем больше отношение поверхности ядра к его объему (пропорциональное $R^{-1} \sim A^{-1/3}$). Удельные энергии связи для легких ядер, вычисленные по формуле (64.4а), приведены в табл. 7. Разумеется, для легких ядер нет оснований ожидать согласия экспериментальных данных с вычисленными по капельной модели.

Таблица 7

Ядро	$^{2}_{1}$H	$^{3}_{2}$He	$^{4}_{2}$He	$^{6}_{3}$Li	$^{7}_{3}$Li	$^{14}_{7}$N	$^{16}_{8}$O	$^{19}_{9}$F
$\mathscr{E}_{св}/A$, МэВ	1,112	2,573	7,074	5,332	5,606	7,476	7,976	7,632

Во-вторых, энергия связи уменьшается из-за кулоновского отталкивания между протонами. Для легких ядер этот эффект

не играет существенной роли, поскольку в этом случае ядерные силы превосходят кулоновские примерно на два порядка. Однако кулоновские силы являются дальнодействующими, их энергия пропорциональна $Z(Z-1)$, или при больших Z приблизительно пропорциональна Z^2, тогда как энергия ядерного взаимодействия пропорциональна Z. Поэтому при больших Z роль кулоновской энергии увеличивается. Этим объясняется уменьшение удельной энергии связи тяжелых ядер с возрастанием Z.

5. Помимо объемной, поверхностной и кулоновской энергий, энергия связи ядра содержит еще два члена. Первый учитывает установленную на опыте для легких ядер повышенную стабильность ядра с равными числами протонов и нейтронов ($Z=N$) по сравнению с другими ядрами того же массового числа $A=Z+N$. Нарушение такой стабильности для тяжелых ядер связано с кулоновским отталкиванием протонов, которое уже было учтено выше. Поэтому мы примем в качестве обобщения опытных фактов, что указанная тенденция к стабильности сохранится и для тяжелых ядер, если «выключено» электрическое взаимодействие. При отклонении чисел Z и N от равенства в энергии связи ядра, помимо поверхностной и кулоновской энергий, появится еще одна отрицательная добавка, называемая *энергией симметрии*. Физическая природа энергии симметрии не ясна. Однако ее наличие, несомненно, свидетельствует о том, что протон отличается от нейтрона не только электрическим зарядом. Между ними имеются и другие, хотя и менее существенные различия. Оставляя в стороне вопрос о физической природе энергии симметрии, поставим более скромную задачу: на основе эмпирических фактов получить приближенное выражение для энергии симметрии.

Допустим, что в ядре «выключено» электромагнитное взаимодействие, а осталось только ядерное взаимодействие. Если теперь в ядре заменить все протоны нейтронами, а все нейтроны — протонами, то от этого энергия связи не изменится. Это утверждение является обобщением опытных фактов и подтверждается, в частности, существованием зеркальных ядер. Математически оно выражается уравнением

$$\mathscr{E}_{\text{св}}(Z, N)=\mathscr{E}_{\text{св}}(N, Z).$$

Введем в это уравнение новую переменную $\varepsilon=N-Z$. С использованием соотношения $A=Z+N$ находим

$$N=\frac{A+\varepsilon}{2}, \quad Z=\frac{A-\varepsilon}{2},$$

так что

$$\mathscr{E}_{\text{св}}\left(\frac{A-\varepsilon}{2}, \frac{A+\varepsilon}{2}\right)=\mathscr{E}_{\text{св}}\left(\frac{A+\varepsilon}{2}, \frac{A-\varepsilon}{2}\right).$$

Отсюда видно, что при постоянном A энергия связи ядра является

четной функцией параметра ε. Считая величину ε малой по сравнению с A, разложим функцию $\mathscr{E}_{\text{св}}$ по степеням ε и оборвем это разложение на квадратичном члене:

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = F(A) + f(A)\varepsilon^2 = F(A) + f(A)\,(N-Z)^2.$$

Опытные факты вынуждают признать, что функция $F(A) \propto A$, о чем уже было сказано выше, а $f(A) \propto A^{-1}$, причем функция $f(A)$ должна быть отрицательной, о чем также было сказано выше.

6. Второй из упомянутых в начале пункта 5 членов не может быть истолкован классически и учитывает экспериментально установленный факт систематического изменения энергии связи ядра в зависимости от того, четны или нечетны Z и A. Ядра с четными Z и N называются *четно-четными*, с четными Z и нечетными N — *четно-нечетными*, с нечетными Z и четными N — *нечетно-четными*, с нечетными Z и нечетными N — *нечетно-нечетными*. Энергия связи максимальна для четно-четных ядер, минимальна для нечетно-нечетных и принимает промежуточные значения для остальных ядер. Этот факт с определенностью свидетельствует о *спаривании* одинаковых нуклонов в ядре, т. е. в каком-то смысле объединении в пары как протонов, так и нейтронов. Спаривание увеличивает энергию связи ядра. Соответствующая поправка в энергии связи называется *энергией спаривания*. При четных Z и N все протоны и все нейтроны ядра спарены. При нечетном A остается один неспаренный протон или один неспаренный нейтрон. Наконец, при нечетных Z и N получится один неспаренный протон и один неспаренный нейтрон.

Экспериментальные факты удовлетворительно описываются, если при нечетном A энергию спаривания включить в объемный член, т. е. принять ее равной нулю. Тогда для четно-четных ядер энергия спаривания будет положительна, а для нечетно-нечетных отрицательна, причем по абсолютной величине обе энергии практически одинаковы.

7. Таким образом, на основании сказанного для энергии связи ядра можно написать

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = C_{\text{об}}A - C_{\text{пов}}A^{2/3} - C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3} - C_{\text{сим}}(A-2Z)^2A^{-1} + C_{\text{спар}}A^{-\varepsilon}\delta. \tag{64.6}$$

Эта полуэмпирическая формула называется *формулой Вейцзеккера* (р. 1912). Последний член установлен на основании эмпирических данных, причем для показателя ε разные авторы приводят различные значения от $+1/3$ до 1. В настоящей книге принимается $\varepsilon = 3/4$. Значение δ равно

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{для четно-четных ядер,} \\ 0 & \text{для ядер с нечетным } A, \\ -1 & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Коэффициенты в формуле (64.6) подбираются так, чтобы получилось наилучшее согласие с опытом. В настоящее время приняты следующие значения:

$$C_{об} = 15{,}75 \text{ МэВ}, \quad C_{пов} = 17{,}8 \text{ МэВ}, \quad C_{кул} = 0{,}710 \text{ МэВ},$$
$$C_{сим} = 23{,}7 \text{ МэВ}, \quad C_{спар} = 34 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon = 3/4. \tag{64.7}$$

Формула Вейцзеккера для энергии связи в большинстве случаев справедлива с точностью до нескольких мегаэлектронвольт и чрезвычайно полезна при выяснении всех существенных общих свойств ядер (легкие ядра исключаются из рассмотрения). Однако некоторые детали не отражаются этой формулой должным образом. Сюда относятся, например, особая устойчивость «магических» ядер и флуктуации энергии спаривания.

Магическими называются ядра, у которых число протонов или нейтронов равно одному из чисел 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (в последнем случае только для нейтронов). Сами эти числа называются также *магическими*. Если у ядра одновременно являются магическими как число протонов, так и число нейтронов, то такое ядро называется *дважды магическим*. Таких ядер всего пять: ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$, ${}^{16}_{8}\mathrm{O}$, ${}^{40}_{20}\mathrm{Ca}$, ${}^{48}_{20}\mathrm{Ca}$, ${}^{208}_{82}\mathrm{Pb}$. Магические и в особенности дважды магические ядра отличаются *повышенной устойчивостью* (т. е. обладают большими удельными энергиями связи) и большей распространенностью в природе по сравнению с другими ядрами. Существование магических чисел объясняется оболочечной моделью ядра (см. § 78).

8. Применим формулу Вейцзеккера для определения наиболее стабильного изобара при заданном массовом числе A. Изобары отличаются друг от друга значениями Z. Поэтому задача сводится к определению зарядового числа Z, при котором энергия связи ядра максимальна. Продифференцируем (64.6) по Z при постоянном A и приравняем производную нулю. Разумеется, при этом достаточно принять во внимание только третий и четвертый члены формулы (64.6), так как остальные члены от Z не зависят. В результате получим

$$Z = \frac{A}{2 + (C_{кул}/2C_{сим})\, A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0{,}0150\, A^{2/3}}. \tag{64.8}$$

Формула Вейцзеккера не учитывает различия масс нейтрона и протона: $m_n - m_p = 1{,}29343$ МэВ. Действительно, масса ядра должна содержать член $Zm_p + (A - Z)m_n = Am_n - Z(m_n - m_p)$. Поэтому в формулу для энергии связи должно входить слагаемое $Z(m_n - m_p)$. С учетом этого слагаемого получится

$$Z = \frac{[1 + (m_n - m_p)/4C_{сим}]\, A}{2 + (C_{кул}/2C_{сим})\, A^{2/3}} = \frac{A}{1{,}97 + 0{,}0150\, A^{2/3}}, \tag{64.8а}$$

что отличается от (64.8) примерно на 1 %. Такое различие вряд

ли реально ощутимо при той точности, на которую может претендовать полуэмпирическая формула Вейцзеккера.

Ядра, не испытывающие β-распада, называются *β-стабильными ядрами*. Числа нейтронов N и протонов Z в них определяются формулами (64.8) или (64.8а). Эти формулы дают только средние или сглаженные значения N и Z для β-стабильных ядер. На плавный ход изменения, соответствующего формулам (64.8) и (64.8а), накладывается ряд *локальных искажений*. Для $A \leqslant 40$ число Z примерно вдвое меньше A, т. е. числа нейтронов и протонов в ядре примерно равны. При больших A из-за кулоновского отталкивания в ядре содержится больше нейтронов, чем протонов.

На рис. 120 на осях координат отложены числа N и Z. Здесь известные β-стабильные ядра изображены прямоугольниками в

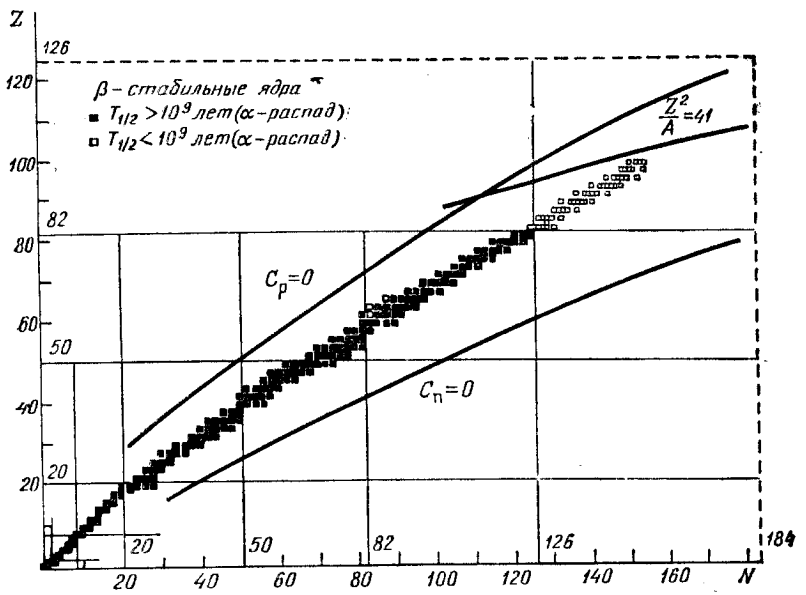


Рис. 120

функции N и Z. Темные квадратики относятся к ядрам, полупериод α-распада которых больше 10^9 лет, а светлые — к ядрам, у которых этот полупериод меньше. Ядра с избыточным числом нейтронов или протонов β-радиоактивны. От избытка протонов ядро освобождается путем испускания *позитронов*, а от избытка нейтронов — путем испускания *электронов* (см. § 74). Когда избыток протонов становится столь большим, что энергия отделения протона обращается в нуль, то ядро существовать не может и распадается. Аналогичное заключение относится к нейтронам.

Соответствующие теоретические границы существования ядер изображены кривыми C_p и C_n на рис. 120. Их можно приближенно получить, приравнивая нулю частные производные по Z (при $N = \text{const}$) и по N (при $Z = \text{const}$). О кривой $Z^2/A = 41$ будет сказано при рассмотрении вопроса о делении ядра (см. § 93).

9. Зависимость энергии связи ядра от числа нейтронов N и числа протонов Z можно изобразить графически, откладывая на горизонтальных осях значения N и Z, а на вертикальной оси энергии связи $\mathscr{E}_{св}$. Так как числа N и Z целые, то таким путем получится конечная система точек, каждая из которых соответствует определенному ядру. Если их соединить поверхностью, то она отнюдь не будет гладкой, а получится зубчатой. Положение здесь напоминает то, что получилось бы, если бы подобным образом изобразить зависимость энергии ионизации атома от порядкового номера элемента. Энергия ионизации менялась бы скачкообразно при переходе от одного элемента к соседнему. Особенно велики были бы эти скачки при переходах от соседних атомов к атомам благородных газов, у которых полностью застроены наружные электронные оболочки и именно благодаря этому энергии ионизации особенно велики. Аналогичное увеличение удельной энергии связи наблюдается и в ядерной физике при переходе к *магическим ядрам*. Этот эффект связан с оболочечной структурой ядра (см. § 78).

Но особенно сильно удельная энергия связи меняется при изменении *четности ядра*. При переходе же от ядер к соседним ядрам той же четности скачки удельной энергии связи относительно меньше. Именно в этом проявляется *энергия спаривания*. Благодаря наличию энергии спаривания поверхность $\mathscr{E}_{св} = \mathscr{E}_{св}(N, Z)$ отчетливо расщепляется на три поверхности. Выше всех располагается поверхность для четно-четных ядер, ниже всех — для нечетно-нечетных. Посередине между ними располагается поверхность с нечетными числами A, соответствующая четно-нечетным и нечетно-четным ядрам. Все три поверхности можно аппроксимировать гладкими поверхностями, используя для этого, например, формулу Вейцзеккера. Расстояние между этими поверхностями при $Z \approx 10-20$ и $N \approx 10-20$ составляет примерно 3—2 МэВ, а затем монотонно убывает до 1 МэВ в области самых тяжелых ядер ($Z \approx 100$, $N \approx 150$).

10. На рис. 121 представлена экспериментальная зависимость удельной энергии связи ядра от массового числа A для наиболее стабильных изобаров при всех четных значениях A. Нечетно-нечетных стабильных ядер известно всего пять: это легкие ядра ${}^{2}_{1}D$, ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}$, ${}^{10}_{5}\mathrm{Be}$, ${}^{14}_{7}\mathrm{N}$, а также ${}^{50}_{23}\mathrm{V}$. Они на рис. 121 не представлены. Не представлены и ядра с нечетными значениями A. Тем самым исключены систематические нечетно-четные поправки, связанные с эффектом спаривания нуклонов. Плавная кривая соответствует полуэмпирической формуле Вейцзеккера (64.6).

Если исключить из рассмотрения самые легкие ядра, то в грубом приближении, как уже указывалось в пункте 3, удельная энергия связи слабо меняется при переходе от ядра к ядру и равна приблизительно 8 МэВ. Удельная энергия связи обращается в максимум при $A \approx 56$ (железо). Этот максимум равен приблизительно 8,8 МэВ. Замедление роста удельной энергии

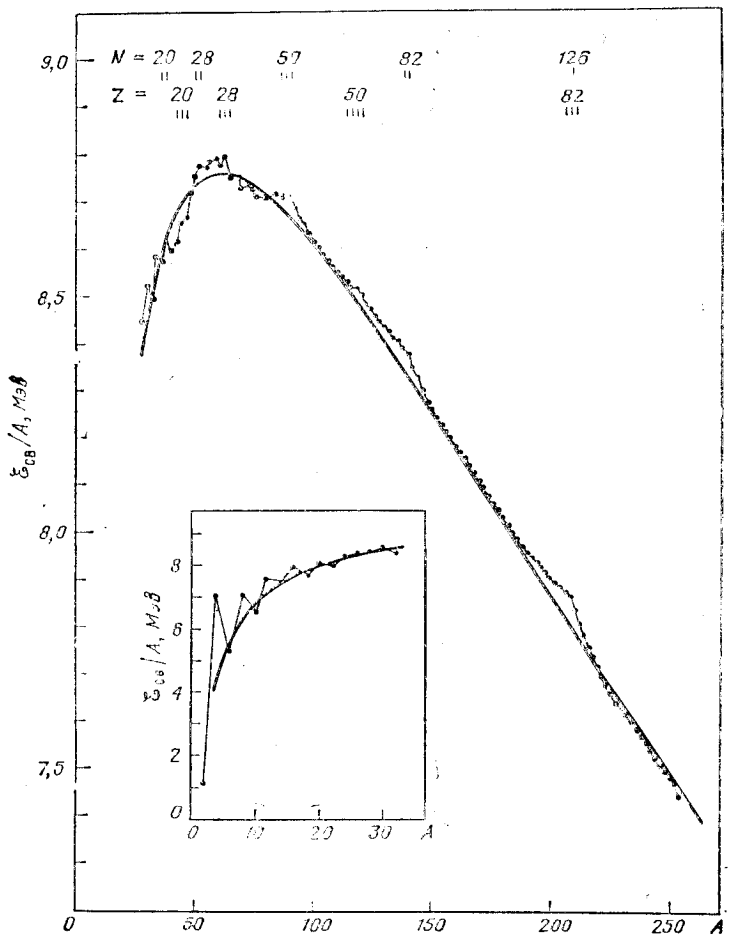


Рис. 121

связи с последующим падением ее, как уже указывалось выше (см. пункт 3), сначала связано с влиянием поверхностной энергии, а затем с кулоновским отталкиванием. Из рассмотрения кривой видно, что для легких ядер энергетически возможен процесс

слияния их с выделением ядерной энергии синтеза. Напротив, для тяжелых ядер энергетически выгоден процесс *деления*, сопровождающийся также выделением энергии. На этих процессах основана вся ядерная энергетика.

ЗАДАЧИ

1. Дефект массы атома $^{9}_{4}\mathrm{Be}$ равен 11,3484 МэВ. Определить энергию связи ядра $^{9}_{4}\mathrm{Be}$ относительно распада его на две α-частицы $^{4}_{2}\mathrm{He}$ и нейтрон.

Решение. Воспользовавшись значениями дефектов масс нейтрона и атома $^{4}_{2}\mathrm{He}$, приведенными в тексте, получим для искомой энергии связи

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = 2\Delta(2,4) + \Delta_{\text{n}} - \Delta(4,9) = 2\cdot 2{,}42485 + 8{,}07162 - 11{,}3484 = 1{,}5729 \text{ МэВ}.$$

Столь малая энергия связи ядра $^{9}_{4}\mathrm{Be}$ относительно распада его на две α-частицы и нейтрон позволяет выбивать из этого ядра нейтрон путем облучения его α-частицами. Именно таким путем был открыт нейтрон (см. § 92).

2. Используя дефекты масс

$$\Delta(1,2) = 13{,}13627 \text{ МэВ}, \quad \Delta(1,3) = 14{,}95038 \text{ МэВ},$$
$$\Delta(2,3) = 14{,}93173 \text{ МэВ},$$

а также дефекты масс, приведенные в тексте, вычислить энергию Q, выделяющуюся в следующих термоядерных реакциях:

1) $^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} \to {}^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{3}_{1}\mathrm{T}$,
2) $^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} \to {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{3}_{2}\mathrm{He}$,
3) $^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{3}_{1}\mathrm{T} \to {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$,
4) $^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} \to {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{1}\mathrm{p}$.

Пренебрегая кинетической энергией частиц до реакции, определить, какую энергию уносит каждая частица после реакции.

Ответ.

1) $Q = 2\Delta(1,2) - \Delta(1,1) - \Delta(1,3) = 4{,}033$ МэВ; протон уносит 3,025 МэВ, ядро трития — 1,008 МэВ;

2) $Q = 3{,}27$ МэВ; нейтрон уносит 2,453 МэВ, ядро гелия $^{3}_{2}\mathrm{He}$—0,817 МэВ;

3) $Q = 17{,}59$ МэВ; нейтрон уносит 14,07 МэВ, ядро гелия $^{4}_{2}\mathrm{He}$—3,52 МэВ;

4) $Q = 18{,}35$ МэВ; протон уносит 14,68 МэВ, ядро гелия $^{4}_{2}\mathrm{He}$ — 3,67 МэВ.

3. Ядро урана $^{238}_{92}\mathrm{U}$ делится на два осколка приблизительно одинаковой массы, расположенные в середине периодической системы элементов. Пользуясь кривой рис. 121, определить приближенно освободившуюся при этом кинетическую энергию.

Решение. В результате деления полное число нуклонов 238 остается неизменным. Как видно из рис. 121, средняя энергия нуклона $\mathscr{E}_{\text{об}}/A = -\mathscr{E}_{\text{св}}/A$ до деления равна —7,6 МэВ, а после деления —8,5 МэВ. При делении освобождается кинетическая энергия $-238\cdot 7{,}6 - (-238\cdot 8{,}5) \approx 200$ МэВ.

4. Ядро урана $^{238}_{92}\mathrm{U}$ делится на два одинаковых осколка. Пользуясь формулой Вейцзеккера (64.6), вычислить суммарную кинетическую энергию, которую получили бы оба осколка, если бы между ними действовали только кулоновские силы отталкивания.

Ответ. $\mathscr{E}_{\text{кин}} = C_{\text{кул}}\left[Z^2A^{-1/3} - 2\left(\frac{Z}{2}\right)^2\left(\frac{A}{2}\right)^{-1/3}\right] = C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3} \times$ $\times\,(1-2^{-2/3}) = 0{,}370\ C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3} \approx 360$ МэВ. Кинетическая энергия получилась больше, чем в предыдущей задаче. Это связано с тем, что все прочие силы (за исключением кулоновских) при распаде ядра на осколки удерживают их, т. е. производят отрицательную работу. На полученное значение надо смотреть как на грубо ориентировочное, поскольку формула Вейцзеккера не обоснована теоретически, а ее коэффициенты подобраны на основе экспериментальных данных.

5. Показать, что изотопы ^{5}Li и ^{8}Be нестабильны. С их нестабильностью связано отсутствие в природе стабильных изотопов с массовыми числами 5 и 8. Дефекты масс атомов ^{5}Li и ^{8}Be равны соответственно 11,680 и 4,9418 МэВ.

Указание. Для ядра ^{5}Li рассмотреть процесс $^5_3\text{Li} \to {}^4_2\text{He} + \text{p}$, а для ядра ^{8}Be — процесс $^8_4\text{Be} \to 2^4_2\text{He}$.

§ 65. Размеры ядра

1. О размерах ядра нельзя говорить с той же определенностью и однозначностью, как это делается в случае макроскопических тел. Наибольшей определенностью характеризуются размеры тяжелых ядер.

Различные методы определения размеров ядер можно разделить на две группы. В одних методах регистрируется наличие ядерного вещества — в них используются явления, обусловленные ядерными силами (или так называемыми сильными взаимодействиями). В других используются электромагнитные взаимодействия и исследуется распределение электрического заряда в ядре. Обе группы методов приводят к несколько различным результатам. В точных исследованиях необходимо указывать, в каком смысле употребляется понятие размера ядра и какими методами были определены эти размеры. Однако различия между результатами измерений размеров ядра разными методами не так велики. Когда не требуется особая точность, можно не вдаваться в подробности и говорить о «размерах ядра» вообще, не уточняя, о какой величине идет речь.

Если ядро считать сферическим, то все методы определения его радиуса приводят к формуле

$$R = r_0A^{1/3}. \qquad (65.1)$$

Для постоянной r_0 для тяжелых ядер различными методами получаются несколько отличающиеся результаты, но все они лежат в пределах

$$r_0 = (1{,}2 - 1{,}5)\cdot 10^{-13}\ \text{см}. \qquad (65.2)$$

Заметим, что за единицу расстояний в ядерной физике и физике элементарных частиц удобно принимать *ферми*, равный 10^{-13} см, а за единицу эффективного сечения *барн* (10^{-24} см^2).

Характерная скорость α-частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, порядка 10^9 см/с. Время, в течение которого α-частица пролетает диаметр ядра, порядка $T_{\text{яд}} \approx 10^{-13} : 10^9 \approx 10^{-22}$ с. Время порядка 10^{-23}—10^{-24} с принято называть *ядерным временем.*

Ниже рассматриваются некоторые методы определения R и r_0.

2. Верхний предел радиуса ядра можно грубо определить уже из опытов Резерфорда по рассеянию α-частиц на атомных ядрах (см. § 9). Пусть p — импульс α-частицы, m — ее масса, а $\mathscr{E}_{\text{кин}} = p^2/2m$ — кинетическая энергия. Так как при столкновении импульс сохраняется, а ядро до столкновения можно считать неподвижным, то кинетическая энергия после столкновения, связанная с движением центра масс системы, будет $p^2/2(M+m)$, где M — масса ядра. Для тяжелых ядер этой величиной можно пренебречь, т. е. считать, что при упругом столкновении с ядром кинетическая энергия α-частицы не изменяется. В таком случае расстояние R между центрами ядра и частицы, соответствующее максимальному сближению α-частицы с ядром, определится из формулы $\mathscr{E}_{\text{кин}} = 2Ze^2/R$. При численных расчетах величину $\mathscr{E}_{\text{кин}}$ удобно представить в виде $\mathscr{E}_{\text{кин}} = 2eV$, где $2e$ — заряд α-частицы, а V — «ускоряющий потенциал», соответствующий энергии $\mathscr{E}_{\text{кин}}$. Тогда $R = Ze/V$. Для золота $Z = 79$. «Ускоряющий потенциал» α-частицы $V = 5$ МВ $= (5/3)\cdot 10^4$ СГСЭ. В этом случае

$$R = \frac{79 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10}}{(5/3)\cdot 10^4} = 2{,}3 \cdot 10^{-12} \text{ см}.$$

Поскольку для энергии $\mathscr{E}_{\text{кин}} = 5$ МэВ (и даже несколько большей) результаты опытов хорошо согласуются с теоретической формулой Резерфорда, отсюда следует, во-первых, что сумма радиусов ядра и α-частицы во всяком случае меньше $2 \cdot 10^{-12}$ см, во-вторых, что на расстояниях $2 \cdot 10^{-12}$ см взаимодействие между α-частицей и ядром чисто электрическое и *подчиняется закону Кулона.*

3. Радиус ядра можно оценить с помощью полуэмпирической формулы Вейцзеккера (64.6). Третий член этой формулы $-C_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3}$ связан с кулоновским отталкиванием протонов ядра. Если предположить, что электрический заряд ядра равномерно распределен по его объему, то электрическая энергия ядра будет $(3/5)Z^2e^2/R$. Эта величина должна быть равна $C_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3}$. Постоянную $C_{\text{кул}}$ удобно представить в виде $C_{\text{кул}} = eV_{\text{кул}}$, где согласно (64.7) $V_{\text{кул}} = 0{,}71$ МВ $= 2370$ СГСЭ. Это дает

$$R = \frac{3}{5}\frac{eA^{1/3}}{V_{\text{кул}}} = r_0 A^{1/3},$$

где

$$r_0 = \frac{3}{5}\frac{e}{V_{\text{кул}}} = \frac{3}{5}\frac{4{,}8 \cdot 10^{-10}}{2370} = 1{,}22 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Очевидно, этим методом измеряется «электрический радиус» ядра, т. е. радиус, обусловленный взаимодействием электрических зарядов. Надо заметить, что непрерывность и равномерность распределения электрического заряда в ядре, использованную в приведенной оценке, следует рассматривать не как предположение, а как *точное определение* того, что следует понимать под «электрическим радиусом» ядра.

Особым изяществом рассматриваемый метод отличается в применении к двум зеркальным ядрам, из которых одно, испытав β-превращение, переходит в другое. Допустим, например, что это есть β^+-превращение (позитронный распад). Пусть Z и $A-Z$ — числа протонов и нейтронов исходного ядра. Тогда после β^+-превращения оно переходит в зеркальное ядро с $Z-1$ протонами и $A-Z+1=Z$ нейтронами. Из последнего соотношения для исходного ядра получается $A-2Z=-1$, а для зеркального ядра $A-2(Z-1)=+1$. Поэтому для обоих зеркальных ядер четвертый член в формуле Вейцзеккера (64.6) будет одним и тем же. Последнее слагаемое в той же формуле в обоих случаях равно нулю, так как при β-превращении массовое число A не меняется, а оно, как мы видели, нечетное. Таким образом, энергии связи обоих зеркальных ядер отличаются только третьим слагаемым. Поэтому разность энергий связи конечного и исходного ядра будет

$$\Delta\mathscr{E}_{\text{св}} = -C_{\text{кул}}(Z-1)^2A^{-1/3} + C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3} = C_{\text{кул}}A^{-1/3}(2Z-1) = \\ = C_{\text{кул}}A^{2/3}.$$

Измерив $\Delta\mathscr{E}_{\text{св}}$ и зная A, можно найти $C_{\text{кул}}$, а затем вышеописанным способом и радиус ядра R. Разумеется, приведенное рассуждение применимо и к зеркальным ядрам, одно из которых испытывает β^--распад (электронный распад).

4. Размеры атомных ядер можно исследовать, изучая рассеяние на ядрах нейтронов, электронов и других элементарных частиц. Для достаточно заметного рассеяния необходимо, чтобы длина дебройлевской волны λ рассеиваемой частицы была того же порядка или меньше, что и диаметр ядра. Выразим это условие через энергию частицы. Исходной является формула $\lambda = h/p$. Будем считать нейтрон нерелятивистским и воспользуемся формулой $\mathscr{E}_{\text{кин}} = p^2/2m$. Из нее в комбинации с предыдущей формулой получается

$$\mathscr{E}_{\text{кин}} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{(hc)^2}{2(mc^2)\lambda^2}.$$

Подставив сюда для нейтрона $mc^2 = 939{,}6$ МэВ, а также $hc = 1{,}2399 \cdot 10^{-10}$ МэВ · см, получим

$$\mathscr{E}_{\text{кин}} = \frac{8{,}18}{\lambda^2}\cdot 10^{-24}\ \text{МэВ}.$$

Для ультрарелятивистских частиц, к которым относятся быстрые электроны, $\mathscr{E} \approx \mathscr{E}_{\text{кин}} = h\nu$, т. е.

$$\mathscr{E}_{\text{кин}} = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1{,}2399}{\lambda_{\text{см}}} \cdot 10^{-10}\ \text{МэВ}.$$

Если в качестве λ взять $2 \cdot 10^{-12}$ см, то получится для нейтрона $\mathscr{E}_{\text{кин}} \approx 2$ МэВ, а для ультрарелятивистского электрона $\mathscr{E}_{\text{кин}} \approx$ ≈ 60 МэВ. Таким образом, кинетическая энергия нейтронов должна превосходить 5 МэВ, а электронов — 100 МэВ.

5. Количественное описание производится наглядно с помощью так называемого *эффективного сечения ядра*. Напомним это понятие. Эффективное сечение вводится, в частности, для характеристики ослабления параллельного пучка частиц в результате того или иного процесса. Говорят, например, об эффективном сечении упругого или неупругого рассеяния электрона на атоме, о полном сечении рассеяния электрона на атоме и т. д. Сейчас нас интересует полное ослабление параллельного пучка нейтронов, электронов и других частиц в результате их рассеяния на атомных ядрах. Действие ядра наглядно можно описать так, как если бы оно представляло собой непроницаемую площадку размером σ, перпендикулярную к падающему пучку, которая выводит из пучка падающие на нее частицы. Площадка σ и называется *эффективным сечением* (или просто сечением) ядра. Рассмотрим плоскопараллельный слой толщиной dx и площадью S, перпендикулярный к падающему пучку частиц, равномерно заполненный рассеивающими ядрами. В таком слое содержится $Sndx$ ядер и связанных с ними площадок σ, где n — число ядер в единице объема. Общая площадь таких площадок равна $Sn\sigma dx$, причем из-за малости толщины dx площадки можно считать неперекрывающимися. Относительная доля частиц — dN/N, выводимая из пучка при прохождении рассматриваемого слоя, будет $Sn\sigma dx/S = n\sigma dx$. Таким образом,

$$\frac{dN}{N} = -n\sigma\, dx, \tag{65.3}$$

и, следовательно,

$$N = N_0 e^{-n\sigma x}. \tag{65.4}$$

Измеряя ослабление интенсивности потока частиц N при рассеянии на ядрах, можно найти эффективное сечение ядра σ.

6. Как же связано полное эффективное сечение σ с размерами ядра в случае падения на него, например, пучка нейтронов? Это, конечно, зависит от энергии нейтронов и от строения ядра. Простейшей является модель непрозрачного ядра. Для ее применимости необходимо, чтобы энергия нейтронов была не особенно велика. В противном случае (например, при энергиях, больших 100 МэВ) ядро, по крайней мере частично, становится прозрачным, поглощая не все падающие на него нейтроны. Од-

нако необходимо наложить на энергию нейтронов еще и противоположное требование. Она должна быть достаточно велика, чтобы длина дебройлевской волны нейтрона была заметно меньше диаметра ядра $2R$. Обоим условиям удовлетворяют быстрые нейтроны с энергией 20 МэВ. Ядро будет поглощать и рассеивать дебройлевские волны так, как черный экран. Для коротких длин волн вблизи ядра применима геометрическая оптика, а потому сечение поглощения будет равно геометрическому сечению ядра πR^2. Но нейтроны выбывают из пучка не только из-за поглощения, но и из-за *дифракционного рассеяния* в стороны. В случае коротких длин волн, указанных выше, дифракция будет фраунгоферовой, так как условие ее применимости

$$x \gg \frac{(2R)^2}{\lambda} \approx \frac{(2\cdot 10^{-12})^2}{0{,}5\cdot 10^{-12}} \approx 8\cdot 10^{-12} \text{ см},$$

где x — расстояние от ядра до точки наблюдения, для быстрых нейтронов, безусловно, выполняется. Но в случае фраунгоферовой дифракции черный экран рассеивает столько же нейтронов, сколько и поглощает. Это утверждение доказывается в точности так же, как и аналогичное утверждение в оптике (см. задачу к § 41 т. IV). Итак, для полного сечения ядра в рассматриваемой модели можно написать

$$\sigma = 2\pi R^2. \qquad (65.5)$$

Измерив σ, можно по этой формуле вычислить R. Опыты с быстрыми нейтронами ($\mathscr{E}_n \approx 15-25$ МэВ) привели к результату $r_0 = 1{,}4\cdot 10^{-13}$ см, а с еще более быстрыми ($\mathscr{E}_n \approx 100$ МэВ и $\mathscr{E}_n \approx 1000$ МэВ) дали $r_0 = 1{,}37\cdot 10^{-13}$ см и $r_0 = 1{,}28\cdot 10^{-13}$ см. Это указывает на частичную прозрачность ядер для очень быстрых нейтронов.

7. Наиболее точные результаты по измерению размеров ядер получаются при рассеянии быстрых электронов на ядрах. Как показано в пункте 4, при энергии электронов порядка 100 МэВ длина дебройлевской волны становится сравнимой с размерами ядер. При длинах волн такого порядка должна отчетливо проявиться дифракция электронов на ядрах атомов. По угловому распределению быстрых электронов при упругом рассеянии их на ядрах можно судить о размерах ядер. В первых опытах использовались электроны, ускоренные синхротроном до нескольких десятков мегаэлектронвольт. В последующих более точных опытах Хофштадтера (р. 1915) применялись электроны с энергиями до сотен мегаэлектронвольт. В предположении, что электрический заряд равномерно распределен по ядру, обработка результатов измерений дала $r_0 = (1{,}2-1{,}3)\cdot 10^{-13}$ см.

Высокая точность опытов по рассеянию быстрых электронов на ядрах ($\mathscr{E} > 500$ МэВ) позволила установить, что электриче-

ский заряд неравномерно распределен по объему ядра. Результаты опытов лучше всего согласуются с предположением, что плотность электрического заряда максимальна в центре ядра и для тяжелых ядер монотонно убывает к периферии согласно формуле

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R_0)/\delta]}, \qquad (65.6)$$

где R_0 — расстояние от центра ядра, на котором плотность убывает в два раза по сравнению с ρ_0, а величина $\delta \approx 0{,}55 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. одинакова для всех ядер. Для всех исследованных ядер $R_0 = 1{,}08 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. Отсюда следует, что в центре ядра ρ_0 практически совпадает с ρ.

8. Как уже указывалось во введении (§ 63), в 1937 г. в космических лучах были открыты *мюоны* — нестабильные частицы с временем жизни $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с. Они могут быть положительными и отрицательными. Свойства отрицательного мюона аналогичны свойствам электрона. Эти частицы отличаются одна от другой только массой: $m_\mu \approx 207\, m_e$. Замедляясь в веществе до определенной скорости, отрицательный мюон может захватываться атомом, замещая один из электронов атомной оболочки. Образовавшаяся система называется *мезоатомом*. Так как масса мюона в 207 раз больше массы электрона, то боровский радиус для него в такое же число раз меньше. Он равен $r_{\mu B} = \hbar^2/Zm_\mu e^2$, где m_μ — масса мюона. Таким образом, мюон может очень близко подходить к атомному ядру. Уже при $Z \approx 30$ боровская орбита мюона лежит внутри ядра. Для свинца ($Z = 82$), например, эта формула дает $r_{\mu B} = 3{,}11 \cdot 10^{-13}$ см. При переходе мюона с одного энергетического уровня на другой испускаются жесткие рентгеновские лучи. Их энергию можно измерить и рассчитать теоретически. Результаты вычислений сильно зависят от предположений относительно размеров ядер и поэтому могут служить для определения последних. Особенно точные результаты получаются для тяжелых ядер, поскольку в этих случаях мюон может очень близко подходить к ядру. Например, для свинца получается $r_0 = 1{,}17 \times \times 10^{-13}$ см, а $R(^{207}\mathrm{Pb}) = 1{,}17 \cdot 10^{-13} \cdot 207^{1/3} = 6{,}9 \cdot 10^{-13}$ см.

9. Радиусы α-радиоактивных ядер могут быть найдены по времени их жизни относительно α-распада. Об этом методе сказано в § 73 (пункт 11).

10. До открытия нейтрона общепринятой считалась *электронно-протонная модель ядра*, согласно которой ядро состоит из A протонов и C электронов, так что зарядовое число равно $Z = A - C$. Малые размеры ядер являются сильной аргументацией против такой модели. Действительно, возьмем, например, ядро с радиусом $R = 3 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. с диаметром $2R = 6 \cdot 10^{-13}$ см. Если бы частица (протон, нейтрон или электрон) находилась внутри ядра, то ее импульс p определялся бы там оценочной

формулой

$$p = h/2R \approx 1{,}1 \cdot 10^{-14} \text{ г} \cdot \text{см/с},$$

а энергия электрона по релятивистской формуле $\mathscr{E} = pc$ была бы равна $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ эрг ≈ 200 МэВ. Такого же порядка были бы и энергии электронов внутри других ядер. Среди искусственно получаемых ядер встречаются β-активные ядра всех атомных чисел (за исключением протона). Маловероятно, что энергия β-электрона, вылетевшего из ядра, существенно отличалась бы от его энергии внутри ядра. При β-распаде не наблюдаются электроны с большими энергиями (порядка 100 МэВ). Это противоречит протонно-электронной модели ядра. Электроны, получающиеся при β-распаде, *не содержатся* в исходном ядре, а *образуются* в результате этого процесса.

Совсем иначе обстоит дело с протонами и нейтронами. Энергию каждой из таких частиц можно оценить по нерелятивистской формуле $\mathscr{E} = p^2/2m$, где m — масса протона или нейтрона. Подстановка числовых значений дает $\mathscr{E} \approx 10^{-5}$ эрг ≈ 6 МэВ. Это — разумный результат, так как средняя энергия связи в ядре на один нуклон составляет около 8 МэВ. Таким образом, протоны и нейтроны могут содержаться и действительно содержатся в ядре.

Приведенное здесь возражение против нахождения электронов внутри ядра неприменимо к частицам, масса которых составляет несколько десятых масс нуклона, например к π-мезонам или кваркам.

Современные эксперименты по глубоко неупругому рассеянию мюонов на ядрах (т. е. рассеянию с большим изменением импульса мюона и рождением вторичных частиц) свидетельствуют о том, что в ядре могут содержаться *кварковые ассоциации*, более тяжелые, чем нуклоны.

§ 66. Спин ядра и сверхтонкая структура спектральных линий

1. Существование спина, т. е. собственного момента импульса ядра, и связанного с ним магнитного момента было постулировано Паули в 1928 г. для объяснения так называемой *сверхтонкой структуры спектральных линий.* Спектроскопическое изучение этого явления дало первое доказательство справедливости гипотезы Паули.

Как было показано в § 40, так называемая *тонкая структура*, т. е. мультиплетность спектральных линий, объясняется спин-орбитальным взаимодействием электронов, точнее, взаимодействием магнитных орбитальных моментов электронной оболочки атома с ее спиновыми магнитными моментами. У щелочных металлов, имеющих один валентный электрон, мультиплетная структура наиболее проста: спектральные линии у них двой-

ные — *дублеты*. Для разрешения дублетной структуры в случае лития требуются приборы высокой разрешающей силы (большие дифракционные решетки, интерференционные спектроскопы). У остальных щелочных металлов дублетная структура легко разрешается уже небольшими призменными спектроскопами. У натрия расстояние между компонентами резонансного дублета (D_1, D_2) составляет 0,6 нм, а у цезия оно доходит до 42 нм. В последнем случае по внешнему виду спектр уже не напоминает «тонкую структуру». Только по ряду дополнительных признаков удается установить, что указанные две линии цезия являются дублетом одной и той же спектральной серии, а не одиночными линиями различных спектральных серий.

Оказалось, что сами компоненты тонкой структуры испытывают дальнейшее расщепление, которое не может быть истолковано как результат спин-орбитального взаимодействия электронов электронной оболочки атома. Такое расщепление и получило название сверхтонкой структуры.

Сверхтонкая структура в оптических спектрах была открыта Майкельсоном в 1891 г. с помощью его интерферометра. Фабри и Перо, а затем Луммер (1860—1925) и Герке (1878—1960), используя предложенные и сконструированные ими интерферометры, продолжили первые наблюдения этого явления. Оказалось, что некоторые спектральные линии состоят из нескольких (иногда до 10 и более) тесно расположенных компонент. Расстояния между компонентами обычно не превышают 0,01 — 0,02 нм. Уже к 1910 г. был накоплен значительный экспериментальный материал. Его осмысливание стало возможным только после создания квантовой теории Бора и введения упомянутой выше гипотезы Паули.

Большое значение для выяснения природы явления имело установление сверхтонкой структуры компонент двойной желтой D-линии натрия. Эта структура была открыта в 1928 г. независимо друг от друга А. Н. Терениным (1896—1967) и Л. Н. Добрецовым, с одной стороны, и Шюлером — с другой. Они нашли, что каждая компонента дублета натрия (D_1, D_2) в свою очередь представляет дублет с расстоянием между составляющими около 0,002 нм, которое примерно в 300 раз меньше расстояния между самими линиями D_1 и D_2 (0,6 нм). Такая структура может быть разрешена спектральными приборами с разрешающей силой не менее 300 000. Дальнейшее изучение сверхтонкой структуры потребовало разрешающей силы порядка нескольких миллионов, а ее могут дать только интерференционные спектральные приборы.

Первые измерения спинов и магнитных моментов ядер были первоначально получены при изучении сверхтонкой структуры спектральных линий. Этот метод отличался небольшой точностью и утратил свое значение. Все последующие точные све-

дения о спинах и магнитных моментах ядер были получены методом *ядерного магнитного резонанса* (см. § 42). Но мы подробно остановимся и на методе, основанном на явлении сверхтонкой структуры, поскольку это явление само по себе представляет большой физический интерес.

2. Экспериментальное исследование сверхтонкой структуры — очень трудная задача. Разрешающей способности самого распространенного интерференционного спектрального прибора — интерферометра Фабри — Перо — с избытком достаточно для разрешения компонент сверхтонкой структуры. Главная трудность связана с тем, что расстояние между компонентами сверхтонкой структуры исследуемой спектральной линии перекрывается *шириной самой линии*. Естественная ширина спектральной линии, обусловленная затуханием или обрывом колебаний, порядка десятитысячных долей нанометра, т. е. на порядок меньше самого сверхтонкого расщепления. Однако к естественной ширине добавляется еще *доплеровское уширение*, которое даже при низких температурах увеличивает ширину линии примерно в 10 раз и тем самым делает невозможным разделение компонент сверхтонкой структуры (см. т. IV, § 89). Например, для разрешения сверхтонкой структуры D-линий натрия потребовалось бы охлаждение источника света до температуры порядка 5 К, что практически невозможно. Для преодоления указанной трудности Теренин и Добрецов использовали в качестве источника света пучок возбужденных атомов, движущихся приблизительно в одном определенном направлении. Доплеровское изменение частоты

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c}\cos\vartheta \tag{66.1}$$

зависит от угла между скоростью атома v и направлением наблюдения. Если наблюдать под углом $\vartheta = 90°$, то в случае параллельного пучка возбужденных атомов доплеровское уширение исчезнет. Конечно, атомный пучок в действительности всегда немного расходится. Но соответствующим расположением щелей удается снизить «эффективную скорость» $v\cos\vartheta$ в 10—30 раз по сравнению со скоростью v. Таким образом удается добиться необходимого ослабления доплеровского уширения. Теренин и Добрецов применяли боковое освещение пучка атомов резонансной D-линией натрия. При поглощении света атомы пучка переходили в возбужденное состояние и начинали светиться. Бо́льшая интенсивность свечения получается при возбуждении атомов пучка электронными ударами. Применение электронов допустимо из-за их малой массы, так как по этой причине электроны несут малые импульсы, а потому при неупругих столкновениях с атомами пучка практически не меняют направление их движения.

3. Гипотеза Паули, упомянутая выше, предполагает, что сверхтонкая структура спектральных линий возникает из-за взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем, создаваемым электронной оболочкой (орбитальным и спиновым моментами электронов). Кроме того, у ядра может быть электрический квадрупольный момент, а также электрические и магнитные мультиполи более высоких порядков, взаимодействующие с электронной оболочкой. Эта гипотеза полностью оправдалась. Основное значение имеет *магнитный дипольный момент ядра* $\mu_{яд}$. Взаимодействие магнитного момента ядра атома с магнитным полем окружающей его электронной оболочки приводит к расщеплению энергетических уровней атома, с чем главным образом и связана сверхтонкая структура энергетических уровней и спектральных линий. В некоторых случаях для получения полного согласия с опытом необходимо учитывать наличие *электрического квадрупольного момента*, но мы здесь этого делать не будем.

По гипотезе Паули ядро обладает также *собственным моментом* импульса $\boldsymbol{I}$, который складывается из спиновых и орбитальных моментов импульсов протонов и нейтронов, из которых построено атомное ядро. Величина $\boldsymbol{I}$ носит название *спинового момента ядра*. Спиновый момент ядра квантуется согласно общим правилам квантования (см. § 31). Если за единицу момента ядра принять постоянную Планка $\hbar$, то его проекция на избранное направление (определяемое внешним магнитным полем) может принимать только дискретные значения: $0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ или $\pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \ldots$ Максимальное значение этой проекции принято обозначать через I и называть *спином ядра*. Его никоим образом нельзя смешивать с длиной $|\boldsymbol{I}|$ самого вектора $\boldsymbol{I}$. Полная длина вектора $\boldsymbol{I}$ определяется правилом квантования квадрата момента импульса

$$\boldsymbol{I}^2 = I(I+1). \tag{66.2}$$

Например, спин протона равен 1/2, тогда как длина вектора спина протона (в единицах $\hbar$) равна $\sqrt{(1/2)(1/2+1)} = \sqrt{3}/2$. Таким образом, когда говорят о спине ядра (или любой другой частицы), то всегда имеют в виду *максимальное значение*, которое может принимать проекция вектора $\boldsymbol{I}$ на избранное направление. Такова установившаяся традиция. Быть может, она не вполне целесообразна, поскольку есть опасение смешивания величин I и $|\boldsymbol{I}|$. Однако этого можно не опасаться, если правильно понимать правила квантования момента импульса в квантовой механике. (Исторически понятие спина было введено до создания квантовой механики, т. е. в духе теории Бора, где длина вектора момента импульса отождествлялась с максимальным значением его проекции.) Отличие I от $|\boldsymbol{I}|$ связано с наличием у вектора $\boldsymbol{I}$ поперечной к избранному направлению компонен-

ты, длина которой имеет определенное значение, но ее направление остается неопределенным (за исключением случая $I = 0$, когда все три компоненты вектора I равны нулю).

Магнитный дипольный момент ядра связан с его спиновым моментом соотношением

$$\mu_{\text{яд}} = g_{\text{яд}} I, \tag{66.3}$$

где $g_{\text{яд}}$ — скаляр, называемый *ядерным гиромагнитным отношением*. Малость сверхтонкого расщепления спектральных линий приводит к заключению, что магнитные моменты ядер по порядку величины примерно в 1000 раз меньше магнитного момента электрона, т. е. магнетона Бора μ_B. Естественной единицей магнитного момента ядра является *ядерный магнетон* μ_N, определяемый соотношением

$$\mu_N = e\hbar/2m_p c = 3{,}1524915(53) \cdot 10^{-18} \text{ МэВ/Гс}. \tag{66.4}$$

Это такое же соотношение, каким определяется магнетон Бора μ_B. Только масса электрона в нем заменена массой протона, поэтому

$$\mu_N/\mu_B = m_e/m_p \approx 1/1836.$$

4. Для наглядного объяснения сверхтонкой структуры применяется векторная модель, вполне аналогичная той, которая использовалась в § 40, 41 для объяснения тонкой структуры и эффекта Зеемана. Из-за малости магнитного момента ядра воздействие его на электронную оболочку атома не нарушает связи между ее орбитальным L и спиновым S моментами. Они складываются в полный момент импульса оболочки $J = L + S$. В свою очередь спиновый момент ядра I складывается с моментом J в полный момент импульса атома $F = I + J$. При отсутствии внешних воздействий на атом все изменения векторов F, I, J во времени сводятся к их прецессии, при которой длины всех трех векторов остаются неизменными; вектор F сохраняется по модулю и направлению, а векторы I и J прецессируют вокруг него с одной и той же угловой скоростью (поскольку F, I, J в любой момент лежат в одной плоскости). При наличии внешнего (по отношению к атому) постоянного магнитного поля, если только последнее достаточно слабое, вектор F медленно прецессирует вокруг этого поля, а векторы I и J более быстро прецессируют вокруг F. Разумеется, это только классическая аналогия, так как в квантовом рассмотрении вектор момента не имеет определенного направления.

Взаимодействие между электронной оболочкой и ядром атома, вызывающее сверхтонкую структуру спектральных линий, обусловлено наличием у ядра не только магнитного дипольного момента, но и наличием электрического квадрупольного момента, а также электрических и магнитных моментов высшей мультипольности. Основное значение имеет магнитный дипольный

момент ядра $\mu_{яд}$, который только и учитывается в последующих рассуждениях. В этом приближении энергия взаимодействия ядра с электронной оболочкой атома — чисто магнитная и равна

$$W = -(\mu_{яд} B_{об}),$$

где $B_{об}$ — магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома в месте нахождения ядра. Векторы $B_{об}$ и J пропорциональны между собой и ввиду отрицательности заряда электрона направлены противоположно. Магнитный момент ядра $\mu_{яд}$ совпадает по направлению с вектором I и также пропорционален ему. Поэтому энергия W может быть представлена в виде

$$W = A(IJ), \tag{66.5}$$

где A — постоянная магнитного взаимодействия ядра с электронной оболочкой атома, пропорциональная магнитному моменту ядра. Из формулы $F = I + J$ возведением в квадрат получаем $F^2 = J^2 + I^2 + 2(IJ)$. С использованием правила квантования квадрата момента отсюда находим (IJ), а затем и энергию W:

$$W = (A/2)[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \tag{66.6}$$

где F означает квантовое число, определяющее максимальное значение проекции вектора F. Формула (66.6) — основная формула в теории сверхтонкой структуры энергетических уровней, обусловленной магнитным моментом ядра.

Таким образом, наличие магнитного момента у ядра приводит к тому, что каждый энергетический уровень атома, каким он был бы в кулоновом электрическом поле ядра, получает добавочную энергию W, определяемую выражением (66.5). При фиксированных значениях J и I эта энергия зависит от угла между векторами J и I. Действительно, этот угол определяет длину вектора F, а с ней, согласно формуле (66.6), и добавочную энергию W. В зависимости от указанного угла квантовое число F может принимать следующие значения:

$$F = I + J,\ |I + J - 1|,\ \ldots,\ |I - J|. \tag{66.7}$$

Если $I \leqslant J$, то число значений числа F будет $2I + 1$, а если $I \geqslant J$, то их будет $2J + 1$. В результате в первом случае энергетический уровень расщепится на $2I + 1$, а во втором — на $2J + 1$ подуровней. Это и есть сверхтонкая структура энергетических уровней.

5. В спектральном приборе, конечно, наблюдается сверхтонкая структура не энергетических уровней, а *спектральных линий*. Каждая же спектральная линия сверхтонкой структуры возникает в результате перехода атома с одного подуровня на другой. Допустимые переходы определяются правилами отбора. Одно из них определяет возможные значения ΔF:

$$\Delta F = 0,\ \pm 1 \qquad (\text{кроме } F_1 = 0 \to F_2 = 0). \tag{66.8}$$

Невозможность перехода, указанного в скобке, подробно объяснена в § 39. В том же параграфе установлено, что излучательные переходы в оптической области спектра практически никогда не сопровождаются изменением вектора спина S электронной оболочки атома. Рассуждения, приведенные там, ввиду малости ядерных магнитных моментов еще в большей мере справедливы для спинов ядер. Поэтому при излучательных переходах атома практически всегда должен сохраняться спин ядра. Однако спин ядра I связан со спином J электронной оболочки. Если $I \leqslant J$, то сохранение ядерного спина означает, что при излучательных квантовых переходах сохраняются все проекции вектора I на направление вектора J. (Эти проекции, измеренные в единицах $\hbar$, обозначаются ниже через I_J.) Ввиду этого при $I \leqslant J$ каждая спектральная линия расщепляется на столько же компонент, что и уровень энергии, т. е. на $2I + 1$.

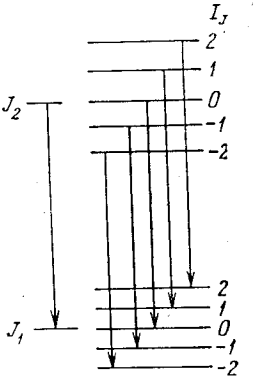


Рис. 122

Рис. 122 поясняет последнее утверждение. На нем слева без учета сверхтонкой структуры представлены два уровня энергии J_1 и J_2, между которыми возможен переход с испусканием света определенной длины волны. Справа изображена сверхтонкая структура обоих уровней. Число подуровней сверхтонкой структуры для обоих уровней одно и то же. Оно определяется только спином ядра и равно $2I + 1$. Допустимы только переходы между подуровнями с одинаковыми значениями I_J. Поэтому число переходов, а с ним и число сверхтонких компонент спектральной линии, будет $N = 2I + 1$. Сосчитав это число, найдем спин ядра I. В нашем примере $N = 5$, а потому $I = 2$.

6. При $I > J$ изложенный способ определения спина ядра неприменим, так как тогда число сверхтонких компонент, на которые расщепляется спектральная линия, уже не равно $2I + 1$. Однако изучение сверхтонкой структуры спектральных линий дает еще два способа определения спина ядра, которыми и можно воспользоваться. Оба способа предполагают, что квантовое число J известно. Оно может быть найдено при изучении спектра атома без учета сверхтонкой структуры.

Один из способов основан на так называемом *правиле интервалов* для мультиплетов сверхтонкой структуры. Это правило получается следующим образом. Все подуровни, на которые расщепляется тот или иной одиночный уровень, характеризуются одними и теми же значениями квантовых чисел I и J, но различными значениями квантового числа F, соответствующими всем допустимым значениям угла между векторами I и J. Рас-

стояния между соседними подуровнями с квантовыми числами $F+1$ и F, согласно формуле (66.6), равны

$$W_{F+1} - W_F = (A/2)[(F+1)(F+2) - F(F+1)] = A(F+1). \tag{66.9}$$

Поэтому частоты переходов между соседними подуровнями с квантовыми числами F, $F+1$, $F+2$ удовлетворяют соотношениям

$$\delta\nu_1 : \delta\nu_2 : \delta\nu_3 : \ldots = (F+1) : (F+2) : (F+3) : \ldots \tag{66.10}$$

Это и есть правило интервалов. Измеряя на опыте длины волн соседних линий, можно найти отношения $(F+1):(F+2):(F+3):\ldots$, а затем и квантовое число F. Совпадение значений F, вычисленных различными способами, может служить критерием правильности исходных положений, из которых были получены формулы (66.6) и (66.10).

Напомним, что при неизменных I и J квантовое число F может принимать значения, перечисленные в (66.7). Все эти значения можно определить с помощью правила интервалов. Наибольшее из них равно $F_{\text{макс}} = I + J$. По этой формуле и может быть вычислен спин ядра I, поскольку квантовое число J должно предполагаться известным. Этот метод пригоден как при $I \leqslant J$, так и при $I \geqslant J$.

7. Очевидно, для применимости метода интервалов необходимо, чтобы число интервалов между сверхтонкими компонентами спектральной линии, а следовательно, и число самих компонент было не менее двух. Для этого число подуровней, на которые расщепляется энергетический уровень, должно быть не менее трех. Если это условие не выполняется, то можно воспользоваться третьим методом, основанным на сравнении относительных интенсивностей компонент сверхтонкой структуры, на которые расщепляются спектральные линии.

Интенсивности спектральных линий существенно зависят от *кратностей вырождения энергетических уровней*, между которыми происходят квантовые переходы. При неизменных квантовых числах I и J уровень определяется углом между векторами $\boldsymbol{I}$ и $\boldsymbol{J}$, т. е. значением квантового числа F. Во внешнем магнитном поле (если только оно не настолько сильное, что связь между $\boldsymbol{I}$ и $\boldsymbol{J}$ не разрывается), поведение атома определяется полным моментом $\boldsymbol{F}$, а не моментами $\boldsymbol{I}$ и $\boldsymbol{J}$ в отдельности. Момент же $\boldsymbol{F}$ может ориентироваться во внешнем поле $2F+1$ способами, поскольку при заданном F проекции вектора $\boldsymbol{F}$ на направление поля могут принимать только следующие значения: $-F$, $-(F-1)$, ..., $+(F-1)$, $+F$. Число возможных проекций $2F+1$ и есть кратность *вырождения* уровня с квантовым числом F. Интенсивность спектральной линии, излучаемой с уров-

ня F или на него, при прочих равных условиях пропорциональна кратности вырождения уровня $2F+1$.

Метод сравнения интенсивностей дает меньшую точность, чем первые два метода. Поэтому мы ограничимся рассмотрением только случая, когда он необходим (т. е. случая, когда неприменимы первые два метода). Идея метода полностью выясняется на примере вычисления спина ядра натрия из сверхтонкой структуры компонент дублета натрия (D_1, D_2), исследованной Терениным и Добрецовым.

На рис. 123, *а* воспроизведено уже рассмотренное в § 40 происхождение тонкой структуры двойной желтой линии натрия (D_1, D_2). Нижний уровень $3^2s_{1/2}$ — синглетный. Следующий уровень $3p$ из-за наличия спина электрона расщеплен на два

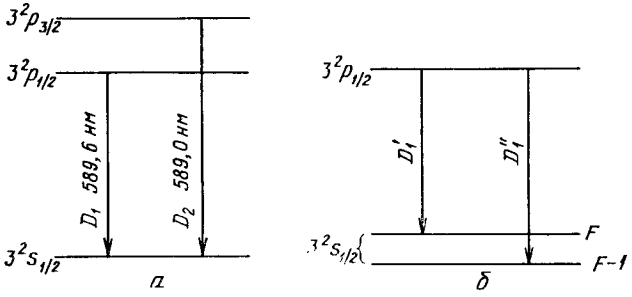


Рис. 123

подуровня $3^2p_{1/2}$ и $3^2p_{3/2}$. Переходы между этими подуровнями и одиночным уровнем $3^2s_{1/2}$ и дают спектральные линии тонкой структуры D_1 и D_2. На соседнем рис. 123, *б* показано расщепление уровня $3^2s_{1/2}$ на два из-за наличия магнитного момента у ядра и соответствующее сверхтонкое расщепление линии D_1 на две компоненты. Расщепление подуровня $3^2p_{1/2}$ из-за его малости в опытах Терепина и Добрецова не было разрешено и не показано на рисунке. (На самом деле каждый из этих подуровней имеет тонкую структуру, определяющую статистический вес неразрешенного подуровня.) Обозначим через F полный момент импульса атома для верхнего подуровня $3^2s_{1/2}$. Тогда из-за противоположной ориентации спина ядра та же величина для нижнего подуровня $3^2s_{1/2}$ будет $F-1$. Следовательно, статистические веса указанных подуровней равны соответственно $2F+1$ и $2(F-1)+1=2F-1$, а отношение интенсивностей рассматриваемых сверхтонких компонент спектральной линии $(2F+1):(2F-1)$. По измерениям Терепина и Добрецова это отношение оказалось равным 1,7, т. е.

$$(2F+1)/(2F-1)=1{,}7.$$

Отсюда $F=1{,}929$. А так как число F может принимать только

целые и полуцелые значения, то с учетом неизбежных экспериментальных ошибок следует положить $F = 2$. Значит, спин ядра натрия равен $I = F - J = 2 - 1/2 = 3/2$.

8. Знание спина ядра натрия позволяет нарисовать детальную схему сверхтонкого расщепления энергетических уровней и спектральных линий для этого элемента. Уровни $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ должны расщепиться каждый на два подуровня, так как в этом случае $J = 1/2$, а потому квантовое число F может принимать два значения: $F = I - 1/2 = 1$ и $F = I + 1/2 = 2$ (рис. 124, *а*).

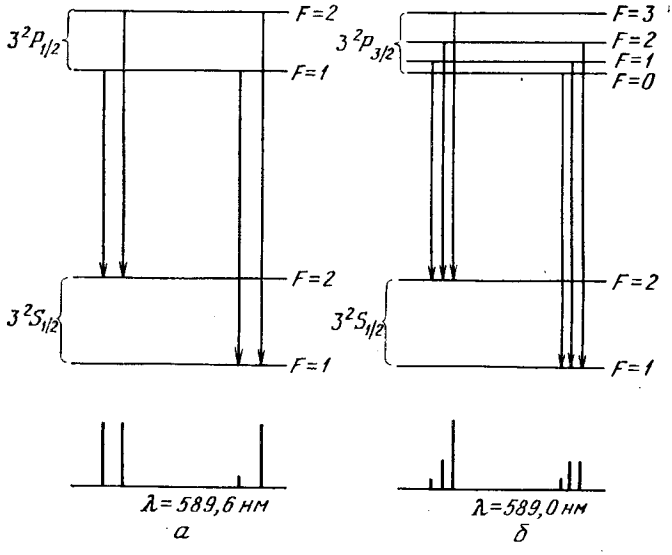


Рис. 124

Уровень $^2P_{3/2}$ должен расщепиться на четыре подуровня, так как при $J = 3/2$ возможны четыре значения числа F: $F = I + J = 3$, $F = I + J - 1 = 2$, $F = I + J - 2 = 1$, $F = I + J - 3 = 0$ (рис. 124, *б*). (Как уже указывалось, в опытах Теренина и Добрецова расщепление p-уровней из-за его малости разрешено не было.) На рис. 124 в соответствии с правилом отбора (66.8) изображены возможные переходы (без соблюдения масштаба). Внизу приводится наблюдаемая картина сверхтонкого расщепления линий. Об относительной интенсивности компонент дают представление длины вертикальных отрезков, изображенных под соответствующими квантовыми переходами. (В этом случае масштаб на правом рисунке выбран примерно вдвое меньше, чем на левом.)

После установления схемы уровней становится понятным, почему для нахождения спина ядра мы воспользовались треть-

им методом. Дело в том, что единственным уровнем, сверхтонкое расщепление которого может быть установлено на опыте с достаточной точностью, является уровень $3^2S_{1/2}$. Но он расщепляется всего на два подуровня, а этого недостаточно для применения правила интервалов. Метод подсчета числа сверхтонких компонент спектральной линии неприменим потому, что для натрия $I = 3/2$, а $J = 1/2$, т. е. $I > J$. Можно было бы применить правило интервалов, исследовав на опыте расщепление уровня $3^2P_{3/2}$ на четыре подуровня, но расщепление в этом случае мало и трудно поддается экспериментальному измерению. Применим также и первый способ, так как для уровня $3^2P_{3/2}$ спин $I = J = 3/2$.

9. Квантовое число F может принимать только целые или полуцелые значения, и притом небольшие. Поэтому отношения $(F+1):(F+2):\ldots$, стоящие в правой части формулы (66.10), являются отношениями небольших целых чисел. Экспериментально измеренные отношения между сверхтонкими компонентами спектральных линий отнюдь не являются таковыми. Они должны быть аппроксимированы отношениями небольших целых чисел. Но при выводе правила интервалов учитывалось только магнитное дипольное взаимодействие ядра с электронной оболочкой атома. По этой причине правило интервалов может оказаться неточным. Аппроксимация, указанная выше, если формально руководствоваться только соображениями точности, может быть произведена не в ту сторону, что приведет к ошибке в определении спина ядра. Поэтому определение спина ядра по правилу интервалов должно контролироваться другими методами.

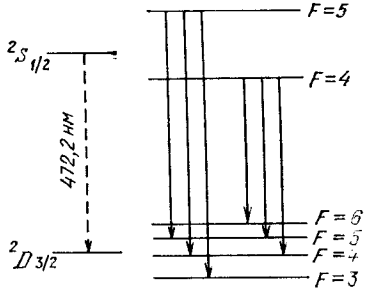


Рис. 125

В качестве примера рассмотрим висмут, на котором исторически впервые была подтверждена теоретическая схема сверхтонкой структуры. У висмута тщательно исследована сверхтонкая структура большого числа линий, однозначно сводимая к расщеплению энергетических уровней на подуровни. На рис. 125 представлена схема сверхтонкого расщепления уровней висмута $^2S_{1/2}$ и $^2D_{3/2}$, в результате переходов между которыми возникает линия $\lambda = 472{,}2$ нм. Уровень $^2S_{1/2}$ расщепляется на два, а уровень $^2D_{3/2}$ — на четыре подуровня. Так как для первого уровня $J = 1/2$, а для второго $J = 3/2$, то в обоих случаях число подуровней равно $2J+1$. Поэтому $I \geqslant 3/2$ и приходится применять метод интервалов. По экспериментальным измерениям интерва-

лы между подуровнями уровня $^2D_{3/2}$ равны 0,152, 0,198 и 0,255 $см^{-1}$. Если $F_{мин}$ — минимальное квантовое число, которым характеризуются подуровни, то в силу (66.10) должно быть

$$(F_{мин}+1):(F_{мин}+2):(F_{мин}+3)\approx 152:198:255.$$

Но это отношение приближенное и должно быть аппроксимировано отношением небольших целых чисел. Если руководствоваться чисто арифметическими соображениями, то следовало бы взять 3 : 4 : 5. Можно также взять 4 : 5 : 6, хотя арифметически это и менее точно. В первом случае получилось бы $F_{мин}=2$, $F_{макс}=2+3=5$. Так как $F_{мин}=I-3/2$, а $F_{макс}=I+3/2$, то спин ядра определится из пропорции

$$\frac{I-3/2}{I+3/2}=2/5,$$

откуда $I=7/2$, что не согласуется с величиной, найденной по расщеплению сверхтонких компонент во внешнем магнитном поле (эффект Зеемана, см. § 67). Поэтому мы возьмем 4 : 5 : 6. Тогда $F_{мин}=3$, $F_{макс}=6$, а для спина получается правильное значение $I=6-3/2=9/2$.

Таким образом, подуровни уровня $^2D_{3/2}$ можно занумеровать квантовыми числами $F=3$, 4, 5, 6, что и сделано на рис. 125. После этого квантовые числа F для подуровней уровня $^2S_{1/2}$ однозначно устанавливаются на основании правила отбора (66.8) и равны 5 и 4, как указано на рис. 125.

10. Мы рассмотрели сверхтонкую структуру энергетических уровней и спектральных линий, предполагая, что рассматриваемый химический элемент состоит всего из одного изотопа. Как изменится картина сверхтонкого расщепления, если элемент, как это бывает в большинстве случаев, представляет собой смесь нескольких изотопов? Спины и магнитные моменты ядер различных изотопов даже одного и того же элемента, вообще говоря, различны. Поэтому изотопы будут отличаться и характером сверхтонкого расщепления. Наблюдаемая картина усложнится и будет состоять из наложения картин, получающихся от каждого изотопа в отдельности.

11. Отметим в заключение, что в 1951 г. в космическом радиоизлучении была открыта линия $\lambda=21$ см. Она представляет собой линию сверхтонкой структуры атомарного водорода, находящегося на самом глубоком энергетическом уровне. Этот уровень состоит из двух близких подуровней, между которыми совершаются переходы с испусканием указанной линии. Время жизни атома водорода на верхнем подуровне исключительно велико ($3{,}5\cdot 10^{14}$ с $\approx 1{,}1\cdot 10^7$ лет). (Для сравнения напомним, что время жизни в возбужденном состоянии атома, испускающего оптические линии, в обычных условиях всего порядка 10^{-8} с.) Между этими подуровнями совершаются и безызлучательные

переходы из-за столкновений между атомами. В облаках межзвездного газа они совершаются за время порядка нескольких сотен лет. Хотя такое время и очень мало по сравнению с 10^7 лет, радиационные переходы с испусканием линии $\lambda = 21$ см все же не полностью подавлены столкновениями. Это возможно благодаря тому, что водород является самым распространенным элементом Вселенной. Исследования космического радиоизлучения с $\lambda = 21$ см играют важную роль в радиоастрономии.

§ 67. Влияние спина ядра на эффект Зеемана

1. В предыдущем параграфе предполагалось, что внешнего магнитного поля нет. Допустим теперь, что атом находится в постоянном однородном внешнем магнитном поле $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$. Тогда будет наблюдаться эффект Зеемана. Посмотрим, какое влияние на характер этого эффекта оказывают спин и магнитный момент ядра. Для наших целей достаточно ограничиться наиболее важным случаем, когда поле $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$ *сильное*. Это значит, что энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем электронной оболочки мала по сравнению с энергией взаимодействия магнитного момента оболочки с внешним полем. Магнитное поле электронной оболочки $\boldsymbol{B}_{\text{об}}$ в месте нахождения ядра легко оценить. Оно довольно велико — порядка $10^5 - 10^6$ Гс. Но зато магнитный момент ядра примерно в тысячу раз меньше магнетона Бора μ_B, тогда как для оболочки он порядка μ_B. Если поле $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$ значительно превосходит, например, 1000 Гс, то его следует считать сильным. В общем случае критерий сильного поля можно получить из следующих соображений. Энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем оболочки порядка $\mu_{\text{яд}} B_{\text{об}} \approx A(IJ)$, тогда как энергия взаимодействия электронной оболочки с внешним полем порядка $\mu_{\text{об}} B_{\text{внеш}} \approx g_{\text{об}} \cdot JB_{\text{внеш}}$, где $g_{\text{об}}$ выражено в магнетонах Бора. Поэтому искомый критерий можно записать в виде

$$g_{\text{об}} B_{\text{внеш}} \gg AI, \tag{67.1}$$

Необходимо заметить, что этот критерий более слабый, чем аналогичный критерий в случае эффекта Пашена — Бака (см. § 41).

2. Внешнее магнитное поле разрывает связь между вектором $\boldsymbol{J}$ и вектором $\boldsymbol{I}$. Электронная оболочка начинает прецессировать вокруг направления поля $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$. Поскольку связь вектора $\boldsymbol{I}$ с $\boldsymbol{J}$ разорвана, вектору $\boldsymbol{I}$ не остается ничего другого, как совершать независимую прецессию вокруг того же направления. Магнитное квантовое число m_I, определяющее проекции вектора ядерного спина I на направление поля $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$, может принимать значения $-I$, $-(I-1)$, ..., $(I-1)$, I. Таких значений всего $2I+1$. Поэтому каждый энергетический уровень в магнитном поле расщепляется на $2I+1$ подуровня. Пусть 1 и 2 — ка-

кие-либо два энергетических уровня атома в магнитном поле, какими они были бы без учета спина и магнитного момента ядра. Если между уровнями 1 и 2 возможен излучательный переход, то в результате такого перехода в спектре появляется соответствующая зеемановская линия. С учетом спина и магнитного момента ядра каждый из уровней 1 и 2 расщепляется на $2I+1$ подуровней, квантовые переходы между которыми подчиняются правилу отбора $\Delta m_I \approx 0$. Эти переходы приводят к сверхтонкому расщеплению каждой зеемановской линии на $2I+1$ компонент.

Таким образом, в магнитном поле, если отвлечься от наличия спина и магнитного момента ядра, должно наблюдаться обычное (простое или сложное) явление Зеемана. Влияние спина и магнитного момента ядра проявляется наиболее просто, когда поле сильное. В этом случае спин и магнитный момент ядра приводят к дальнейшему — сверхтонкому — расщеплению каждой зеемановской линии на $2I+1$ компонент. Расстояние между ними малы по сравнению с расстояниями между обычными зеемановскими компонентами (т. е. компонентами, какими они получились бы, если бы не было спина и магнитного момента ядра). Сосчитав число сверхтонких зеемановских компонент $2I+1$, можно определить спин ядра I. Этот метод не накладывает никаких ограничений на значение спина I.

3. Вопрос о более детальной структуре зеемановской линии сводится к вычислению энергии атома во внешнем магнитном поле. Если внешнее поле $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$ сильное, то магнитная энергия атома слагается из магнитной энергии электронной оболочки

$$-(\boldsymbol{\mu}_{\text{об}}\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}) \text{ и ядра } -(\boldsymbol{\mu}_{\text{яд}}\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}) - (\boldsymbol{\mu}_{\text{яд}}\boldsymbol{B}_{\text{об}}).$$

Первое слагаемое в обсуждаемом нами вопросе не играет существенной роли, так как оно вызывает обычное зеемановское расщепление, уже изученное нами. Его можно отбросить. Что касается второго слагаемого, то им можно пренебречь, так как в обычных условиях $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}} \ll \boldsymbol{B}_{\text{об}}$. Остается только слагаемое $-(\boldsymbol{\mu}_{\text{яд}}\boldsymbol{B}_{\text{об}})$, которое и следует учесть. Это слагаемое выражается прежней формулой (66.5). Однако при наличии сильного внешнего магнитного поля вектор $\boldsymbol{I}$ квантуется иначе, чем в случае свободного атома, поскольку он прецессирует не вокруг $\boldsymbol{J}$, а вокруг $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$. Прецессирующие векторы $\boldsymbol{I}$ и $\boldsymbol{J}$ имеют определенные проекции только на направление поля $\boldsymbol{B}_{\text{внеш}}$. Они определяются магнитными квантовыми числами m_I и m_J. Перпендикулярные проекции остаются неопределенными. А поскольку обе прецессии совершаются независимо, среднее по времени произведение перпендикулярных проекций равно нулю. Следовательно, в среднем $(\boldsymbol{IJ}) = m_I m_J \hbar^2$. Тогда формула (66.5) переходит в

$$W = A m_I m_J \hbar^2. \qquad (67.2)$$

Если теперь (без учета сверхтонкого расщепления) снова рассмотреть два энергетических уровня 1 и 2, при переходе между которыми излучается какая-либо зеемановская линия, то с учетом сверхтонкого расщепления между уровнями возникнут переходы, при которых будет излучаться энергия

$$\delta W = [(Am_I m_J)_2 - (Am_I m_J)_1]\hbar^2 = [(Am_J)_2 - (Am_J)_1]m_I\hbar^2, \tag{67.3}$$

так как в силу правила отбора $\Delta m_I = 0$. В результате таких переходов зеемановская линия и претерпит сверхтонкое расщепление на $2I+1$ компонент, соответствующих значениям квантового числа $m_I = I,\ (I-1),\ \ldots,\ -(I-1),\ -I$. Расстояния между сверхтонкими компонентами будут одни и те же и равны $[(Am_J)_2 - (Am_J)_1]\hbar^2$.

Описанная картина, в частности, отчетливо наблюдается у висмута на линии 472,2 нм (см. предыдущий параграф, пункт 9). В достаточно сильном магнитном поле (порядка 10 000 Гс) получается обычный простой эффект Зеемана. Но каждая зеемановская составляющая состоит из 10 равноотстоящих компонент. Из соотношения $2I+1=10$ получается $I = 9/2$, как и было указано в § 66, пункт 9.

§ 68. Измерения спинов и магнитных моментов ядер методом магнитного резонанса. Опытные данные о спинах и магнитных моментах ядер

1. Зная спин ядра, можно по магнитному взаимодействию ядра с электронной оболочкой атома определить и магнитный момент ядра. Вопрос сводится к нахождению постоянной магнитного взаимодействия A, входящей в формулу (66.5). Но эта постоянная, даже для легких атомов, теоретически может быть вычислена с малой погрешностью (не превышающей примерно 10 %). Более надежно спины и магнитные моменты ядер могут быть найдены при исследовании поведения атомных ядер во внешних магнитных полях. Сюда относятся исследования сверхтонкого расщепления зеемановских спектральных линий в таких полях, о чем говорилось в предыдущем параграфе.

Можно также воспользоваться методом Штерна и Герлаха, исследуя отклонения атомных и молекулярных пучков в сильных и резко неоднородных магнитных полях (см. § 36). По числу компонент, на которые расщепляется пучок, можно определить спин, а по значению расщепления — магнитный момент ядра. Однако определение магнитных моментов ядер методом Штерна и Герлаха много труднее, чем магнитных моментов атомов, так как из-за малости магнитных моментов ядер ожидаемое отклонение примерно в тысячи раз меньше, чем у атомов

с отличными от нуля магнитными моментами электронных оболочек. Влияние ядер совершенно исчезает на фоне более сильного эффекта атомных оболочек. Для преодоления возникшей трудности опыты надо производить на атомах с замкнутыми электронными оболочками или с молекулами (например, H_2, H_2O), у которых магнитные моменты электронных оболочек взаимно скомпенсированы. Кроме того, надо создавать резко неоднородные магнитные поля с градиентами порядка 10^5 Гс/см. И даже в этих случаях наблюдаемое расщепление (около 0,05 мм) сравнимо с разбросом из-за максвелловского распределения скоростей. Фактическое расщепление пучка в подобных опытах не наблюдается, и для определения магнитных моментов приходится тщательно исследовать плотность распределения частиц пучка в месте попадания их на детектор. Хотя методом Штерна и Герлаха и удалось измерить магнитный момент протона, но для определения магнитных моментов ядер этот метод в большинстве случаев непригоден.

2. Прецизионную точность (примерно до семи знаков) дает *метод магнитного резонанса*, наблюдаемый как на нейтральных пучках атомов или молекул (со скомпенсированными магнитными моментами), так и методом поглощения. В случае нейтронов можно пользоваться только пучками, так как нейтроны нельзя содержать в ампулах. Магнитный резонанс подробно изложен в § 42, а потому нет необходимости его еще раз излагать здесь. Заметим только, что по числу резонансов можно определить спин, а по резонансным частотам — расстояние между энергетическими уровнями ($\mu_{яд}B$) и магнитный момент ядра. Методом магнитного резонанса и получены все точные данные о магнитных моментах ядер.

3. Приведем теперь опытные данные относительно спинов и магнитных моментов ядер.

1) Протон и нейтрон, как и электрон, обладают спином, равным 1/2 (в единицах $\hbar$). Полный момент импульса каждого нуклона в ядре складывается из его спинового и орбитального моментов по квантовомеханическому правилу сложения моментов. В свою очередь полный момент ядра I по тому же правилу складывается из моментов импульса составляющих его нуклонов.

2) При четных A спин ядра I всегда целый, а при нечетных — полуцелый. Исторически этот факт был решающим при переходе от протонно-электронной к протонно-нейтронной модели ядра. В самом деле, например, ядро азота $^{14}_{7}N$, состоящее по протонно-электронной модели из 21 частицы, должно было бы иметь полуцелый спин, поскольку спин каждой частицы равен 1/2, а их орбитальные моменты целочисленны. Экспериментально же измеренный спин ядра азота оказался равным 1. В свое время этот факт получил название «азотной катастрофы».

В протонно-нейтронной модели ядра противоречия с опытом не получается, так как по этой модели ядро азота состоит из 7 протонов и 7 нейтронов, т. е. из четного числа частиц, а потому его спин, в согласии с опытом, должен быть целым.

3) Для четно-четных стабильных ядер (Z и N четные) спин всегда равен нулю. К таким ядрам относится больше половины всех стабильных ядер. Почти все остальные стабильные ядра либо четно-нечетные (Z четное, N нечетное), либо нечетно-четные (Z нечетное, N четное). Ядер указанных типов имеется примерно поровну. Спины всех этих ядер отличны от нуля, так как все они имеют нечетные A. Минимальное значение спина у этих ядер равно 1/2. Нечетно-нечетных стабильных ядер (Z и N нечетные), как уже указывалось в § 64, имеется всего пять (^{2}D, ^{6}Li, ^{10}B, ^{14}N, ^{50}V)*). Все они имеют целочисленные спины, отличные от нуля (спин для ^{50}V равен 6, для ^{6}Li — 3, для остальных ядер — 1).

4) Спины всех известных стабильных ядер не превышают 9/2, за исключением ванадия ^{50}V, спин которого равен 6. Таким образом, спины ядер очень малы по сравнению с суммой абсолютных значений спинов и орбитальных моментов всех частиц, входящих в ядро. Наряду с преобладанием четно-четных ядер, отмеченным выше, этот факт указывает на то, что большинство нуклонов в ядре прочно связано в замкнутых оболочках, имеющих нулевой суммарный момент импульса, и не участвует в создании спина ядра.

5) Ядра со спинами $I \geqslant 1/2$ обладают магнитными моментами. Магнитные моменты ядер, о чем уже неоднократно говорилось выше, примерно в тысячи раз меньше магнетона Бора, определяющего магнитный момент электрона. Естественной единицей ядерных магнитных моментов является ядерный магнетон. По определению он в $m_p/m_e \approx 1836$ раз меньше магнетона Бора. Магнитные моменты ядер с ненулевыми спинами — порядка ядерного магнетона. Это указывает на то, что магнитные моменты отдельных нуклонов в ядре, как и их угловые моменты, в основном компенсируют друг друга. Малость же магнитных моментов ядер еще раз свидетельствует против наличия в ядре электронов, поскольку магнитный момент электрона в 1836 раз больше ядерного магнетона.

6) Собственные магнитные моменты нуклонов *не аддитивны*. Например, дейтрон состоит из протона и нейтрона, магнитные моменты которых (в ядерных магнетонах) равны $\mu_p = 2{,}79$, $\mu_n = -1{,}91$. Если бы эти моменты были аддитивны, то магнитный момент дейтрона был бы равен $\mu_d = 2{,}79 - 1{,}91 = 0{,}88$,

*) Изотоп $^{50}_{23}$V β^--радиоактивен, но период полураспада для него равен $6 \cdot 10^{15}$ лет, т. е. очень велик. По этой причине он и отнесен нами к стабильным изотопам.

тогда как опыт дает $\mu_d = 0{,}86$. Это расхождение далеко выходит за пределы погрешностей. Неаддитивность магнитных моментов находит свое истолкование в нецентральности сил, действующих между нуклонами.

§ 69. Четность. Закон сохранения четности

1. Понятие *четности* возникает в связи с операцией *инверсии*. При инверсии относительно начала координат знаки декартовых координат всех частиц системы меняются на противоположные, т. е. x, y, z переходят в $-x$, $-y$, $-z$ или $\boldsymbol{r}$ заменяется на $-\boldsymbol{r}$. В дальнейшем для сокращения записи под $\boldsymbol{r}$ обычно будет пониматься радиус-вектор не одной частицы, а совокупность радиус-векторов частиц всей системы. Если же в рассуждении требуется явно указать, что частиц несколько, то мы (также для сокращения записи) ограничимся случаем двух частиц, нумеруя их индексами 1 и 2. Это не вводит никаких ограничений. *Оператор инверсии* обозначается через $\widehat{P}$. Таким образом, по определению $\widehat{P}\psi(\boldsymbol{r}) = \psi(-\boldsymbol{r})$. Операцию инверсии $\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$ можно представить как зеркальное отражение относительно плоскости, проходящей через начало координат, с последующим поворотом на 180° вокруг оси, перпендикулярной к этой плоскости.

Найдем прежде всего собственные значения P оператора $\widehat{P}$. Они определяются уравнением

$$\widehat{P}\psi(\boldsymbol{r}) = P\psi(\boldsymbol{r}).$$

Повторное применение оператора $\widehat{P}$ дает

$$\widehat{P}^2\psi(\boldsymbol{r}) = P\widehat{P}\psi(\boldsymbol{r}) = P^2\psi(\boldsymbol{r}).$$

Но оператор $\widehat{P}^2$ есть тождественное преобразование, при котором ничего не меняется. Значит, $\psi(\boldsymbol{r}) = P^2\psi(\boldsymbol{r})$, а потому $P^2 = 1$, $P = \pm 1$. Таким образом, собственные значения оператора $\widehat{P}$ будут $+1$ и -1. В соответствии с этим собственные функции оператора $\widehat{P}$ разделяются на *четные* и *нечетные*. Четная функция определяется соотношением $\psi(\boldsymbol{r}) = \psi(-\boldsymbol{r})$, а нечетная — соотношением $\psi(\boldsymbol{r}) = -\psi(-\boldsymbol{r})$. Число P принято называть *четностью* функции $\psi(\boldsymbol{r})$ или состояния системы. Для четных функций $P = +1$, для нечетных $P = -1$.

2. В уравнении Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \widehat{\mathcal{H}}\Psi \qquad (69.1)$$

гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}$ определяется выражением

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar^2}{2m_1}\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial y_1^2}+\frac{\partial^2}{\partial z_1^2}\right)+\frac{\hbar^2}{2m_2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2}+\frac{\partial^2}{\partial y_2^2}+\frac{\partial^2}{\partial z_2^2}\right)+U(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2). \tag{69.2}$$

Первые два слагаемых представляют оператор кинетической энергии и не меняются при инверсии, если начало координат поместить в центре масс системы, что и будет делаться в дальнейшем. В этом случае оператор кинетической энергии не меняется при инверсии относительно начала координат, поскольку дифференциалы координат в него входят во второй степени. До 1956 г. считали, что оператор потенциальной энергии $U(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ при инверсии также никогда не меняется. Действительно, при инверсии не изменяется относительное расположение любой пары частиц системы. Меняется на прямо противоположное только направление соединяющей их прямой. А от этого, как думали, потенциальная функция системы $U(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ не претерпевает никаких изменений. После открытия в 1956 г. *несохранения четности в слабых взаимодействиях* было установлено, что это заключение справедливо для электромагнитных и сильных взаимодействий и нарушается для слабых. Таким образом, при сильных и электромагнитных взаимодействиях гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}$ не меняется при инверсии. В этом случае имеет место *закон сохранения четности волновой функции*. Это приближенный закон, справедливый с точностью до слабых взаимодействий.

Закон сохранения четности является следствием уравнения Шредингера (69.1). Действительно, допустим, что в момент времени $t=0$ волновая функция $\Psi = \Psi_0(\boldsymbol{r})$ либо четная, либо нечетная. Для приращения $d\Psi$ за время dt уравнение (69.1) дает

$$d\Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial t}\,dt = \frac{dt}{i\hbar}\,\hat{\mathcal{H}}\Psi(\boldsymbol{r}),$$

или с точностью до членов более высокого порядка малости

$$d\Psi = \frac{dt}{i\hbar}\,\hat{\mathcal{H}}\Psi_0(\boldsymbol{r}).$$

Но гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}$ не меняется при инверсии координат. Значит, функция $\hat{\mathcal{H}}\Psi_0(\boldsymbol{r})$, а с ней и функция $\Psi_{dt}(\boldsymbol{r}) \equiv \Psi_0(\boldsymbol{r}) + d\Psi$ обладают той же четностью, что и начальная функция $\Psi_0(\boldsymbol{r})$. Применяя этот процесс дальше, докажем, что это справедливо и для функции $\Psi_t(\boldsymbol{r})$ при любом конечном значении времени t.

Доказательство предполагало, что волновая функция $\Psi(\boldsymbol{r})$ либо четная, либо нечетная. Определенной четностью волновая функция обладает только для невырожденного состояния системы (например, для основного состояния ядра), описываемого

единственной собственной волновой функцией (разумеется, определенной с точностью до несущественного фазового множителя $e^{i\delta}$). Во всяком вырожденном состоянии волновая функция в общем случае может быть представлена линейной суперпозицией двух функций, из которых одна четная, а другая нечетная. В таком случае закон сохранения четности означает сохранение относительной доли обоих состояний с определенной четностью. Доказательство, приведенное выше, без всяких затруднений обобщается и на этот случай.

Заметим, что это доказательство основано на уравнении (69.2), а оно не учитывает возможности рождения частиц. Более общее рассмотрение показывает, что с точностью до слабых взаимодействий четность волновой функции системы не меняется при любых процессах (включая рождение и поглощение частиц).

3. Из приведенного нами доказательства видно, что закон сохранения четности есть свойство гамильтониана $\mathcal{H}$, т. е. свойство самой системы, а не функции ψ, характеризующей ее состояние. Поэтому-то из закона сохранения четности, как из всякого закона, можно вывести определенные физические следствия, доступные экспериментальной проверке. В качестве примера в конце этого параграфа мы приводим вывод правила отбора при излучении по орбитальному квантовому числу l.

4. Важное значение имеет задача определения четности волновой функции системы, состоящей из нескольких составных частей. Допустим для простоты, что система состоит из двух частей A и B. Если можно пренебречь взаимодействием между ними, то волновая функция сложной системы может быть представлена в виде

$$\Psi_{A+B} = \Psi_A \Psi_B \Psi_{l_A} \Psi_{l_B}, \tag{69.3}$$

где Ψ_A и Ψ_B — волновые функции, описывающие внутренние движения подсистем относительно их центров масс, а Ψ_{l_A} и Ψ_{l_B} — движения тех же центров масс относительно центра масс всей сложной системы. Испытание на четность полной волновой функции Ψ_{A+B} сводится к последовательному повторению того же испытания для каждой из четырех функций Ψ_A, Ψ_B, Ψ_{l_A}, Ψ_{l_B} в отдельности. Поэтому для четности всей системы можно написать

$$P_{A+B} = P_A P_B P_{l_A} P_{l_B}. \tag{69.4}$$

Чтобы определить четность сложной системы по четностям составляющих ее подсистем, надо знать явный вид волновых функций Ψ_{l_A} и Ψ_{l_B} для относительного движения центров этих подсистем. Эта задача сводится к нахождению волновой функ-

ции частицы при ее движении относительно неподвижного центра. Она решается в квантовой механике. Мы не предполагаем ее решать, а лишь заимствуем необходимые результаты из квантовой механики. В сферической системе координат положение частицы относительно неподвижного центра задается расстоянием до него r, полярным углом ϑ и азимутальным углом φ. Волновая функция частицы в такой системе имеет вид

$$\Psi_l = R(r)\, P_l^m(\cos\vartheta)\, e^{im\varphi},$$

где l и m — квантовые числа орбитального момента и его проекции на полярную ось, а $P_l^m(\cos\vartheta)$ — так называемые *присоединенные полиномы Лежандра* (1752 — 1833).

Явный вид функции $R(r)$, а также присоединенных полиномов Лежандра в рассматриваемой нами задаче не требуется. Достаточно указать, что при замене $\cos\vartheta$ на $-\cos\vartheta$ полином $P_l^m(\cos\vartheta)$ приобретает множитель $(-1)^{l-m}$. При инверсии значение радиуса r не меняется, а углы ϑ и φ заменяются соответственно на $\pi-\vartheta$ и $\varphi+\pi$, так что

$$\cos\vartheta \to \cos(\pi-\vartheta) = -\cos\vartheta, \quad e^{im\varphi} \to e^{im(\varphi+\pi)} = (-1)^m e^{im\varphi}.$$

Поэтому

$$\Psi_l \to R(r)\,(-1)^{l-m} P_l^m(\cos\vartheta)\cdot(-1)^m e^{im\varphi} = (-1)^l \Psi_l.$$

Таким образом, четность волновой функции относительного движения равна $P_l = (-1)^l$, а четность системы $A+B$

$$P_{A+B} = (-1)^{l_A}(-1)^{l_B} P_A P_B, \tag{69.5}$$

если моменты имеют определенные значения. Эта формула тривиально обобщается на случай сложной системы, состоящей из произвольного числа частей.

5. Части A и B, из которых состоит система, могут быть и элементарными частицами с отличной от нуля массой покоя. Как показывает опыт, каждая элементарная частица с точностью до слабых взаимодействий характеризуется определенной четностью, не связанной с ее движением как целого. Такая четность называется *внутренней четностью* частицы. Внутренняя четность — такое же неотъемлемое свойство частицы, как и ее спин. Частицы, у которых внутренняя четность равна $+1$, называются *четными*, а частицы с внутренней четностью -1 — *нечетными*. Правило (69.5), если пренебречь эффектами слабых взаимодействий, распространяется и на системы, состоящие из элементарных частиц (с отличными от нуля массами покоя), но с учетом их внутренних четностей. Внутренние четности протона, нейтрона и электрона могут быть заданы произвольно. Это соглашение и применяется в дальнейшем. Обычно они принимаются равными $+1$. После этого внутренние четности атома,

ядра и большинства элементарных частиц однозначно определятся из экспериментальных данных на основе закона сохранения четности.

Атомное ядро является сложной системой, состоящей из движущихся внутри него нуклонов. Если взаимодействием между ними можно пренебречь, то четность ядра будет $(-1)^{\sum l_i}$, где l_i — орбитальное квантовое число, определяющее характер движения i-го нуклона. Состояние нуклона в ядре будет четным, если его орбитальное квантовое число l четное, и нечетным в противоположном случае. Так, протоны и нейтроны в s-состоянии являются четными нуклонами, а в p-состоянии — нечетными. В качестве примера определим четность ядра $^7_3\mathrm{Li}$. В модели ядерных оболочек (см. гл. X) показывается, что это ядро в основном состоянии состоит из четырех s-нуклонов и трех p-нуклонов. Поэтому четность такого ядра равна $(-1)^3 = -1$. Напротив, α-частица состоит из четырех нуклонов в s-состоянии — ее внутренняя четность равна $+1$. Опыт показывает, что при энергиях падающего протона, меньших примерно 0,5 МэВ, ядерная реакция

$$\mathrm{p} + {}^7_3\mathrm{Li} \to \alpha + \alpha + 17{,}1 \text{ МэВ},$$

несмотря на ее высокую экзотермичность, подавлена (т. е. идет с малой вероятностью). Дело в том, что четность двух α-частиц равна $+1$. Такова же четность протона при указанных энергиях. Четность же ядра $^7_3\mathrm{Li}$ равна -1, так что в рассматриваемой реакции закон сохранения четности нарушается.

Основное состояние четно-четных ядер имеет положительную четность. Основные состояния других ядер могут быть как четными, так и нечетными. Ядра в возбужденных состояниях могут иметь различную четность, не обязательно совпадающую с четностью основного состояния. На схемах ядерных уровней обычно указываются спин и четность каждого уровня. Спин обозначается числом, а четность — знаком «+» или «—». Например, символ 2^+ означает четный уровень со спином 2, а символ $(1/2)^-$ — нечетный уровень со спином 1/2. Совокупность значений спина и четности называется *характером уровня ядра*.

6. Все изложенное относится к частицам с ненулевой массой покоя. Для фотонов, как и для всяких релятивистских частиц с нулевой массой покоя, понятия состояния с определенным значением орбитального момента l не существует. Вместо этого вводится аналог этого понятия, называемый *мультиполем*. Мультиполь электромагнитного поля — это состояние свободно распространяющегося поля, обладающего определенным полным моментом L и определенной четностью P. Для свободного фотона возможны состояния с полным моментом $L = 1, 2, 3, \ldots$ Частный случай $L = 1$ уже был подробно рассмотрен в § 37.

Состояния с нулевым полным моментом L для фотона не существует. Состояние фотона с моментом L и четностью $(-1)^L$ называется *электрическим 2^L-полем*, а состояние с таким же моментом и четностью $(-1)^{L+1}$ — *магнитным 2^L-полем*. Состояние с $L=1$ называется *дипольным*, с $L=2$ — квадрупольным, с $L=3$ — октупольным и т. д. В соответствии с этим электрический диполь и магнитный квадруполь нечетны, а магнитный диполь и электрический квадруполь — четны. Для обозначения кванта электрического мультиполя ставится буква E, которой приписывается значение полного момента L. В случае кванта магнитного мультиполя буква E заменяется на M. Например, электрический дипольный квант обозначается через $E1$, магнитный дипольный квант — через $M1$, электрический квадрупольный — через $E2$ и т. д.

Мультипольная терминология основана на классическом понятии мультиполя (см. следующий параграф). Так, при колебаниях электрического дипольного момента возникает электромагнитное излучение, которое с квантовой точки зрения состоит из $E1$ фотонов.

Если приведенная длина фотона $\lambda\!\!\!^{-} \equiv \lambda/2\pi$ много больше размеров R физической системы, с которой он взаимодействует ($R \ll \lambda\!\!\!^{-}$), то в этом взаимодействии участвуют преимущественно мультиполи наинизшего порядка, допускаемые законами сохранения момента и четности. При прочих равных условиях отношение вероятности испускания (или поглощения) электрического квантового мультиполя 2^L к соответствующей вероятности испускания (или поглощения) кванта $E1$ порядка $(R/\lambda\!\!\!^{-})^{2(L-1)}$. В случае испускания (поглощения) магнитного кванта той же мультипольности 2^L то же отношение — порядка $(R/\lambda\!\!\!^{-})^{2L}$, т. е. в $(\lambda\!\!\!^{-}/R)^2$ раз меньше. Поэтому, например, вероятности испускания квантов $E2$ и $M1$ обычно близки между собой. Это связано с тем, что по порядку величины отношение $(R/\lambda\!\!\!^{-})^2$ равно $(v/c)^2$, где v — скорость заряженной частицы в системе (например, протона в ядре), а отношение напряженностей электрического и магнитного полей, генерируемых движущимся зарядом,— порядка v/c.

Изложенное в этом пункте в равной степени применимо к мультиполям молекул, атомов, ядер и элементарных частиц. В качестве примера рассмотрим правило отбора (40.1). Оно относится к испусканию (или поглощению) при наличии в атоме одного внешнего (валентного) электрона. Испускаемый электрический дипольный фотон, как мы видели,— нечетный. Четность атома в результате испускания такого фотона меняется на множитель $(-1)^{\Delta l}$, а всей системы «атом — испущенный фотон» — на множитель $(-1)^{\Delta l \pm 1}$. Закон сохранения четности при дипольном излучении допускает только значения $\Delta l = \pm 1$. Значение $\Delta l = 0$ (хотя и допускаемое законом сохранения момента) запре-

щено законом сохранения четности. Следует, однако, еще раз подчеркнуть, что этот запрет относится к *электрическому дипольному испусканию*. Испускание электрических квадрупольных и магнитных дипольных квантов возможно и приводит к появлению в спектре так называемых запрещенных линий. Но вероятность электрического квадрупольного и магнитного дипольного испускания примерно в $(\lambda\!\!\!^{-}/R)^2$ меньше, чем вероятность электрического дипольного испускания. Она проявляется существенно только тогда, когда последнее излучение по каким-либо причинам запрещено.

За счет слабых взаимодействий волновая функция системы всегда содержит малую примесь состояния с противоположной четностью. Поэтому если, например, разрешен по четности и моменту $M1$-переход, то он будет сопровождаться слабым $E1$-переходом. Интерференция $M1+E1$ приводит к циркулярной поляризации квантов или к асимметрии их вылета по спину и против спина.

§ 70. Электрические свойства и форма ядра

1. Величины, характеризующие электрические свойства ядра, могут быть введены совершенно так же, как это делается в электростатике для системы точечных зарядов, занимающих небольшую область пространства. Поэтому нуклоны в ядре будем считать точечными, хотя это вовсе не обязательно. Во внешнем постоянном электрическом поле с потенциалом φ потенциальная энергия ядра определяется выражением

$$U = \sum_{\alpha} e\varphi(x_{\alpha i}), \tag{70.1}$$

где суммирование производится только по протонам ядра, так как нейтроны, поскольку они не имеют электрического заряда, не вносили бы в эту сумму никакого вклада. Функция $\varphi(x_{\alpha i})$ означает потенциал внешнего поля в точке нахождения протона α, а x — совокупность декартовых координат того же протона ($i = 1, 2, 3$; $x_1 \equiv x$, $x_2 \equiv y$, $x_3 \equiv z$). Таким образом, в подробной записи

$$U = \sum_{\alpha} e\varphi(x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha) = \sum_{\alpha} e\varphi(\boldsymbol{r}_\alpha). \tag{70.1а}$$

Поместим начало координат в центре масс всего ядра (т. е. учитывая и нейтроны) и примем во внимание, что на расстояниях порядка линейных размеров ядра внешнее электрическое поле меняется мало. Тогда потенциал $\varphi(x_{\alpha i})$ целесообразно разложить в степенной ряд по координатам:

$$\varphi(x_{\alpha i}) = \varphi(0) + x_{\alpha i}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)_0 + \frac{1}{2}x_{\alpha i}x_{\alpha k}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}\right)_0 + \ldots,$$

где в соответствии с общепринятой тензорной символикой по дважды встречающимся координатным индексам (но не по индексу α, который означает номер протона) производится суммирование. Подставляя это разложение в формулу (70.1), получим

$$U = \varphi(0)\sum_\alpha e + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)_0 \sum_\alpha e x_{\alpha i} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}\right)_0 \sum_\alpha e x_{\alpha i}x_{\alpha k} + \ldots \tag{70.2}$$

Первый — главный — член этой суммы давал бы энергию заряженного ядра во внешнем электрическом поле, если бы весь заряд был сконцентрирован в одной точке — начале координат. Этот член может быть записан в виде $Ze\varphi(0)$. Он характеризует электрические свойства ядра суммарно, но не дает никаких указаний относительно распределения электричества по объему ядра.

2. Второй член суммы (70.2) содержит три компоненты вектора $\boldsymbol{d} = \sum_\alpha e\boldsymbol{r}_\alpha$, где $\boldsymbol{r}_\alpha = \boldsymbol{r}_\alpha(x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha)$. Это есть *электрический дипольный момент ядра*. Выражение $\boldsymbol{d} = \sum_\alpha e\boldsymbol{r}_\alpha$, конечно, не инвариантно относительно выбора начала координат, поскольку полный заряд ядра $\sum_\alpha e$ отличен от нуля. Поэтому для однозначного определения вектора $\boldsymbol{d}$ начало координат и было выбрано не произвольно, а помещено в центре масс ядра. Можно было бы думать, что после заряда дипольный момент $\boldsymbol{d}$ является главной электрической характеристикой ядра в основном состоянии. Однако, по-видимому, центр масс ядра в основном состоянии является и центром симметрии распределения зарядов. Это значит, что каждому заряду в точке $\boldsymbol{r}$ соответствует равный по модулю и одинаковый по знаку заряд в точке $-\boldsymbol{r}$. Поэтому электрический дипольный момент ядра в основном состоянии равен нулю. В возбужденном состоянии это, вообще говоря, не так, хотя бы из-за движения нуклонов в ядре, нарушающего симметричное распределение протонов относительно центра масс ядра. (Заметим, что это не относится к магнитному моменту ядра. Классическим аналогом может служить равномерно заряженный шарик, вращающийся вокруг диаметра. В этом случае появляется магнитный дипольный момент, хотя и сохраняется полная симметрия относительно центра шарика.)

3. Из-за отсутствия электрического дипольного момента у ядра в основном состоянии главную роль во взаимодействии его с внешним электрическим полем, после самого заряда, играет третий член в формуле (70.2), определяющий *квадрупольное взаимодействие*. Следующие члены, соответствующие более высоким *мультипольным моментам*, играют малую роль и не учитываются нами. Член же с квадрупольным моментом содержит вторые производные потенциала φ по координатам, а потому квадрупольное

взаимодействие, в отличие от дипольного, в однородном электрическом поле не существует.

Преобразуем квадрупольный член в (70.2) к обычно применяемому стандартному виду. Для избежания громоздкости написания формул опустим индекс суммирования α у всех координат частиц. В силу уравнения Лапласа

$$\Delta\varphi \equiv \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} \equiv \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_k^2} = 0,$$

или

$$\delta_{ik}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k} = 0,$$

где δ_{ik} — единичный тензор ($\delta_{ik} = 1$ при $i = k$ и $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$). На основании этого

$$\frac{1}{2}\sum x_i x_k \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k} = \frac{1}{2}\sum\left(x_i x_k + \lambda\delta_{ik}\right)\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k},$$

где λ — произвольное число. Его удобно выбрать так, чтобы след тензора $(\sum x_i x_k + \lambda\delta_{ik})$, т. е. сумма его диагональных членов $\sum(x_i x_i + \lambda\delta_{ii}) = \sum(r^2 + 3\lambda)$, обратился в нуль. При таком выборе энергия квадрупольного взаимодействия ядра с внешним электрическим полем запишется в виде

$$U_{\text{квад}} = \frac{e}{6}\sum(3x_i x_k - r^2\delta_{ik})\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k},$$

или

$$U_{\text{квад}} = \frac{e}{6}Q_{ik}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}, \tag{70.3}$$

где

$$Q_{ik} = \sum(3x_i x_k - r^2\delta_{ik}). \tag{70.4}$$

В компонентах

$$\begin{aligned} Q_{xx} &= \sum(3x^2 - r^2) = \sum(2x^2 - y^2 - z^2),\\ Q_{yy} &= \sum(3y^2 - r^2) = \sum(2y^2 - z^2 - x^2),\\ Q_{zz} &= \sum(3z^2 - r^2) = \sum(2z^2 - x^2 - y^2), \end{aligned} \tag{70.5}$$

$$Q_{xy} = Q_{yx} = \sum 3xy, \quad Q_{yz} = Q_{zy} = \sum 3yz, \quad Q_{zx} = Q_{xz} = \sum 3zx.$$

Тензор Q_{ik} называется *тензором квадрупольного момента ядра*. Он обращается в нуль для сферически симметричного тела. При другом выборе постоянной λ этого бы не получилось, чем и оправдывается сделанный выбор.

Как уже говорилось в § 62, взаимодействие магнитного момента ядра с магнитным полем электронной оболочки атома вызывает сверхтонкую структуру спектральных линий. Однако такое взаимодействие не всегда достаточно для объяснения этого явления. Дополнительной причиной его является квадрупольное вза-

имодействие атомного ядра с градиентом электрического поля оболочки. Изучение сверхтонкой структуры спектральных линий и дает один из методов определения электрических квадрупольных моментов ядер. Применяются также резонансные радиоспектроскопические методы.

4. Под квадрупольным моментом ядра обычно понимают не самый тензор Q_{ik}, а *значение его наибольшей компоненты* в системе координат, в которой Q_{ik} диагонален. Если за ось Z принять соответствующую главную ось, то

$$Q = \sum (3z^2 - r^2). \tag{70.6}$$

Эта величина имеет размерность площади. Удобной единицей ее является барн, равный 10^{-24} см^2.

Различают *внешний* (или *наблюдаемый*) и *внутренний* (или *собственный*) квадрупольные моменты ядра. Внешним называется квадрупольный момент (обозначаемый через Q), измеренный в лабораторной системе координат. Внутренним называют и обозначают через Q_0 квадрупольный момент, измеренный в системе координат, вращающейся вместе с атомным ядром вокруг его центра масс. Из-за нулевых колебаний оси атомного ядра относительно лабораторной системы координат эти два момента, вообще говоря, не совпадают между собой. Внешний квадрупольный момент есть среднее значение квадрупольного момента ядра в состоянии, которое характеризуется квадратом полного момента импульса ядра $I(I+1)$ и его максимальной проекции I на выделенное направление в пространстве. Поэтому $Q_0 \geqslant Q$. Сверхтонкая структура спектральных линий и радиоспектроскопические методы, упомянутые выше, позволяют экспериментально определить только внешний квадрупольный момент. Зная Q, можно вычислить и внутренний квадрупольный момент Q_0 по формуле

$$Q = Q_0 \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+1)}, \tag{70.7}$$

которая выводится в квантовой механике. Для этого, конечно, спин ядра I должен быть отличен от 0 и 1/2. Внешний квадрупольный момент Q ядра со спином 0 или 1/2 равен нулю. О внутреннем квадрупольном моменте Q_0 в этом случае на основании формулы (70.7) ничего сказать нельзя. Однако существует и прямой метод измерения Q_0. Собственный квадрупольный момент является мерой отклонения распределения электрического заряда в ядре от сферического.

Многие ядра обладают осью симметрии вращения и имеют плоскость симметрии, перпендикулярную к этой оси и проходящую через центр масс ядра. Обычно принимают, что ядро имеет форму эллипсоида вращения. Квадрупольный момент ядра положителен, если оно имеет вытянутую форму, и отрицателен для

сплющенного ядра. Несферичность формы ядра проявляется в появлении в энергетическом спектре ядра *вращательных энергетических уровней*. Они возникают из-за вращения вокруг оси, перпендикулярной к аксиальной оси ядра. Более сложные ядра в основном состоянии могут иметь форму трехосного эллипсоида. У таких ядер энергетическая структура уровней усложняется.

Таблица 8

Внешние квадрупольные моменты некоторых атомных ядер

Ядро	Q, 10^{-24} см^2	Ядро	Q, 10^{-24} см^2	Ядро	Q, 10^{-24} см^2
$^{2}_{1}$H	+0,0027	$^{79}_{35}$Br	+0,33	$^{138}_{57}$La	+2,7
$^{10}_{5}$B	+0,074	$^{85}_{37}$Rb	+0,27	$^{175}_{71}$Lu	+5,9
$^{14}_{7}$N	+0,0071	$^{91}_{40}$Zr	−0,46	$^{179}_{72}$Hf	+3
$^{17}_{8}$O	−0,027	$^{93}_{41}$Nb	−0,3	$^{181}_{73}$Ta	+6
$^{35}_{17}$Cl	−0,084	$^{99}_{43}$Tc	+0,34	$^{204}_{81}$Bi	−0,19
$^{37}_{17}$Cl	−0,066	$^{115}_{49}$In	+1,198	$^{235}_{92}$U	+4,0
$^{69}_{31}$Ga	+0,243	$^{119}_{50}$Sn	−0,08	$^{241}_{95}$Am	+4,9

В табл. 8 приведено несколько значений экспериментально найденных внешних квадрупольных моментов ядер. У некоторых из них величины Q аномально велики и намного превосходят квадрат радиуса ядра R^2. Это указывает на значительное отклонение формы таких ядер от сферической симметрии.

ГЛАВА IX

РАДИОАКТИВНОСТЬ

* *

§ 71. Введение

1. *Радиоактивность* есть самопроизвольное изменение состава атомного ядра, происходящее за время, существенно большее характерного ядерного времени (10^{-22} с). Несколько произвольно условились считать, что изменение состава ядра должно происходить не раньше чем через 10^{-12} с после его рождения. Распады ядер часто происходят значительно быстрее, но такие распады уже не принято относить к радиоактивным. Так, при бомбардировке различных мишеней на ускорителях может возникать огромное многообразие ядер, которые мгновенно распадаются и по этой причине не могут считаться сложившимися атомными ядрами. Время 10^{-12} с, ничтожное с общежитейской точки зрения, в ядерных масштабах должно считаться очень большим. За такое время совершается множество внутриядерных процессов и ядро успевает полностью сформироваться.

Ядерные силы, действующие между нуклонами, удерживают нуклоны в ядре, поскольку эти силы являются силами притяжения. Противоположное — дестабилизирующее — действие оказывают отталкивающие кулоновские силы между протонами ядра. Под действием сил обоего рода главным образом и формируются атомные ядра.

Ядра, подверженные радиоактивным превращениям, называются *радиоактивными*, а не подверженные — *стабильными*. Такое деление условно, так как, в сущности, все ядра могут самопроизвольно распадаться, но этот процесс в разных ядрах идет с различной скоростью.

Большая часть радиоактивных ядер получена искусственно путем бомбардировки мишеней различными частицами. В этом случае образующееся радиоактивное ядро можно рассматривать как *долгоживущее составное ядро*, подверженное дальнейшему превращению. Никакой принципиальной разницы между радиоактивным распадом и превращением составного ядра нет. *Искусственная радиоактивность* впервые (в 1934 г.) наблюдалась супругами Ирен (1897—1956) и Фредериком (1900—1958) Жолио-Кюри.

Различают следующие виды радиоактивного распада: 1) α-*распад*, 2) β-*распад*, 3) *спонтанное деление* атомного ядра, 4) *протонный распад*, 5) двухпротонный распад и др.

При α-распаде из ядра спонтанно вылетает α-частица ($^4_2$He). При этом зарядовое число ядра уменьшается на две единицы и образуется новый элемент, сдвинутый относительно исходного влево на две клетки периодической системы.

Бета-распад может быть трех видов: 1) *электронный*, или β^--*распад*, 2) *позитронный*, или β^+-*распад*, 3) *электронный захват*. При β^--распаде из ядра вылетают электрон и электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$ (см. § 74, пункт 8). Массовое число ядра не меняется, а зарядовое число возрастает на единицу (сдвиг в периодической системе вправо на одну клетку). При β^+-распаде из ядра вылетают позитрон e^+ и электронное нейтрино ν_e (сдвиг в периодической системе влево на одну клетку без изменения массового числа). Позитронная радиоактивность была открыта в 1934 г. И. и Ф. Жолио-Кюри практически одновременно с открытием искусственной радиоактивности. При электронном захвате ядро захватывает электрон из электронной оболочки атома; зарядовое число, как и при β^+-распаде, уменьшается на единицу, а массовое число не меняется. Если электрон захватывается с *K*-оболочки атома, то электронный захват называют также *K-захватом*.

В 1940 г. Г. Н. Флеровым и К. А. Петржаком было открыто спонтанное деление ядер урана. Примером может служить процесс

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{139}_{54}\mathrm{Xe} + {}^{96}_{38}\mathrm{Sr} + 3^1_0\mathrm{n}.$$

У ядер с большим избытком протонов, в принципе, возможна *протонная* и даже *двухпротонная радиоактивности*, но эти процессы очень трудно обнаружить из-за сильного фона конкурирующих α- и β^+-распадов, приводящих к образованию изотопов таких же химических элементов. Протонная радиоактивность возможна лишь у небольшого числа искусственно получаемых легких ядер с относительно короткими временами жизни, которые обладают большим избытком протонов. Тем не менее, протонная и двухпротонная радиоактивности обнаружены. По мнению В. И. Гольданского (р. 1923), двухпротонная радиоактивность даже более вероятна, чем однопротонная. Дело в том, что между протонами действуют силы спаривания. В результате из ядра может вылететь не только одиночный протон, но и бипротон, т. е. два спаренных протона с противоположно направленными спинами.

Из ядра могут вылетать и нуклоны, объединенные в более крупные частицы, чем ядра ^{4}He (α-частицы), например ядра углерода. Такой процесс затруднен тем, что в исходном ядре нет готовых ядер углерода. Впрочем, и готовых α-частиц в ядре также нет — они образуются перед самым вылетом из ядра. Только формирование α-частиц несравненно более вероятно, чем формирование ядер углерода. Тем не менее, в 1984 г. в Оксфордском университете было зафиксировано самопроизвольное превра-

щение нестабильных изотопов радия в свинец с испусканием ядер изотопа углерода ^{14}C:

$$^{222}_{88}Ra \to {}^{208}_{82}Pb + {}^{14}_{6}C, \quad {}^{223}_{88}Ra \to {}^{209}_{82}Pb + {}^{14}_{6}C, \quad {}^{224}_{88}Ra \to {}^{210}_{82}Pb + {}^{14}_{6}C.$$

Все ядра изотопов ^{222}Ra, ^{223}Ra и ^{224}Ra радиоактивны с периодами полураспадов соответственно 39 с, 11,7 дня и 3,6 дня. Вероятность вылета ядра ^{14}C примерно в 10^{10} раз меньше вероятности вылета α-частицы. Поэтому экспериментально зафиксировать распад рассматриваемых ядер радия с вылетом ядер ^{4}C необычайно трудно. То обстоятельство, что одним из продуктов распада является изотоп углерода ^{14}C, а не ^{12}C, можно объяснить тем, что энергетически выгодно, чтобы образовалось дважды магическое ядро $^{208}_{82}Pb$ или соседние с ним ядра (см. § 78). В 1985 г. в Дубне, а также группой американских физиков были открыты распады с излучением еще более тяжелых ядер — ядер неона:

$$^{233}_{92}U \to {}^{209}_{82}Pb + {}^{24}_{10}Ne, \quad {}^{233}_{92}U \to {}^{208}_{82}Pb + {}^{25}_{10}Ne,$$
$$^{232}_{92}U \to {}^{208}_{82}Pb + {}^{24}_{10}Ne, \quad {}^{231}_{91}Pa \to {}^{207}_{81}Tl + {}^{24}_{10}Ne.$$

Вероятность первых трех процессов примерно в 10^{12}, а последнего — в 10^{11} раз меньше вероятности α-распада.

В результате радиоактивного распада ядер, образующихся при делении материнского ядра, образуются нейтроноизбыточные возбужденные ядра. При их распаде образуются так называемые *запаздывающие нейтроны*. Такой процесс соблазнительно назвать *нейтронной радиоактивностью*. Однако это не делается, так как снятие возбуждения путем испускания нейтронов происходит практически мгновенно.

2. В процессе радиоактивного распада, конечно, должен выполняться закон сохранения энергии. Если начальное ядро неподвижно, то этот закон можно записать в виде

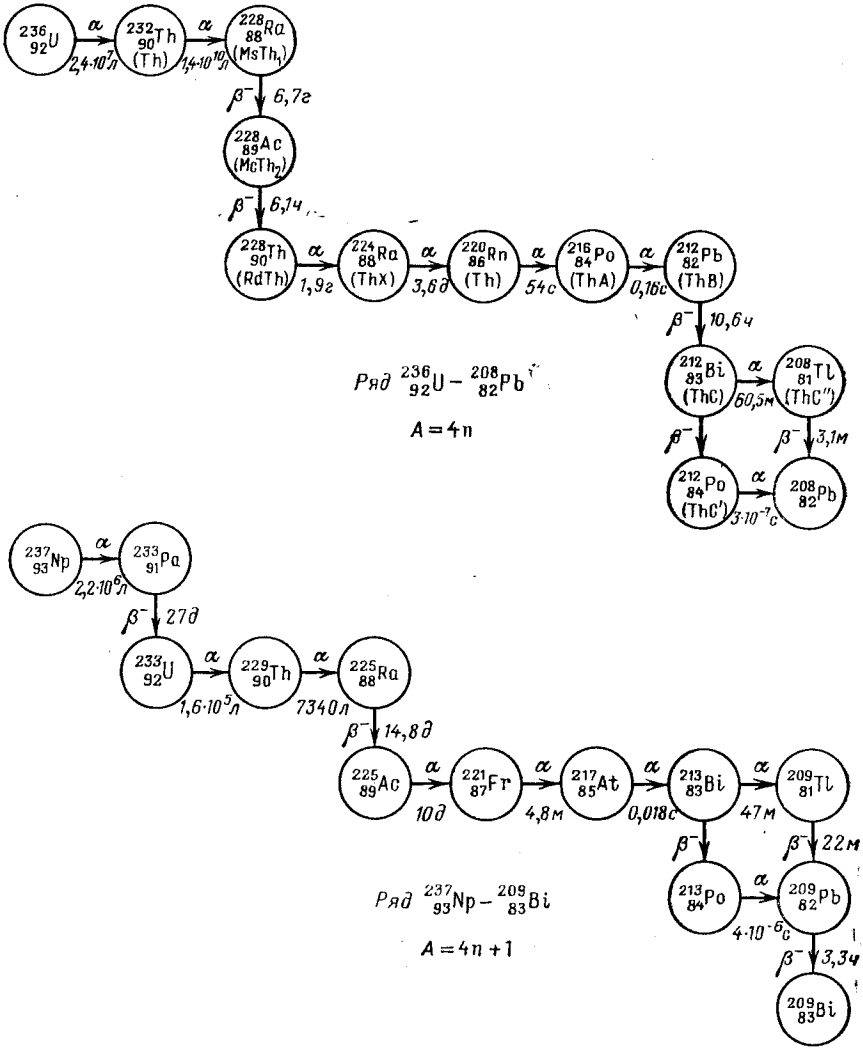
$$M_{\text{нач}}c^2 = M_{\text{кон}}c^2 + \sum_i M_i c^2 + \mathscr{E}, \qquad (71.1)$$

где $M_{\text{нач}}$ и $M_{\text{кон}}$ — массы начального и конечного ядер, M_i — массы образовавшихся частиц, $\mathscr{E}$ — кинетическая энергия, выделившаяся при радиоактивном распаде. Самопроизвольно могут идти только реакции с выделением энергии, а потому энергия $\mathscr{E}$ существенно положительна. Таким образом, радиоактивный распад возможен лишь тогда, когда $M_{\text{нач}} > M_{\text{кон}} + \sum M_i$. Это условие необходимо, но не достаточно, так как для возможности процесса, помимо закона сохранения энергии, должны выполняться и другие законы сохранения (импульса, момента импульса, электрического, барионного и лептонного зарядов и пр.).

3. Все α- и β-радиоактивные элементы можно разделить на четыре радиоактивных ряда, или радиоактивных семейства.

Таблица 9

Радиоактивные семейства

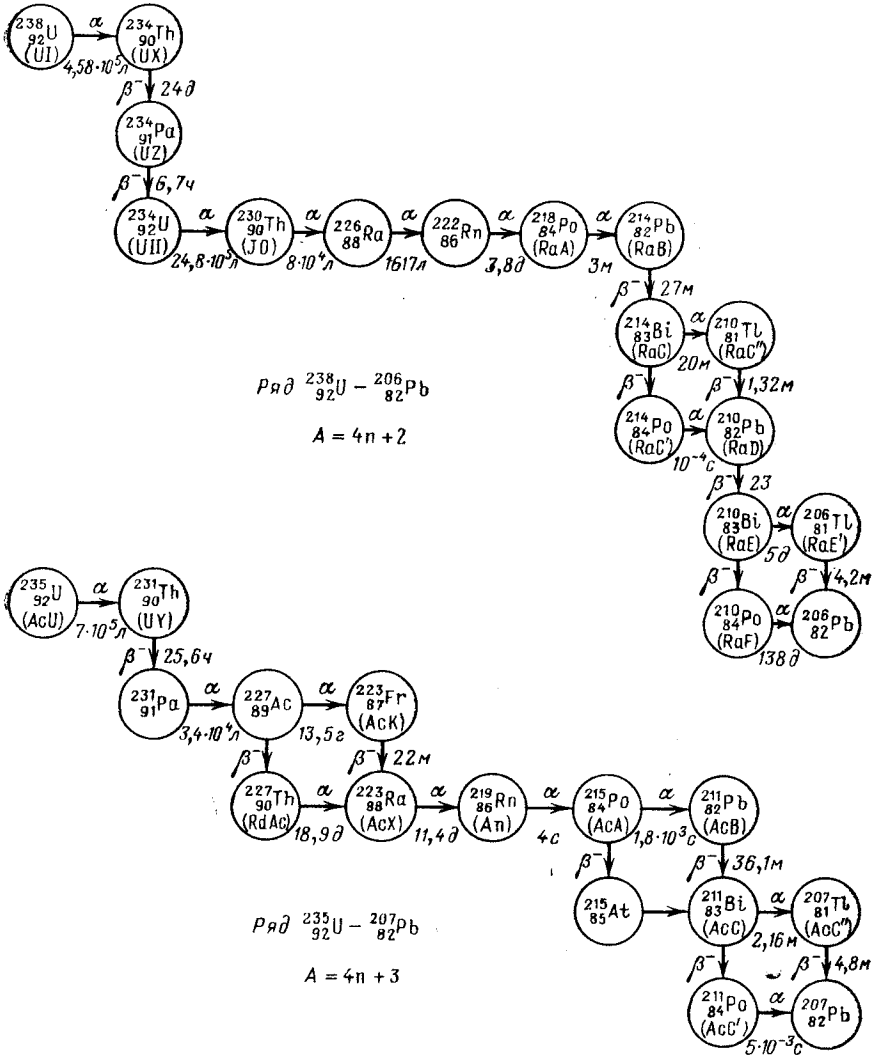


В каждом ряду массовое число A выражается формулой

$$A = 4n + C, \qquad (71.2)$$

где C — постоянная для рассматриваемого ряда величина, а n — переменное целое число. Каждый элемент ряда получается из предыдущего путем α- или β-превращения. Поэтому в каждом

Таблица 9 (продолжение)



ряду два соседних элемента имеют либо одинаковые массовые числа, либо эти числа отличаются на четыре. Значению $C = 0$ ($n \leqslant 59$) соответствует ряд тория, $C = 1$ ($n \leqslant 60$) — ряд нептуния, $C = 2$ ($n \leqslant 60$) — ряд урана, $C = 3$ ($n \leqslant 59$) — ряд актиноурана. Ряд с $C = 1$ (нептуния) состоит из изотопов, не встречающихся в природе, но получающихся искусственно.

4. Все четыре радиоактивных ряда представлены в табл. 9. Рассмотрим в качестве примера ряд урана. Он начинается с α-радиоактивного изотопа урана ^{238}U *). Испытав α-распад с периодом полураспада $4{,}56 \cdot 10^9$ лет, этот изотоп переходит в β⁻-активный изотоп тория $^{234}_{90}Th$. После последовательных двух β⁻-распадов последнего с периодами полураспада 24 дня и 6,74 часа получается другой радиоактивный изотоп урана $^{234}_{92}U$ с периодом полураспада $2{,}48 \cdot 10^5$ лет. Он последовательно претерпевает пять α-превращений. Среди радиоактивных изотопов, получающихся в результате этих превращений, содержится и α-радиоактивный изотоп радия $^{226}_{88}Ra$ с периодом полураспада 1617 лет, за которым следует радиоактивный газ радон $^{222}_{86}Rn$, и т. д. Заметим, что радиоактивные изотопы $^{214}_{83}Bi$ и $^{210}_{83}Bi$ могут переходить соответственно в $^{210}_{82}Pb$ и в $^{206}_{82}Pb$ двумя различными путями, указанными в табл. 9. Ряд урана заканчивается стабильным изотопом свинца $^{206}_{82}Pb$. Аналогичное строение имеют и остальные радиоактивные ряды. В естественных рядах тория и актиноурана содержатся другие изотопы радия и радона. Все естественные радиоактивные ряды заканчиваются различными стабильными изотопами свинца $^{208}_{82}Pb$, $^{206}_{82}Pb$, $^{207}_{82}Pb$. Существование трех различных стабильных изотопов свинца указывает на особую устойчивость ядер свинца, содержащих магическое число протонов — 82.

На самом тяжелом элементе, встречающемся на Земле в естественных условиях, уране $_{92}U$ периодическая система элементов не кончается, как об этом уже указывалось в § 47. Однако все трансурановые, т. е. заурановые, элементы радиоактивны. Период полураспада наиболее долгоживущего изотопа плутония $^{239}_{94}Pu$ например, составляет 24 000 лет. Если такие элементы и существовали когда-то на Земле в естественных условиях, то за время существования Земли они полностью исчезли из-за радиоактивных превращений. Все трансурановые элементы получаются искусственным путем. С учетом этих элементов радиоактивные ряды, представленные в табл. 9, могут быть продолжены в сторону бо́льших Z. И все элементы тяжелее свинца и висмута, в конце концов, правда в отдаленном будущем, должны исчезнуть на Земле, если только к этому времени сама Земля еще будет существовать. Наличие в настоящее время таких элементов является одним из подтверждений ограниченного возраста Земли, который по различным оценкам составляет приблизительно 4—4,5 млрд лет.

О способах получения трансурановых элементов будет сказано в § 94.

*) В табл. 9 в скобках указаны обозначения изотопов, использующиеся в радиохимии.

§ 72. Законы радиоактивного распада

1. Радиоактивный распад — *явление статистическое*. Все предсказания, которые могут быть сделаны на основе законов радиоактивного распада, носят принципиально *вероятностный характер*. Нельзя сказать, какие атомы в радиоактивном образце распадутся за рассматриваемое время. Но можно практически с полной достоверностью предсказать, сколько атомов распадется за это время. Например, в случае радона половина атомов распадется за 3,8 дня. И это вероятностное предсказание будет выполняться тем точнее, чем с большим количеством радона имеют дело.

Вероятность распада ядра за единицу времени называется *постоянной распада* λ радиоактивных ядер данного сорта. Это значит, что из N имеющихся радиоактивных ядер за единицу времени в среднем распадается λN, а за время dt — $\lambda N\,dt$ ядер. Величина λN называется *активностью* радиоактивного источника (радиоактивностью). Старейшей, до сих пор наиболее употребительной единицей радиоактивности является *кюри* (Ки) и ее дольные единицы: *милликюри* (1 мКи $= 10^{-3}$ Ки) и *микрокюри* (1 мкКи $= 10^{-6}$ Ки). По первоначальному определению кюри есть активность одного грамма изотопа радия $^{226}_{88}$Ra. Однако для удобства измерений это определение в дальнейшем было заменено следующим:

$$1\ \text{Ки} = 3{,}700 \cdot 10^{10}\ \text{расп/с (точно)}.$$

Активность же грамма радия лишь приближенно составляет 1 Ки. Естественной единицей активности является 1 распад в секунду. Эта единица получила название *беккерель* (Бк) и принята в Международной системе СИ. В литературе употребляется также единица *резерфорд*: 1 Рд $= 10^6$ Бк.

Поскольку радиоактивные превращения совершаются внутри ядра, внешние условия (температура, давление, химические реакции и пр.) на ход радиоактивных превращений практически не оказывают никакого влияния. Во всяком случае такое влияние не удалось обнаружить самыми точными способами, которыми располагала физика до открытия эффекта Мёссбауэра. В частности, не удавалось обнаружить зависимости от внешних условий постоянной радиоактивного распада λ. Исключением являлся только e-захват. Для него еще до использования мёссбауэровской спектроскопии была обнаружена очень слабая зависимость величины λ от внешних условий. Но в этом случае явление определяется не только тем, что происходит внутри ядра, но и в ближайших к нему участках электронной оболочки. Только методами мёссбауэровской спектроскопии (см. § 76) удалось отчетливо обнаружить влияние электронной оболочки атома на явления, происходящие внутри атомного ядра. Но в громадном большинстве

случаев это влияние не играет никакой роли. Постоянная λ не зависит и от времени. Образно говоря, радиоактивные ядра могут только умирать, но они никогда не стареют.

2. После этих замечаний сформулируем *основной закон радиоактивного распада.* Пусть N — число (очень большое) радиоактивных ядер в момент времени t, а $N+dN$ — в более поздний момент $t+dt$. Величина dN отрицательна, поскольку ядра могут только распадаться, т. е. число их убывает. На основании изложенного выше

$$dN = -\lambda N\, dt. \tag{72.1}$$

Поскольку λ не зависит от времени, после интегрирования получаем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{72.2}$$

т. е. число нераспавшихся ядер убывает во времени экспоненциально. Время t можно отсчитывать от любого момента, принимаемого за начальный. Постоянная N_0 означает число нераспавшихся ядер в начальный момент времени. Формула (72.2) и выражает основной закон радиоактивного распада. Разумеется, она относится к тем атомам радиоактивного вещества, которые могут только распадаться, но не могут появляться или исчезать в результате каких-либо других процессов.

Постоянную распада λ можно выразить через *среднее время жизни* радиоактивного ядра. Так как за промежуток времени между t и $t+dt$ распадается $-dN$ ядер, то можно сказать, что каждое из этих ядер «живет» время t, считая от начала отсчета времени. Суммарное время жизни этих $-dN$ ядер составляет $-t\, dN$, а суммарное время жизни всех N_0 ядер определяется интегралом

$$-\int_{N_0}^{0} t\,dN = \lambda \int_0^\infty tN dt = \lambda N_0 \int_0^\infty te^{-\lambda t} dt = \frac{N_0}{\lambda}.$$

Таким образом, среднее время жизни одного радиоактивного ядра будет $\tau = (N_0/\lambda) : N_0$, т. е.

$$\tau = 1/\lambda. \tag{72.3}$$

Оно не зависит от выбора начала отсчета времени. Это вполне естественно, поскольку все моменты времени в отношении радиоактивного распада полностью равноправны. Различные моменты характеризуются различными значениями полного числа радиоактивных ядер N, но относительное число ежесекундно распадающихся ядер $-\dot{N}/N$ одно и то же для всех моментов времени и равно постоянной распада λ. Заметим еще, что время τ для сокращения обычно называют просто *временем жизни* ядра, опуская прилагательное «среднее».

С введением времени жизни формула (72.1) представится в виде

$$N = N_0 e^{-t/\tau}. \tag{72.4}$$

Время $T_{1/2}$, по истечении которого число наличных радиоактивных атомов убывает в два раза, называется *периодом* или *временем полураспада*. Для его определения на основании (72.4) получим

$$N = N_0/2 = N_0 e^{-T_{1/2}/\tau},$$

откуда

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0{,}6931\tau. \tag{72.5}$$

Если одновременно происходят два конкурирующих процесса, так что ядра N могут одновременно испускать частицы одного сорта N_1, согласно уравнению $dN_1 = -\lambda_1 N\, dt$, и частицы другого сорта N_2, согласно уравнению $dN_2 = -\lambda_2 N_2\, dt$, то

$$dN = dN_1 + dN_2 = -(\lambda_1 + \lambda_2) N\, dt.$$

Отсюда следует, что обратная величина «результирующего» времени жизни τ равна сумме обратных величин времен жизни τ_1 и τ_2 обоих конкурирующих процессов:

$$1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2.$$

3. При радиоактивном распаде ядер исходного вещества могут возникать новые радиоактивные ядра. В таком случае первые ядра называются *материнскими*, а вторые — *дочерними*. Обозначим числа этих ядер соответственно через N_1 и N_2, а их постоянные распада — через λ_1 и λ_2. Тогда изменения N_1 и N_2 будут описываться уравнениями

$$dN_1/dt = -\lambda_1 N_1, \qquad dN_2/dt = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2. \tag{72.6}$$

Первое из этих уравнений с точностью до обозначений полностью совпадает с (72.1), поскольку число N_1 может только убывать за счет радиоактивного распада материнских ядер. При этом из каждого материнского ядра возникает дочернее ядро. Это обстоятельство учитывается первым слагаемым в правой части второго уравнения системы (72.6). Другое же слагаемое $(-\lambda_2 N_2)$ учитывает убыль дочерних ядер из-за их радиоактивного распада.

Если дочерние ядра также радиоактивны, то при их распаде возникают новые ядра, число которых обозначим через N_3, а постоянную распада — через λ_3. В этом случае к системе уравнений (72.6) добавляется третье уравнение

$$dN_3/dt = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \tag{72.7}$$

и т. д.

Важнейшим является случай системы уравнений (72.6), когда рассматриваются только материнские и соответствующие им

дочерние также радиоактивные ядра. Этим случаем мы и ограничимся. Решение системы уравнений (72.6) имеет вид

$$N_1 = N_{10}e^{-\lambda_1 t}, \tag{72.8}$$

$$N_2 = N_{10}\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}e^{-\lambda_1 t} + \left(N_{20} - N_{10}\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}\right)e^{-\lambda_2 t}, \tag{72.9}$$

где N_{10} и N_{20} — начальные значения чисел атомов N_1 и N_2 материнского и дочернего вещества. В частном случае, когда в начальный момент дочернее вещество еще не образовалось ($N_{20} = 0$), формула (72.9) упрощается и переходит в

$$N_2 = N_{10}\frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right). \tag{72.10}$$

Полное число атомов $N_1 + N_2$, как видно из формул (72.8) и (72.10), не сохраняется, если только дочерние ядра испытывают распад ($\lambda_2 \neq 0$). Но если дочерние ядра не распадаются ($\lambda_2 = 0$), то из тех же формул получается $N_1 + N_2 = N_{10} = \text{const}$, т. е. полное число атомов $N_1 + N_2$ сохраняется. Тот же результат немедленно получается, если почленно сложить уравнения (72.6) и учесть, что $\lambda_2 = 0$. Аналогично, если не распадаются ядра, возникающие из дочерних ($\lambda_3 = 0$), то сложением уравнений (72.6) и (72.7) получим $N_1 + N_2 + N_3 = \text{const}$, и т. д.

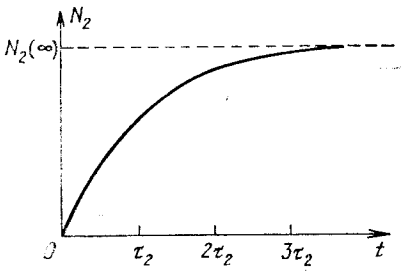


Рис. 126

Особенно важным является случай, когда материнское вещество — долгоживущее, а дочернее вещество по сравнению с ним распадается быстро ($\lambda_1 \ll \lambda_2$), причем время наблюдения t пренебрежимо мало по сравнению с временем жизни τ_1 материнского вещества ($\lambda_1 t \ll 1$). За это время изменением N_1 можно пренебречь, т. е. N_1 считать величиной постоянной. В таком случае из (72.8) и (72.10) получается

$$N_1 = \text{const}, \qquad N_2 = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2}\left(1 - e^{-\lambda_2 t}\right), \tag{72.11}$$

так как величиной λ_1 в знаменателе формулы (70.10) можно пренебречь. Число атомов N_2 при $t \to \infty$ асимптотически стремится к насыщению $N_2(\infty) = \lambda_1 N_1/\lambda_2$. Насыщение наступает практически через промежуток времени $t \approx 3\tau_2$ (рис. 126). Таким образом, в состоянии насыщения выполняется условие

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \tag{72.12}$$

Это равенство называют также *условием радиоактивного равновесия*. Как видно из (72.6), физический смысл его состоит в том, что распад атомов дочернего вещества в любой момент времени компенсируется увеличением их числа за счет распада атомов материнского вещества.

4. Статистический закон радиоактивного распада при наличии очень большого количества радиоактивных атомов — практически абсолютно точный закон. На его принципе работают «атомные часы», служащие в некоторых случаях, например в геологии или археологии, для измерения промежутков времени. Опишем два применения радиоактивности с этой целью.

Для оценки возраста мертвых организмов (древесины, костей животных и пр.), не превышающего примерно 50 000 лет, используется радоактивный изотоп углерода $^{14}_{6}C$. Испытывая β-распад, он превращается в азот $^{14}_{7}N$. Период полураспада для $^{14}_{6}C$ составляет 5800 лет. Зная первоначальное количество атомов $^{14}_{6}C$ в образце и измерив оставшееся количество их, можно вычислить время, прошедшее с момента появления образца. Радиоактивный изотоп $^{14}_{6}C$ образуется в верхних слоях атмосферы при столкновениях нейтронов, образовавшихся под действием космических лучей, с ядрами атомов азота $^{14}_{7}N$, составляющими основную часть атомов воздуха (см. § 103, пункт 12). Образовавшийся углерод $^{14}_{6}C$ быстро попадает в нижние слои атмосферы, где перемешивается с обычным углеродом $^{12}_{6}C$. Обычный нерадиоактивный углерод $^{12}_{6}C$ поглощается животными и растениями, а вместе с ним поглощается и небольшое количество радиоактивного изотопа $^{14}_{6}C$. Можно считать, что за времена геологического порядка интенсивность космических лучей в земной атмосфере не изменилась. А так как по сравнению с этими временами период полураспада $^{14}_{6}C$ (5800 лет) относительно мал, то в земной атмосфере установилось равновесное соотношение между радиоактивным $^{14}_{6}C$ и нерадиоактивным $^{12}_{6}C$ изотопами углерода, когда вместо каждого распадающегося радиоактивного атома $^{14}_{6}C$ космические лучи в среднем порождают такой же новый атом. Это соотношение примерно одинаково и в живом организме, поскольку последний частично состоит из атмосферного углерода. После гибели организма он, естественно, не в состоянии больше поглощать ни углерод ^{12}C, ни углерод ^{14}C. При этом количество углерода ^{12}C, накопленного организмом в течение времени жизни, остается неизменным, тогда как половина атомов ^{14}C убывает за каждые 5800 лет. По меняющемуся соотношению между количествами углерода ^{12}C и ^{14}C и можно относительно точно определить возраст мертвого организма.

Второй пример касается определения возраста Земли. Принципиальное (но численно грубое) решение его было дано еще

на заре исследований явления радиоактивности. «Атомными часами», пригодными для решения подобных вопросов, могут служить долгоживущие ядра ^{238}U (период полураспада 4,56 млрд лет) и ^{232}Th (период полураспада 14 млрд лет). Конечными продуктами их радиоактивного распада являются соответственно стабильные изотопы свинца ^{206}Pb и ^{208}Pb. Они называются *радиогенными* в отличие от так называемого изначального свинца ^{204}Pb, не являющегося конечным продуктом радиоактивных превращений. Если ввести предположение, что весь радиогенный свинец получился в результате радиоактивного распада урана и тория, то можно вычислить возраст Земли. Для надежного вычисления надо точно измерить количество различных изотопов радиогенного свинца, содержащихся, например, в радий-урановых рудах. В настоящее время такой метод дает для возраста Земли приблизительно 4,5 млрд лет. Конечно, в основе этого метода лежит *предположение*, что в момент возникновения Земли на ней не существовало радиогенного свинца. Однако определение возраста Земли, основанное на этом предположении, хорошо согласуется с другими методами.

ЗАДАЧИ

1. Через равные малые промежутки времени производится счет α-частиц долгоживущего радиоактивного препарата. Найти вероятность P_n того, что в одном из этих промежутков времени будет зарегистрировано n α-частиц, если среднее число зарегистрированных в одном промежутке времени α-частиц равно $\bar{n}$.

Решение. Пусть за длительный промежуток времени радиоактивный препарат испустил всего N α-частиц, причем за это время его количество практически не изменилось. Обозначим через p вероятность того, что атом радиоактивного вещества испустил α-частицу в рассматриваемый промежуток времени. Тогда вероятность испускания во все остальные промежутки времени будет $1-p$. Искомая вероятность определится соотношением

$$P_n = \frac{N!}{n!\,(N-n)!}\,p^n(1-p)^{N-n} = \frac{N!}{n!\,(N-n)!}\left(\frac{\bar{n}}{N}\right)^n\left(1-\frac{\bar{n}}{N}\right)^{N-n}.$$

При $N \to \infty$ это выражение асимптотически переходит в формулу Пуассона

$$P_n = \frac{(\bar{n})^n}{n!}\,e^{-\bar{n}}. \qquad (72.13)$$

В самом деле,

$$P_n = \left[\frac{N(N-1)\ldots(N-n+1)}{N^n}\right]\frac{\bar{n}^n}{n!}\left(1-\frac{\bar{n}}{N}\right)^{-(N/\bar{n})\bar{n}(n-N)/N}.$$

Асимптотически при $N \to \infty$

$$\left(1-\frac{\bar{n}}{N}\right)^{-N/\bar{n}} = e,$$

выражение в квадратных скобках стремится к 1, а дробь $(n-N)/N$ — к -1. В результате получается формула (72.13).

2. В настоящее время в природном уране содержится 99,28 % ^{238}U и 0,72 % ^{235}U. Вычислить возраст Земли t в предположении, что в момент образования Земли количества ^{238}U и ^{235}U были одинаковыми.

Ответ. $t=\dfrac{\ln(N^{238}/N^{235})}{\lambda^{235}-\lambda^{238}}\approx\dfrac{1}{\lambda^{235}}\ln(N^{238}/N^{235})\approx\tau^{235}\ln(N^{238}/N^{235})=$
$=T_{1/2}^{235}\dfrac{\ln(N^{238}/N^{235})}{\ln 2}\approx 5{,}5\cdot10^{9}$ лет.

3. Период полураспада ^{234}U равен $T_{1/2}^{234}=2{,}48\cdot10^{5}$ лет. Какое количество атомов ^{234}U осталось бы на Земле в настоящее время, если бы происходил только процесс радиоактивного распада этого элемента? Как объяснить, что в природном уране содержится примесь ^{234}U в количестве 0,055 %? Возраст Земли $t=4{,}5\cdot10^{9}$ лет.

Ответ. $N=N_0e^{-t/\tau}=N_0e^{-t\ln 2/T_{1/2}}=N_0\cdot10^{-5460}$, где N_0 — количество атомов ^{234}U в момент образования Земли. Если даже предположить, что в этот момент Земля состояла только из ^{234}U, то и тогда на Земле уже давно не осталось бы ни одного атома ^{234}U. Изотоп ^{234}U существует на Земле благодаря α-распаду ^{238}U и β^--распаду ^{234}Th и ^{234}Pa.

§ 73. Альфа-распад

1. Альфа-распад есть *самопроизвольный процесс* испускания ядрами α-частиц, в результате которого массовое число ядра A уменьшается на четыре, а зарядовое число Z уменьшается на два:

$$^{A}_{Z}\mathrm{X}\to{}^{A-4}_{Z-2}\mathrm{X}+{}^{4}_{2}\mathrm{He}. \tag{73.1}$$

В настоящее время известно более двухсот α-активных ядер, из которых большинство получается искусственно.

Чтобы α-распад происходил, необходимо (но недостаточно), чтобы энергия связи исходного материнского ядра была меньше суммы энергий связи дочернего ядра и испускаемой α-частицы. При выполнении этого условия кинетическая энергия Q, выделяющаяся при α-распаде, определяется соотношением

$$Q=\mathscr{E}_{\text{св}}(A-4,\ Z-2)+\mathscr{E}_{\text{св}}(\alpha)-\mathscr{E}_{\text{св}}(Z,\ A). \tag{73.2}$$

В основном Q есть кинетическая энергия α-частицы, поскольку масса дочернего ядра всегда много больше массы α-частицы. Предполагается, конечно, что материнское ядро неподвижно.

Альфа-распад возможен только при $Q>0$ и невозможен в противоположном случае. Возьмем в качестве примера изотопы урана $^{234}_{92}$U и тория $^{230}_{90}$Th. Табличные значения энергий связи этих ядер равны соответственно $\mathscr{E}_{\text{св}}(92,234)=1\,778\,630$ кэВ, $\mathscr{E}_{\text{св}}(90,230)=1\,755\,190$ кэВ. Энергия связи α-частицы $U_{\text{св}}(\alpha)=28\,296{,}10$ кэВ. По формуле (73.2) находим, что в процессе распада ядра ^{234}U на ядро ^{230}Th и α-частицу выделяется энергия $Q=4856$ кэВ. Она положительна, а потому указанный процесс энергетически возможен. И действительно он идет: уран ^{234}U превращается в ^{230}Th с испусканием α-частицы. Кинетическая

энергия Q распределяется обратно пропорционально массам образовавшихся частиц: α-частица уносит энергию 4773, а ядро ^{230}Th — только 83 кэВ.

Условие $Q>0$ можно представить в другой форме. Обозначим средние энергии связи, приходящиеся на один нуклон ядра, малыми буквами e. Тогда формула (73.2) преобразуется в

$$Q=(A-4)e_{\text{д}}-Ae_{\text{м}}+4e_{\alpha}=A(e_{\text{д}}-e_{\text{м}})+4(e_{\alpha}-e_{\text{д}}),$$

где индексы α, м, д относятся соответственно к α-частице, материнскому и дочернему ядрам. Условие $Q>0$ приводится к виду

$$e_{\text{д}}-e_{\text{м}}>(4/A)(e_{\text{д}}-e_{\alpha}). \qquad (73.3)$$

Для α-частицы $e_{\alpha}=\mathscr{E}_{\text{св}}(\alpha)/4=7074$ кэВ. В приведенном выше примере $e_{\text{м}}=7601$ кэВ, $e_{\text{д}}=7631$ кэВ, так что условие (73.3) выполняется.

Для всех ядер, если не считать самые легкие, энергия связи, приходящаяся на один нуклон, заметно превосходит e_{α} (это видно из только что приведенного примера). Поэтому для возможности α-распада необходимо выполнение условия $e_{\text{д}}>e_{\text{м}}$, т. е. каждый нуклон в дочернем ядре должен быть в среднем связан более прочно, чем в материнском. С возрастанием массового числа средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, должна убывать, и притом настолько быстро, чтобы выполнялось условие (73.3). Это действительно происходит, и причина этого в том, что с возрастанием Z увеличивается относительная роль кулоновского отталкивания, уменьшающего энергию связи ядра.

2. Характерной особенностью α-распада является очень сильная зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии $\mathscr{E}_{\alpha}$ вылетающей α-частицы. Уменьшение $\mathscr{E}_{\alpha}$ всего на 1 % может увеличить период $T_{1/2}$ в 10 раз, а уменьшение $\mathscr{E}_{\alpha}$ на 10 % может увеличить $T_{1/2}$ на 2—3 порядка. Периоды полураспада α-активных ядер изменяются в широчайших пределах. Так, для изотопа свинца $^{204}_{82}$Pb $T_{1/2}=14\cdot10^{17}$ лет, а для изотопа радона $^{215}_{86}$Rn $T_{1/2}=10^{-6}$ с. Энергии же вылетающих α-частиц заключены в довольно узких пределах, а именно 4—9 МэВ для тяжелых ядер и 2—4,5 МэВ для ядер редкоземельных элементов.

Связь между величинами $T_{1/2}$ и $\mathscr{E}_{\alpha}$ была эмпирически установлена Гейгером и Неттолом еще в 1911—1912 гг. и получила название *закона Гейгера — Неттола*. Физический смысл этого закона был понят только после того, как к теории α-распада была применена квантовая механика (см. пункт 10). В современной форме закон Гейгера — Неттола имеет вид

$$\lg T_{1/2}=C+D/\sqrt{\mathscr{E}_{\alpha}}, \qquad (73.4)$$

где C и D — постоянные, не зависящие от A и слабо меняющиеся с изменением Z. Закон (73.4) хорошо подтверждается для четно-

четных ядер. Если $T_{1/2}$ измерять в секундах, а $\mathcal{E}_\alpha$ в мегаэлектронвольтах, то при некоторых Z для таких ядер величины C и D имеют значения, приведенные в табл. 10. Для нечетных ядер наблюдаются отступления от закона (73.4), иногда очень значительные. Отношение $T_{1/2}^{\text{эксп}}/T_{1/2}^{\text{расч}}$ изменяется от единицы до нескольких тысяч (см. пункт 14).

Таблица 10

Z	C	G
84	— 50,15	128,8
90	— 51,94	139,4
98	— 55,40	154,7

3. Чтобы выяснить, для каких элементов периодической системы возможна α-радиоактивность с энергетической точки зрения, представим графически зависимость экспериментально найденной энергии Q α-распада от массового числа A. Рис. 127 дает такую зависимость для наиболее устойчивых (β-стабильных) изобаров, соответствующих рассматриваемому массовому числу A. Тонкие наклонные прямые линии позволяют приближенно определить энергию α-распада, какой она должна была бы быть,

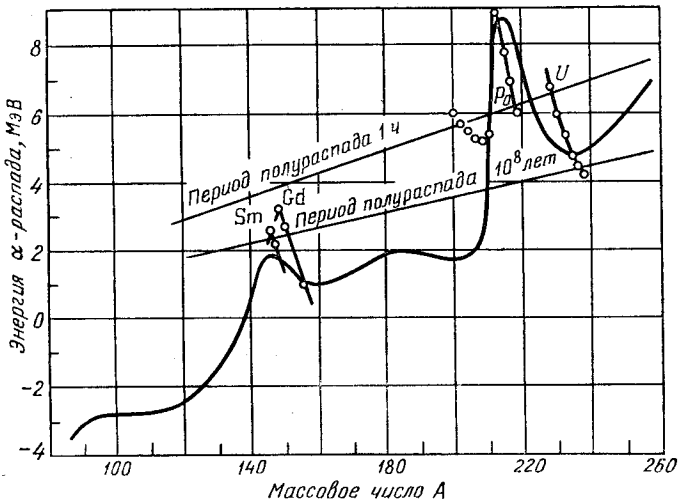


Рис. 127

если бы период полураспада составлял 1 час и 10^8 лет соответственно. Видно, что α-распад становится энергетически возможным только при $A \geqslant 140$. Далее, видно, что кривая имеет два резко выраженных максимума. В этих максимумах и их окрестностях, в соответствии с законом Гейгера — Неттола, период полураспада минимален. В остальных случаях период полураспада получается слишком большим и α-распад практически невозможно наблюдать. Один максимум лежит в области тяжелых элементов, другой — в области редкоземельных элементов. Для этих

элементов (в основном тяжелых) и наблюдается α-радиоактивность. Максимум в окрестности $A = 145$ связан с заполнением нейтронной оболочки до магического числа $N = A - Z = 82$, а максимум при $A = 215$ — с заполнением протонной оболочки до того же магического числа $Z = 82$. Заполненным оболочкам, как известно, соответствуют максимальные энергии связи, чем и объясняется происхождение максимумов на кривой рис. 127.

Более полные выводы можно получить, если рассмотреть дополнительные данные, относящиеся к энергии α-распада для различных изотопов одного и того же элемента. Это сделано на

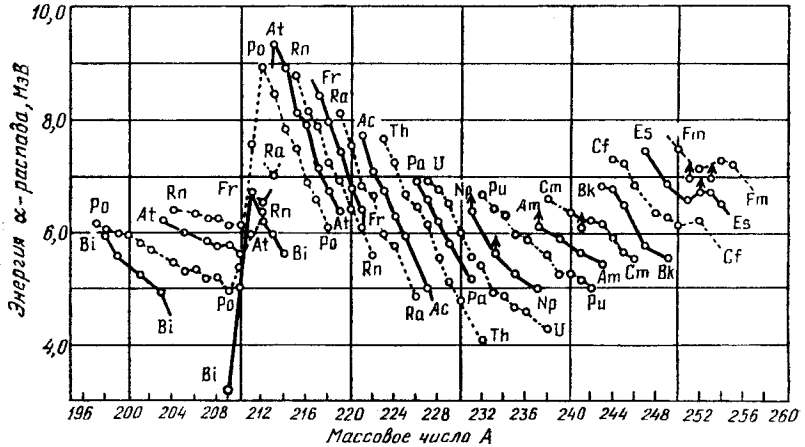


Рис. 128

рис. 128 для тяжелых элементов. Различные изотопы одного и того же элемента соединены поочередно сплошными и штриховыми линиями. Светлые точки с направленными вверх стрелками соответствуют случаям, когда энергия α-распада установлена недостаточно точно.

4. Уменьшенное содержание нейтронов в ядре по сравнению с нормальным или равновесным (дефицит нейтронов) способствует α-распаду, поскольку оно увеличивает относительную роль кулоновского отталкивания между протонами ядра. Противоположно действует относительный избыток нейтронов. Так, редкоземельный элемент гольмий имеет единственный стабильный изотоп $^{165}_{67}$Ho, содержащий 98 нейтронов, тогда как его α-активные изотопы ^{152}Ho, ^{153}Ho, ^{154}Ho, ^{155}Ho нейтронодефицитны: в них числа нейтронов лежат между 85 и 88. Дефицит нейтронов в ядре может уменьшаться за счет процессов α-распада, позитронного β^+-распада и e-захвата электронов электронной оболочки, которые часто конкурируют между собой. Примером могут служить упомянутые выше изотопы гольмия, в которых периоды

полураспада по отношению к этим трем процессам сравнимы между собой.

Для ядер, перегруженных нейтронами, в конкуренцию вступает электронный β^--распад. Таким образом, приближение чисел протонов и нейтронов в ядре к их нормальным (равновесным) значениям может идти за счет всех упомянутых процессов: α-распада, $\beta^\pm$-распада и e-захвата. Если период полураспада одного из этих конкурирующих процессов отличается от других на много порядков, то часто практически удается наблюдать только наиболее быстро идущий процесс. Например, долгоживущий изотоп нептуния $^{237}_{93}$Np α-активен с периодом полураспада $2 \cdot 10^6$ лет, у изотопов же ^{232}Np и ^{233}Np α-распад наблюдать не удается. В первом случае он подавлен позитронным распадом с периодом полураспада 13 мин, а во втором — электронным с периодом 2,3 дня.

5. У ядер, начиная с массового числа $A = 232$, к перечисленным типам радиоактивного распада присоединяется *спонтанное деление* (не смешивать с вынужденным делением). Этот процесс вначале идет очень медленно. Так, период полураспада по отношению к делению ядер для изотопа урана $^{238}_{92}$U составляет $8 \cdot 10^{15}$ лет. Но с увеличением массового числа он быстро уменьшается. Для изотопа курчатовия $^{260}_{104}$Ku период полураспада по отношению к спонтанному делению составляет десятые доли секунды. Спонтанное деление, по-видимому, и наложит предел на возможность получения новых трансурановых элементов.

6. Познакомимся теперь с главными чертами теории α-распада, основы которой были заложены в 1928 г. независимо друг от друга Г. А. Гамовым (1904—1968), с одной стороны, и Гёрни (1899—1953) и Кондоном (1902—1974) — с другой. Введем упрощающее предположение, что α-частицы уже существуют внутри атомных ядер. При такой идеализации материнское ядро состоит из дочернего ядра и α-частицы. Эта идеализация, вероятно, не соответствует действительности. Скорее всего, α-частица образуется из протонов и нейтронов перед вылетом из ядра. Однако указанная идеализация приводит в основном к правильным результатам. Мы вернемся к этому вопросу в пункте 14.

На расстояниях от ядра, где практически перестают действовать ядерные силы, остается только кулоновское отталкивание и потенциальная функция U представляется формулой $U = zZe^2/r$, где Ze — заряд дочернего ядра, а ze — заряд α-частицы. Для α-частицы $z = 2$. Однако мы будем писать z вместо 2, чтобы учесть гипотетическую возможность вылета из ядра не только настоящих α-частиц, но и других образований из нуклонов, для которых $z \neq 2$. Но кулоновское отталкивание на малых расстояниях от ядра должно перейти в притяжение, обусловленное *ядерными*

силами, иначе α-частицы в ядре не могли бы удерживаться. Точный закон действия ядерных сил не известен. Известно только, что ядерные силы очень резко убывают с расстоянием. Поэтому для упрощения и самой возможности расчета потенциальная функция U аппроксимируется модельной. Считая ядро сферическим, можно предполагать, что U зависит только от расстояния r до центра дочернего ядра. Модельная функция $U(r)$ принимается равной

$$U(r) = \begin{cases} U_0 = \text{const} & \text{при } r < R, \\ zZe^2/r & \text{при } r > R, \end{cases} \tag{73.5}$$

где R — радиус дочернего ядра. Она представлена на рис. 129 жирной кривой, верхняя часть которой изображена пунктиром, чтобы отметить, что в переходной области левая часть кривой $U(r)$ в действительности плавно переходит в кулоновскую часть, расположенную правее. Вертикально поднимающийся участок кривой при $r = R$ есть, конечно, идеализация. В действительности этот участок поднимается вверх очень круто, но не вертикально.

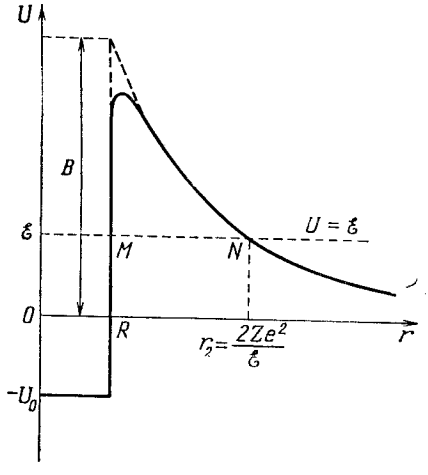


Рис. 129

Кривая $U(r)$ представляет собой *потенциальный барьер*, который должна преодолеть α-частица, чтобы вылететь из ядра. Какова высота этого барьера, до каких расстояний можно применять закон Кулона — на эти вопросы, конечно, нельзя дать вполне точного ответа. Однако Резерфорд в 1927 г. установил, что длиннопробежные α-частицы $^{212}_{84}$Po (старое обозначение — ThC′), обладавшие энергией 8,8 МэВ, рассеиваются тяжелыми радиоактивными ядрами (испускающими α-частицы меньшей энергии) в соответствии с формулой (9.3), выведенной в предположении применимости закона Кулона. Никаких аномалий рассеяния, которые свидетельствовали бы о ядерных взаимодействиях α-частиц $^{212}_{84}$Po с рассматриваемыми ядрами, не наблюдалось. Отсюда следует, что на всех расстояниях, до которых может сближаться α-частица $^{212}_{84}$Po с рассеивающим ядром, действуют *только кулоновские* силы отталкивания, а высота кулоновского потенциального барьера во всяком случае не меньше 8,8 МэВ.

Высоту барьера B можно оценить по формуле

$$B = zZe^2/R, \tag{73.6}$$

в которую радиус ядра входит в первой степени. Поэтому формула мало чувствительна к изменениям R. Полагая $Z = 90$ и принимая для R (возможно, несколько завышенное) значение 10^{-12} см, получим $B \approx 26$ МэВ.

7. Отметим теперь парадокс, разрешить который классическая физика оказалась бессильной. Уран ^{238}U, например, испускает α-частицы с энергией 4,2 МэВ, а радий ^{226}Ra — с энергией 4,8 МэВ. Эти значения много меньше максимальной потенциальной энергии $U_{макс}$ и во всяком случае меньше энергии α-частиц 8,8 МэВ, которые использовались в опытах Резерфорда. Так же обстоит дело с подавляющим числом α-активных ядер. Но для преодоления потенциального барьера полная энергия α-частицы по классическим представлениям должна быть не меньше $U_{макс}$. Энергия сохраняется. Поэтому после вылета из ядра кинетическая энергия α-частицы (а только таковой она и обладает на достаточно большом расстоянии от ядра) должна быть не меньше $U_{макс}$. В действительности же эта энергия много меньше.

Парадокс возникает потому, что к движению α-частицы внутри ядра и вблизи его границы были применены законы и понятия *классической механики*. А в этом случае так поступать нельзя. В самом деле, будем рассуждать классически и посмотрим, будет ли при этом выполняться принцип неопределенностей Гейзенберга. Характерная энергия α-частицы при α-распаде составляет 5 МэВ. В ядре ей соответствует классическая скорость $15 \cdot 10^8$ см/с и импульс 10^{-14} г·см/с. Глубина проникновения x частицы внутрь барьера — порядка радиуса ядра, т. е. 10^{-12} см. Таким образом, $px \sim 10^{-26}$ г·см^2/с. Произведение неопределенностей координаты и импульса $\Delta x \cdot \Delta p$ еще меньше. Оно порядка и, может быть, даже меньше постоянной Планка. Это указывает на неприменимость понятий и законов классической механики к движению α-частицы внутри ядра и вблизи его границ.

8. Теория α-распада должна строиться на основе *квантовой механики*, что и было сделано Г. А. Гамовым после того, как он на семинаре, руководимом Л. И. Мандельштамом, ознакомился с тогда еще не опубликованной работой Мандельштама и Леонтовича, в которой были заложены основы прохождения ψ-волн и связанных с ними частиц через потенциальный барьер (см. § 28). Как уже указывалось, независимо теория α-распада была разработана Гёрни и Кондоном.

Уточняя терминологию, мы в этом параграфе будем понимать под потенциальным барьером часть потенциальной кривой U, заключенную между классическими точками поворота M и N (рис. 129), в которых потенциальная функция U равна полной энергии частицы $\mathscr{E}$. Таким образом, внутри потенциального барье-

ра всюду $U > \mathscr{E}$. Часто говорят, что внутри барьера кинетическая энергия частицы отрицательна, а ее скорость чисто мнимая. Мы будем избегать подобных выражений, поскольку они физически бессмысленны и основаны на распространении классических соотношений и понятий на область пространства, где они неприменимы.

Суть дела была разъяснена в § 28 и заключается в следующем. Состояние частицы описывается волновой функцией ψ. Прохождение волны ψ через барьер есть *детерминистический процесс*, описываемый уравнением Шредингера. Для падающей волны область $U > \mathscr{E}$ представляет какое-то препятствие, но через это препятствие волна может проходить, хотя и с некоторым ослаблением. Однако волновая функция ψ есть величина вспомогательная: все реально наблюдаемые величины связаны с ней *вероятностными соотношениями*. Поскольку функция ψ всюду отлична от нуля, существует *конечная вероятность* обнаружить частицу как внутри барьера, так и за его пределами. В этом смысле и говорят о заходе частицы в классически недостижимую область $U > \mathscr{E}$ и о прохождении ее через потенциальный барьер. При наличии такой области говорят о *подбарьерном прохождении* частицы или *туннельном эффекте*, хотя эти термины и не совсем удачны, поскольку они могут породить неверное представление о прохождении частицы как детерминистическом процессе. В случае же, когда всюду $\mathscr{E} > U$, говорят о *надбарьерном прохождении*. Применяя такую терминологию, можно сказать, что *α-распад есть подбарьерное прохождение частицы*. Внутри барьера деление полной энергии $\mathscr{E}$ на кинетическую и потенциальную лишено смысла. Но далеко за пределами атомного ядра движение α-частицы — классическое, а вся энергия ее — кинетическая.

Приближенная формула (28.17) была получена для плоского потенциального барьера из волнового уравнения Шредингера для стационарных состояний. Но если происходит α-распад, то состояние системы из дочернего ядра и α-частицы, строго говоря, *не стационарно*: имеется поток вероятности из центра ядра, не исчезающий на бесконечности. Поэтому формула (28.17) может быть справедлива только для *достаточно медленных* процессов, которые могут рассматриваться как *приближенно стационарные*. К таким процессам и относится α-распад. Для определения проницаемости барьера D сферическую поверхность ядра можно приближенно считать плоской, заменив, однако, в формуле (28.17) пределы интегрирования x_1 и x_2, соответствующие классическим точкам поворота, на $r_1 = R$ и $r_2 = zZe^2/\mathscr{E} = BR/\mathscr{E}$ (см. рис. 129). Дочернее ядро можно считать неподвижным, поскольку его масса значительно превосходит массу α-частицы. Чтобы получить вероятность распада в одну секунду λ (постоянную распада), проницаемость барьера D (28.17) надо умножить еще на предэкспоненциальный множитель ν, учитывающий вероятность обра-

зования α-частицы и ее появления на границе ядра. Таким путем получается формула

$$\lambda = \nu \exp\left[-\int_{r_1}^{r_2} \frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U-\mathscr{E})}\,dr\right]. \qquad (73.7)$$

Наибольшие трудности вызывает вычисление величины ν. Однако для наиболее существенного понимания эту величину достаточно оценить грубо, так как постоянная распада λ зависит от нее несравненно слабее, чем от показателя экспоненты. Оценим ν из классических соображений, как это делалось в первоначальных работах Гамова. Положим $\nu = v/R$, где v — средняя скорость α-частицы в ядре. При такой интерпретации ν представляет собой приближенно среднее число соударений, которые испытывает α-частица в одну секунду с поверхностью ядра. Скорость v приближенно оценим из соотношения неопределенностей $mv \cdot R \sim \hbar$. В результате получаем

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2}\exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_{r_1}^{r_2}\sqrt{2m(U-\mathscr{E})}\,dr\right]. \qquad (73.8)$$

Как и следовало ожидать, в классическом пределе ($\hbar \to 0$) формула (73.8) дает $\lambda = 0$, т. е. α-распад становится невозможным. К этому пределу вплотную приближается случай долгоживущих α-радиоактивных ядер.

В случае кулоновского барьера $U = zZe^2/r$. Здесь интеграл в (73.8) вычисляется подстановкой $2m(U-\mathscr{E}) = x^2$. В итоге находим

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2}\,e^{-\gamma}, \qquad (73.9)$$

где

$$\gamma = \frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar}\left(\sqrt{\frac{B}{\mathscr{E}}}\arccos\sqrt{\frac{\mathscr{E}}{B}} - \sqrt{1-\frac{\mathscr{E}}{B}}\right), \qquad (73.10)$$

$B = zZe^2/R$ — высота кулоновского барьера, $\mathscr{E}$ — энергия α-частицы, вылетевшей из ядра (или значение потенциальной функции U в классических точках поворота, см. рис. 129).

9. В качестве примера произведем оценку постоянной распада λ для ^{238}U, полагая $Z = 90$, $R = 10^{-12}$ см, $\mathscr{E} = 4{,}2$ МэВ, $B = 26$ МэВ. При таких параметрах выражение в круглых скобках (73.10) равно 1,963. Далее,

$$\frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar} = \frac{2R\sqrt{2mc^2B}}{\hbar c} = \frac{2\cdot 10^{-12}\sqrt{2\cdot 4\cdot 938\cdot 26}}{1{,}973\cdot 10^{-11}} = 44{,}78,$$

$\gamma = 87{,}92$; $e^{-\gamma} = 6{,}59\cdot 10^{-39}$; $\hbar/mR^2 = 1{,}157\cdot 10^{20}$; $\lambda = 7{,}62\cdot 10^{-19}$ с$^{-1}$;

$\tau = 1/\lambda = 131 \cdot 10^{16}$ с $= 152 \cdot 10^{11}$ сут $= 4{,}16 \cdot 10^{10}$ лет; $T_{1/2} = \tau/\ln 2 = 2{,}88 \cdot 10^{10}$ лет. Для урана ^{238}U экспериментальное значение периода полураспада $T_{1/2} = 4{,}56 \cdot 10^9$ лет. Это не так уж сильно отличается от вычисленного, если учесть известный произвол при выборе исходных значений параметров для расчета, а также грубо приближенный характер самой теории α-распада.

10. Из формулы (73.9) с учетом соотношения $\tau = 1/\lambda$ получается

$$\ln \tau = \gamma - \ln(\hbar/mR^2).$$

Если предположить, что $\mathscr{E}/B \ll 1$, то можно получить и приближенный закон Гейгера — Неттола. В этом приближении

$$\sqrt{1 - \mathscr{E}/B} \approx 1, \quad \arccos \sqrt{\mathscr{E}/B} = \pi/2 - \arcsin \sqrt{\mathscr{E}/B} \approx \pi/2 - \sqrt{\mathscr{E}/B}.$$

Значит,

$$\ln \tau = \frac{2R\sqrt{mB}}{\hbar}\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{B}{\mathscr{E}}} - 2\right) - \ln\frac{\hbar}{mR^2},$$

или

$$\ln \tau = C' + D'/\sqrt{\mathscr{E}}, \tag{73.11}$$

где величины C' и D' слабо зависят от Z, а потому могут рассматриваться как постоянные. Но (73.11) есть лишь другая форма закона Гейгера — Неттола. Этот закон объясняет, почему при изменении энергий α-частиц в узких пределах (например, вдвое) периоды полураспада меняются на много порядков (например, на 10—20). Но этот факт, конечно, следует и из общих формул (73.7) и (73.8), которые справедливы и без ограничения $\mathscr{E} \ll B$. Суть дела заключается в том, что в выражении (73.7) для показателя экспоненты γ малая величина $\hbar$ стоит в знаменателе. С этим и связана узость диапазона, в котором могут меняться энергии α-частиц радиоактивных ядер. Из тяжелых ядер α-частицы с энергиями выше 9 МэВ вылетают практически мгновенно, тогда как при энергиях ниже 4 МэВ они живут в ядре настолько долго, что α-распад не удается зарегистрировать. Для редкоземельных α-активных ядер обе эти цифры снижаются из-за уменьшения радиуса ядра и высоты потенциального барьера.

11. Из формулы (73.9) видно, что постоянная распада λ сильно зависит от радиуса ядра, поскольку последний входит не только в предэкспоненциальный множитель, но и в показатель экспоненты $-\gamma$ (через высоту барьера B). Поэтому, используя формулы (73.9) и (73.10), из измерений λ и $\mathscr{E}$ для α-распада можно довольно точно определить радиус ядра. Такая возможность сделается еще более ясной, если заметить, что спускающаяся вправо ветвь кривой для U на рис. 129 при заданном Z полностью определяется законом Кулона. Форма потенциального барьера однозначно задается положением левой вертикальной стенки, а она в свою очередь определяет радиус ядра. Получен-

ные таким путем значения радиусов ядер превышают на 20—30 % значения, находимые по рассеянию быстрых электронов. Объясняется это тем, что электроны подвергаются действию только электрически заряженных нуклонов, т. е. протонов, а нейтроны на них не действуют. Метод рассеяния позволяет поэтому определить размеры той области ядра, которая заполнена протонами. Методом же α-распада измеряется расстояние между центрами ядра и α-частицы, на котором перестают действовать ядерные силы. Поэтому этот метод дает радиус ядра, увеличенный на сумму радиуса α-частицы и радиуса действия ядерных сил.

12. Во всем изложенном выше предполагалось, что α-частица вылетает из ядра с нулевым орбитальным моментом импульса, т. е. в s-состоянии ($l=0$). Допустим теперь, что $l\neq 0$. В классической физике орбитальный момент можно учесть, перейдя в систему отсчета, вращающуюся вместе с частицей, если к потенциальной функции добавить центробежную потенциальную энергию $U_{\text{цб}}=\boldsymbol{L}^2/2mr^2$, где $\boldsymbol{L}$ — момент импульса. В квантовой механике можно поступить так же, но учесть квантование момента по формуле $\boldsymbol{L}^2=\hbar^2 l(l+1)$. Таким образом, следует положить

$$U=U_{\text{кул}}+U_{\text{цб}}=\frac{zZe^2}{r}+\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}.$$

Центробежный барьер создается центробежной силой, а эта сила стремится удалить α-частицу от ядра. Казалось бы, что она способствует α-распаду. Но такое заключение было бы правильным, если бы происходил *надбарьерный* процесс. Для *подбарьерного* процесса, каковым является α-распад, все происходит наоборот. *Центробежная сила повышает потенциальный барьер и увеличивает его ширину, т. е. она уменьшает постоянную распада* λ *и увеличивает период полураспада* $T_{1/2}$.

Однако влияние центробежного барьера не может быть очень значительным. Действительно, момент $\boldsymbol{L}$ α-частицы в ядре по порядку величины можно оценить из соотношения неопределенностей $mvR\sim\hbar$ или $|\boldsymbol{L}|\sim\hbar$, так что l может быть не больше нескольких единиц, например $l<5$. В максимуме

$$U_{\text{цб}}=\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2}=\frac{\hbar^2c^2 l(l+1)}{2mc^2R^2}<\frac{(1{,}973)^2\cdot 5\cdot 6\cdot 10^{-22}}{2\cdot 4\cdot 938\cdot 10^{-24}}\approx 1{,}5\ \text{МэВ},$$

что почти в 20 раз меньше высоты кулоновского барьера для ядер с $Z\approx 90$ (см. пункт 6). Кроме того, центробежная энергия быстрее убывает с расстоянием, чем кулоновская (соответственно как $1/r^2$ и $1/r$). Ее наличие мало меняет форму потенциальной кривой $U_{\text{кул}}(r)$. Поэтому центробежный барьер, как правило, не меняет порядок величины периода полураспада $T_{1/2}$. В крайнем случае он увеличивает его на порядок.

13. Атомное ядро представляет собой связанную систему, а потому энергетические уровни его дискретны. При испускании

α-частицы из материнского ядра, находившегося в определенном энергетическом состоянии, возникает дочернее ядро также в определенном энергетическом состоянии. Разность энергий этих ядер уносится α-частицей и дочерним ядром (ядром отдачи). Если бы переход совершался из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего ядра, то получилась бы α-частица только одной строго определенной энергии. Поскольку пробег α-частицы определяется ее энергией, то в камере Вильсона, казалось бы, должны получаться треки α-частиц одной и той же длины. Однако, как правило, длина треков α-частиц при распаде ядер одного и того же сорта, а следовательно, и их энергия оказываются различными. Это явление получило название *тонкой структуры α-распада*. Это явление заключается в том, что наряду с основными α-частицами наблюдаются частицы меньших, но очень близких энергий. Такие частицы возникают при переходе материнского ядра из основного состояния в возбужденные состояния дочернего ядра. Однако переходы на высокие уровни возбужденного дочернего ядра порождают α-частицы низких энергий, а потому в соответствии с законом Гейгера — Неттола они маловероятны. По этой причине тонкая структура α-спектра, как правило, связана с переходами на возбужденные уровни несферических дочерних ядер. У таких ядер имеются уровни с небольшими энергиями возбуждения, возникающие из-за вращения ядер. Переходы на такие уровни и порождают α-частицы с близкими энергиями, которые в соответствии с законом Гейгера — Неттола должны происходить с вероятностями, сравнимыми с вероятностями переходов в основное состояние. Поэтому-то тонкая структура α-спектров встречается довольно часто.

У некоторых α-активных ядер при α-распаде могут возникать *длиннопробежные* α-частицы, энергии которых больше энергий основных α-частиц. Примером могут служить длиннопробежные α-частицы, испускаемые ядрами изотопов полония $^{212}_{84}$Po (ThC′) и $^{214}_{84}$Po (RaC′). Длиннопробежные α-частицы возникают при переходах из возбужденных состояний материнского ядра в основные (или близкие к ним вращательные) состояния дочернего ядра. Но возбуждение материнского ядра может быть снято не только в результате испускания длиннопробежных α-частиц, но и в результате испускания γ-квантов. Последний процесс идет со *значительно большей* вероятностью, чем первый. Поэтому испускание длиннопробежных α-частиц наблюдается довольно редко.

14. Как уже указывалось (см. пункт 6), изложенная теория α-распада, приводящая к формуле (73.7), предполагает, что α-частица *уже существует* в ядре. Теория приближенно рассчитывает только вероятность выхода α-частицы из ядра. На самом деле этому процессу предшествует *образование* α-частицы в ядре из составляющих ее нуклонов — двух протонов и двух нейтронов.

Учет этого обстоятельства, а также рассмотрение поведения образовавшейся α-частицы внутри ядра потребовали бы подробного рассмотрения физических процессов, происходящих внутри ядра, чего изложенная теория совсем не делает. Однако несомненно, что вероятностный процесс выхода α-частицы из ядра теория описывает правильно. Поэтому и в более полной теории формула (73.7) должна сохраниться, но в ней должно быть выяснено происхождение предэкспоненциального множителя ν и дано его количественное выражение. Этого еще не сделано, хотя множитель ν оценивался и с другой точки зрения, отличной от той, которая была принята Гамовым.

В свете сделанного замечания не приходится удивляться, что α-распады разделяются на *облегченные* и *необлегченные*. Облегченным называется α-распад, для которого достаточно хорошо выполняется формула (73.8). Если же реальный период полураспада превышает рассчитанный по этой формуле более чем на порядок (наблюдаются отклонения примерно на два-три порядка), то процесс называется необлегченным (ср. с изложенным в пункте 2). Причин возникновения необлегченных распадов мы касаться не будем, поскольку этот вопрос выяснен еще недостаточно, хотя и имеются качественные соображения относительно указанных причин. Отметим только, что облегченные распады обычно происходят в четно-четных ядрах, а необлегченные — в нечетно-четных и нечетно-нечетных.

§ 74. Бета-распад

1. *Бета-распад* есть самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ превращается в ядро-изобар ${}^{A}_{Z+1}\mathrm{X}$ или ${}^{A}_{Z-1}\mathrm{X}$. Конечным результатом этого процесса является превращение в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон. Можно сказать, что β-распад есть не внутриядерный, а *внутринуклонный* процесс. При нем, следовательно, происходят более глубокие изменения вещества, чем при α-превращении. Поэтому и его теория более сложна и разработана с меньшей полнотой, чем теория α-распада.

Различают три вида β-распада:

1) *электронный* β^--распад, в котором ядро испускает электрон, а потому зарядовое число Z увеличивается на единицу;

2) *позитронный* β^+-распад, в котором ядро испускает позитрон и по этой причине его зарядовое число уменьшается на единицу;

3) *электронный захват* (e-захват), в котором ядро поглощает один из электронов электронной оболочки, а потому зарядовое число уменьшается на единицу. Обычно электрон поглощается из K-слоя атома, поскольку этот слой ближе всего находится от ядра. В этом случае e-захват называют также K-захватом. Электрон может поглощаться и из L- или M-слоя и т. д., но эти про-

цессы значительно менее вероятны. Электронный захват имеет особенно существенное значение в случае тяжелых ядер, у которых K-слой расположен близко к ядру. Можно сказать, что в этом случае у электрона K-слоя имеется конечная вероятность находиться внутри ядра. Электронный захват всегда сопровождается рентгеновским излучением. Допустим, например, что был захвачен электрон из K-слоя. На освободившееся место в K-слое переходит электрон из L-слоя. На освободившееся место в L-слое в свою очередь переходит электрон из M-слоя и т. д. В результате возбуждается весь спектр характеристического рентгеновского излучения атома. По наблюдению такого спонтанного характеристического излучения и было открыто явление e-захвата.

2. Сформулируем условие энергетической возможности всех перечисленных процессов. В случае β^--распада в конечном состоянии получается ядро, электрон и, возможно, какая-то одна или несколько неизвестных частиц, которые при обычных условиях опыта ускользают от наблюдения. Но эти неизвестные частицы, если они действительно существуют, уносят определенную энергию. Поэтому для возможности β^--распада энергия (масса) начального ядра во всяком случае должна превосходить сумму энергий (масс) конечного ядра и электрона:

$$M(Z, A) > M(Z+1, A) + m_e, \qquad (74.1)$$

где M означает массу ядра. Однако в таблицах всегда приводятся не массы ядер M, а массы атомов $M_{ат}$. Поэтому целесообразно выразить условие (74.1) через $M_{ат}$. Для этого к обеим частям неравенства (74.1) прибавим массу Z электронов Zm_e. Тогда получим

$$M_{ат}(Z, A) > M_{ат}(Z+1, A) \quad (\beta^-\text{-распад}). \qquad (74.1а)$$

Здесь мы пренебрегли различием энергий связи электронов в атомах. Это различие находится за пределами точности самых прецизионных измерений. Смысл условия (74.1а) легко также уяснить из следующих соображений. Электронный β^--распад есть процесс, происходящий внутри атома. Один из нейтронов ядра превращается в протон с рождением электрона. Электрон захватывается электронной оболочкой, а заряд ядра возрастает на единицу. В конечном состоянии возникает атом с зарядовым числом $Z+1$. Этот внутренний процесс может идти самопроизвольно только с уменьшением массы атома, что и выражает условие (74.1а).

Аналогично, для β^+-распада

$$M(Z, A) > M(Z-1, A) + m_e, \qquad (74.2)$$

так как масса позитрона равна массе электрона. После прибавления Zm_e к обеим частям неравенства получается

$$M_{ат}(Z, A) > M_{ат}(Z-1, A) + 2m_e \quad (\beta^+\text{-распад}). \qquad (74.2а)$$

Позитронный β^+-распад есть также процесс, происходящий внутри ядра атома. В результате этого процесса один из протонов ядра превращается в нейтрон с рождением позитрона. Освобождается, кроме того, один электрон из электронной оболочки атома. В результате возникает система, состоящая из атома с числом электронов $Z-1$, освободившихся электрона и позитрона (общей массой $2m_e$). Условие (74.2а) и выражает, что для возможности β^+-распада необходимо, чтобы масса атома в начальном состоянии превосходила суммарную массу образовавшейся системы.

Наконец, в случае e-захвата в начальном состоянии имеются ядро (Z, A) и электрон, а в конечном — ядро $(Z-1, A)$ без электрона. Поэтому энергетическое условие e-захвата записывается в виде

$$M(Z, A)+m_e>M(Z-1, A), \tag{74.3}$$

или после прибавления к обеим частям неравенства по Zm_e

$$M_{ат}(Z, A)>M_{ат}(Z-1, A) \quad (e\text{-захват}). \tag{74.3а}$$

Это условие также непосредственно очевидно, так как в начальном состоянии имеется атом (Z, A), а в результате e-захвата в конечном состоянии возникает только атом $(Z-1, A)$ и больше ничего, что обычно доступно наблюдению.

3. Для некоторых ядер могут одновременно выполняться условия (74.1) и (74.2). Из второго из них следует, что будет выполняться и условие (74.3). В таком случае ядро (Z, A) может испытывать все три вида β-превращений. Например, ядра $^{64}_{29}Cu$ в 40 % случаев испускают электроны, в 20 % — позитроны, а в 40 % испытывают e-захват.

Позитронный β-распад и электронный захват в случае исходных ядер одного и того же сорта приводят к одинаковым окончательным состояниям. Поэтому эти два процесса часто идут одновременно, конкурируя друг с другом. Как уже выяснено, условие (74.2а) позитронного распада вытекает из условия (74.3а) электронного захвата. Поэтому принято говорить, что электронный захват энергетически более выгоден, чем позитронный β-распад. В частности, если

$$M_{ат}(Z-1, A)<M_{ат}(Z, A)<M_{ат}(Z-1, A)+2m_e,$$

или

$$0<[M_{ат}(Z, A)-M_{ат}(Z-1, A)]<2m_e,$$

то электронный захват разрешен, а позитронный β-распад запрещен. Примером может служить ядро бериллия ^7_4Be. В этом случае $Z=4$, $A=7$. По таблицам находим $M_{ат}(4, 7)-M_{ат}(3, 7)=0{,}8616$ МэВ, тогда как $2m_e=1{,}022$ МэВ. Поэтому электронный захват наблюдается, а позитронный β-распад невозможен.

Если энергетически возможны оба конкурирующих процесса — β^+-распад и e-захват,— то для легких и средних ядер обычно преобладает позитронный распад, который часто практически полностью подавляет e-захват. Это связано с тем, что при электронном захвате вероятность обнаружения электрона даже из K-слоя в объеме, занятом ядром, исчезающе мала по сравнению с вероятностью обнаружения его вне ядра. Отношение этих вероятностей порядка $(R/r_0)^3$, где R — радиус ядра (10^{-12}—10^{-13} см), а r_0 — радиус K-слоя (10^{-8}—10^{-10} см), так что указанное отношение меняется в пределах 10^{-15}—10^{-6}. При переходе к тяжелым ядрам R увеличивается, а r_0 уменьшается. Оба эти обстоятельства ведут к увеличению $(R/r_0)^3$. Поэтому для тяжелых ядер, перегруженных протонами, обычно основным β-процессом является электронный захват. Отметим попутно, что в мезоатомах, где электрон замещен отрицательным мюоном, масса которого примерно в 207 раз больше массы электрона (а следовательно, r_0 во столько же раз меньше), отношение $(R/r_0)^3$ возрастает на семь порядков. Поэтому в этом случае вероятность K-захвата (мюона) увеличивается примерно на семь порядков, и в тяжелых ядрах этот процесс становится более вероятным, чем распад мюона, среднее время жизни которого $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с.

4. Масса нейтрона $m_n = 939{,}5731$ МэВ несколько больше массы протона $m_p = 938{,}2796$ МэВ. Разница масс составляет 1,2935 МэВ. Поэтому энергетически возможно самопроизвольное превращение свободного нейтрона в протон. Такое превращение действительно наблюдается — среднее время жизни свободного нейтрона составляет около 15,3 мин, а период полураспада — 10,6 мин. Самопроизвольное превращение свободного протона в нейтрон энергетически невозможно. Но превращение протонов в нейтроны возможно и действительно идет внутри атомных ядер — именно в этом состоит само явление позитронного β-распада. Недостаток энергии протона пополняется за счет энергии атомного ядра.

Альфа-распад наблюдается только у самых тяжелых ядер и некоторых ядер редкоземельных элементов. Напротив, β-активные ядра гораздо более многочисленны. Для каждого Z (по крайней мере для надежно исследованных $Z < 100$) без исключения существуют нестабильные изотопы, обладающие $\beta^{\pm}$-активностью. Энергия, выделяющаяся в процессе β-распада, лежит в пределах от 0,0186 МэВ ($^3_1\mathrm{H} \to {}^3_2\mathrm{He}$) до 16,6 МэВ ($^{12}_7\mathrm{N} \to {}^{12}_6\mathrm{C}$). Период полураспада β-активных ядер меняется от 10^{-2} с (для $^{12}_4\mathrm{Be}$) до $4 \cdot 10^{12}$ лет (для $^{187}_{75}\mathrm{Re}$).

Простейшим примером электронного β-распада (после β-распада нейтрона) является распад трития:

$$^3_1\mathrm{H} \xrightarrow[12\ \text{лет}]{\beta^-} {}^3_2\mathrm{He}.$$

Примером позитронного β-распада может служить распад ядра $^{11}_{6}C$:

$$^{11}_{6}C \xrightarrow[20{,}4\ \text{мин}]{\beta^+} {}^{11}_{5}B.$$

Наконец, в качестве примера радиоактивных ядер, испытывающих K-захват, приведем легкий изотоп берилия $^{7}_{4}Be$, который после K-захвата превращается в изотоп лития $^{7}_{3}Li$:

$$^{7}_{4}Be \xrightarrow[53{,}6\ \text{дня}]{K} {}^{7}_{3}Li.$$

(Во всех приведенных примерах время означает период полураспада.)

5. При β-распаде ядро превращается в соседний с ним изобар, т. е. меняется зарядовое число Z, но массовое число A остается неизменным. Применим к этому процессу полуэмпирическую формулу Вейцзеккера (64.6). Для исследования зависимости энергии ядра $(-\mathscr{E}_{св})$ от Z в этой формуле следует положить $A = \text{const}$. Тогда найдем формулу вида

$$-\mathscr{E}_{св} = aZ^2 + bZ + c,$$

где a, b, c — постоянные. Графиком функции $-\mathscr{E}_{св} = -\mathscr{E}_{св}(Z)$ будет парабола, причем, разумеется, аргумент Z может принимать только целочисленные значения. Даже получатся целых три параболы, сдвинутые одна относительно другой вверх и вниз. Ниже всех лежит парабола для четно-четных ядер (Z четное, N четное), выше всех — для нечетно-нечетных ядер (Z нечетное, N нечетное), а посередине между ними — парабола для нечетных A.

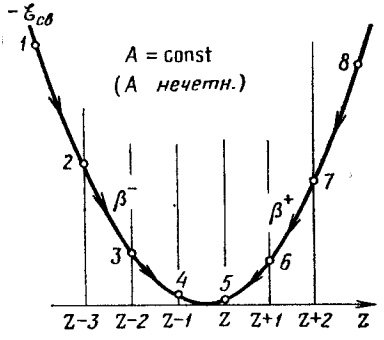


Рис. 130

Рассмотрим сначала случай нечетных A. Тогда функция $-\mathscr{E}_{св}(Z)$ однозначна. Возможные значения Z при заданном A изображены кружками на рис. 130. Однако не все ядра, соответствующие этим значениям, стабильны. Стабильным ядрам соответствует минимум энергии $-\mathscr{E}_{св}$. Поэтому ядра 1, 2, 3, ... будут испытывать последовательные β-превращения с испусканием электронов и с повышением зарядового числа Z на единицу. Ядра же 8, 7, 6, ..., испустив позитрон или испытав e-захват, будут в свою очередь уменьшать зарядовое число на единицу Одно из оставшихся двух ядер, у которого энергия больше, так же испытает β-превращение. В результате останется, вообще

говоря, только одно стабильное ядро. Поэтому при нечетном A, как правило, может существовать только один изобар. Но возможны и исключения из этого правила. Это будет тогда, когда в результате β-превращений возникнут два ядра 4 и 5 с одинаковыми значениями энергии — два стабильных изобара. Зарядовые числа этих изобаров должны отличаться на единицу. Известны всего три таких изобарных пары: $^{113}_{48}$Cd и $^{113}_{49}$In, $^{115}_{49}$In и $^{115}_{50}$Sn, а также $^{187}_{75}$Re и $^{187}_{76}$Os.

В случае четных A функция $-\mathscr{E}_{св}(Z)$ двузначна и представляется двумя параболами. Нижней параболе соответствуют четные, верхней — нечетные значения Z. Здесь также путем соответствующих β-превращений осуществляется переход ядра в

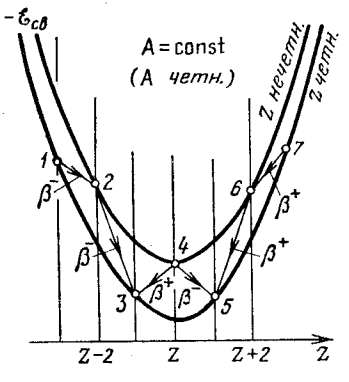


Рис. 131

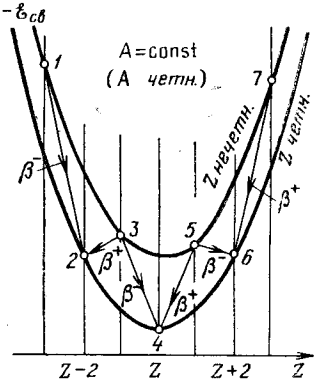


Рис. 132

энергетически более низкие состояния. На рис. 131 он завершается двумя изобарами *3* и *4*, лежащими на нижней параболе, т. е. имеющими четные значения Z. В подобных случаях массовому числу A соответствуют два изобара, зарядовые числа которых отличаются на два. Переход одного из этих изобар в другой, более устойчивый, может быть осуществлен путем одновременного испускания либо двух электронов, либо двух позитронов. Но такой двойной β-распад хотя в принципе и возможен, но крайне мало вероятен. Рис. 132 соответствует случаю, когда процессы β-распада заканчиваются тремя стабильными изобарами *2*, *4* и *6*. Все они также лежат на нижней параболе, причем зарядовые числа Z соседних изобаров отличаются на 2. Превращения каждого из изобаров в соседний, энергетически более устойчивый, могли бы осуществляться путем двойного β-распада, а поэтому они не наблюдаются.

Таким образом, в случае четного A могут существовать два и даже три стабильных изобара. Разумеется, может существовать и только один стабильный изобар. Такое положение имеет место,

в особенности для легких ядер. Наиболее легкой при четных A является стабильная изобарная пара $^{40}_{18}\mathrm{Ar}$ и $^{40}_{20}\mathrm{Ca}$.

Особо следует отметить случай, изображенный на рис. 133. Здесь четно-четные ядра *1* и *3*, лежащие на нижней параболе, энергетически менее устойчивы, чем нечетно-нечетное ядро *2*, лежащее на верхней параболе. Ядро *1* испытывает электронный, а ядро *3* — позитронный β-распад, и в обоих случаях возникает ядро *2*. Этим можно объяснить существование всех нечетно-нечетных (с четными A) стабильных ядер: $^{2}_{1}\mathrm{H}$, $^{6}_{3}\mathrm{Li}$, $^{10}_{5}\mathrm{B}$ и $^{14}_{7}\mathrm{N}$, о которых уже говорилось выше (см. § 64).

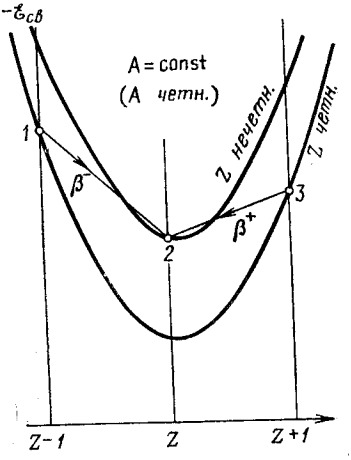


Рис. 133

6. Энергии α- и β-частиц, испускаемых радиоактивными веществами, поскольку эти частицы заряжены, можно измерить методом отклонения их в электромагнитных полях. Такие измерения показали, что каждое радиоактивное вещество испускает α-частицы вполне определенной энергии, присущей только этому веществу. Этот результат вполне естествен. Ядро перед испусканием α-частицы находится в невозбужденном квантовом состоянии с определенной энергией. После испускания получаются α-частица и дочернее ядро также в невозбужденном состоянии с определенной энергией. Разность этих энергий поэтому также имеет вполне определенное значение и проявляется в виде кинетической энергии дочернего ядра и α-частицы. А так как масса последней очень мала по сравнению с массой ядра, то практически вся кинетическая энергия уносится α-частицей. Наличие тонкой структуры в α-спектрах многих α-активных ядер ничего не меняет принципиально, так как оно связано с тем, что при распаде или материнское ядро, или дочернее ядро оказываются в определенном возбужденном состоянии. Все это можно рассматривать как экспериментальное доказательство, что состояния материнского и дочернего ядер квантованны, а потому вполне определенны.

Совсем иной результат получается при испускании β-частиц. Радиоактивные атомы одного и того же сорта испускают электроны самых различных энергий, начиная от нуля и кончая некоторым предельным значением, характерным для рассматриваемого β-излучателя. Это предельное значение называется *верхней границей β-спектра*. Для примера на рис. 134 приведен β-спектр, возникающий при распаде $^{210}_{83}\mathrm{Bi}$. Казалось бы, что и к β-распаду

применимо рассуждение, приведенное нами для α-распада. В самом деле, пусть ядро A получилось в результате α-распада и, следовательно, на основании сказанного выше находится во вполне определенном энергетическом состоянии. Пусть затем оно испустило β-частицу и превратилось в ядро B. Допустим, далее, что получившееся ядро B опять α-радиоактивно. Тогда оно также будет находиться в определенном энергетическом состоянии. Но ядро B получается из A путем β-распада. Поэтому естественным представляется заключение, что β-частицы должны получаться вполне определенной энергии, а их энергетический спектр в действительности оказывается сплошным, как это было установлено Чедвиком уже в 1914 г. Получилось противоречие, которое требовало разъяснения.

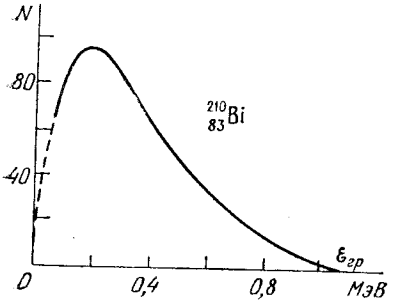


Рис. 134

7. Существование верхней границы β-спектра дало повод некоторым ученым высказать предположение, что в момент испускания все β-частицы получают одинаковые энергии, соответствующие границе β-спектра. Однако на пути к детектору не все они сохраняют эту энергию, а по-разному растрачивают ее на излучение. Другие предполагали, что β-излучение всегда сопровождается γ-излучением, так что энергия определенным образом распределяется между β- и γ-лучами. Правдоподобность последнего предположения, казалось, подтверждалась тем, что β-излучение часто сопровождается γ-излучением, тогда как при α-распаде γ-лучи наблюдаются реже. При справедливости любого из этих предположений полная энергия, освобождающаяся при β-распаде ядра, должна быть строго определенной, поскольку однозначно определены энергетические состояния материнского и дочернего ядер. Этот вывод допускает экспериментальную проверку.

Эллис (1895—1980) и Вустер (р. 1903) поставили соответствующий опыт в 1927 г. Они окружали β-излучатель ($^{210}_{83}$Bi) свинцовой оболочкой такой толщины, что она полностью поглощала электроны, а также рентгеновское и γ-излучение, исходившие от β-излучателя. По нагреванию свинцовой оболочки из-за β-распада радиоактивного препарата и по числу распадов за определенное время можно было определить среднюю полную энергию, приходящуюся на один акт распада. Правда, калориметрические опыты очень трудны ввиду незначительности нагревания свинцовой оболочки. Эту трудность экспериментаторы преодолели, изготовив два совершенно одинаковых свинцовых калориметра, в один из которых помещался радиоактивный излучатель,

а другой оставался пустым. По разности температур калориметров можно было с достаточной точностью измерить искомую величину. Оказалось, что полная энергия, приходящаяся в среднем на один акт β-распада, составляет 0,35 МэВ. С другой стороны, максимальная энергия β-частиц (верхняя граница β-спектра) для $^{210}_{83}$Bi составляет 1,05 МэВ, т. е. в три раза больше среднего значения, найденного калориметрически. Зная же полный β-спектр рассматриваемого излучателя, можно было вычислить среднюю энергию, уносимую одним электроном при β-распаде. Она оказалась равной 0,39 МэВ. Это значение в пределах погрешностей измерений хорошо согласуется с величиной, найденной калориметрически. Отсюда следует, что никакой дополнительной энергии, о которой говорилось выше в обоих предположениях, при β-распаде не выделяется. Оба предположения должны быть отвергнуты.

8. Не останавливаясь более на истории вопроса, приведем сразу решение его, предложенное Паули в 1930 г. Паули выдвинул гипотезу, позднее доказанную экспериментально, согласно которой при β-распаде наряду с электроном вылетает еще какая-то неизвестная нейтральная частица, не регистрируемая в калориметре. Благодаря этому закон сохранения энергии соблюдается и при β-распаде. В редких случаях вся освобождающаяся энергия уносится электроном. Такая энергия соответствует верхней границе электронного β-спектра. Подтверждением этого может служить опытный факт, что указанная граница совпадает с разностью энергий материнского и дочернего ядер. В других редких случаях вся энергия уносится гипотетической частицей. Но чаще всего энергия уносится и этой частицей, и электроном. Распределение энергии между ними носит случайный характер, чем и объясняется форма β-спектра.

Чтобы согласовать свою гипотезу с результатами опытов Эллиса и Вустера, Паули предположил, что гипотетическая частица очень слабо взаимодействует с веществом. Она не ионизует атомы среды, с которыми сталкивается, и поэтому свободно проходит через свинцовую оболочку и не улавливается последней, как это и было в опытах Эллиса и Вустера. Это заставило предположить, что частица Паули не обладает электрическим зарядом, так как заряженная частица с энергией порядка миллиона электронвольт не могла бы пройти через толстый слой свинца. Гипотеза Паули появилась еще до открытия нейтрона. Ферми назвал эту незаряженную гипотетическую частицу *нейтрино* (что в переводе с итальянского означает уменьшительное «нейтрончик»). Масса нейтрино, если таковая имеется у этой частицы, должна быть во всяком случае меньше массы электрона. Это видно уже из того, что при β-распаде, когда должен соблюдаться и закон сохранения импульса, электроны уносят меньше половины освобождающейся энергии. Нейтрино не может быть нейтроном, так

как в противном случае при испускании нейтрино заметно изменялась бы масса ядра, а это при β-распаде не наблюдается. Кроме того, если бы нейтрино и нейтрон были одной и той же частицей, то она обнаружилась бы при столкновении с другими атомными ядрами.

Поскольку нейтрино не ионизует атомы, магнитный момент этой частицы также должен равняться нулю (или, во всяком случае, быть весьма малым). Спин нейтрино должен быть полуцелым. Действительно, характер спина ядра (целый или полуцелый) целиком определяется значением массового числа A (см. § 68). При β-распаде A не меняется, а потому не должен меняться и характер спина ядра. Но вылетающий электрон (позитрон) уносит спин, равный 1/2. Поэтому спин другой частицы — нейтрино,— во всяком случае, должен быть полуцелым. Теоретические расчеты энергетического спектра электронов (позитронов), рождающихся при β-распаде, выполненные при разных предположениях относительно спина нейтрино, показали, что спин этой частицы равен 1/2.

9. На основе гипотезы Паули в 1933 г. Ферми построил количественную теорию β-распада. Подробное изложение ее далеко выходит за рамки этой книги; ограничимся общими замечаниями. Основная идея Ферми состоит в том, что β-частицы и нейтрино не существуют в атомных ядрах, а рождаются в них в процессе β-распада, подобно тому как фотон не является составной частью атома, а появляется в процессе лучеиспускания. Ферми потребовалось ввести гипотезу о существовании особого типа короткодействующих сил, которые и вызывают в ядре процессы превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон с испусканием β-частиц и нейтрино в обоих случаях. Соответствующие силы называются *слабыми силами*, а взаимодействия, осуществляемые под их действием,— *слабыми взаимодействиями*. Чтобы составить представление о величине слабых взаимодействий, укажем, что теоретические соображения и последующие опытные измерения показали, что средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде равна примерно 10^{21} см (100 световых лет). Это намного превышает линейные размеры звезд, т. е. длины порядка 10^{13} см. Такие нейтрино свободно пронизывают Солнце, а тем более земной шар. С уменьшением энергии нейтрино их проникающая способность становится еще меньше. Радиус действия слабых взаимодействий не превышает 10^{-15} см.

10. Для полноты заметим, что постулированная Паули частица, появляющаяся при β^--распаде вместе с электроном, позднее стала называться *электронным антинейтрино* ($\bar{\nu}_e$), а частица, появляющаяся при β^+-распаде вместе с позитроном,— *электронным нейтрино* (ν_e). Конечно, деление на частицы и античастицы условно. Что называть частицей и что античастицей — это вопрос соглашения, но условиться об этом необходимо. В соответ-

ствии с принятым соглашением процессы β^-- и β^+-распадов пишутся в виде

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e, \tag{74.4}$$

$$p \to n + e^+ + \nu_e. \tag{74.5}$$

Дело в том, что в дальнейшем были открыты другие типы нейтрино и антинейтрино: *мюонные нейтрино* (ν_μ) и *антинейтрино* ($\bar{\nu}_\mu$), *таонные нейтрино* (ν_τ) и *антинейтрино* ($\bar{\nu}_\tau$). Эти частицы появляются в процессах взаимодействия совместно с другими частицами: мюонами и $\tau^\pm$-лептонами (масса τ-лептона $m_{\tau\pm} = 1{,}78$ ГэВ, среднее время жизни порядка $3 \cdot 10^{-13}$ с).

Лептонами называют класс элементарных частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях, т. е. участвующих в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях. Нейтрино и антинейтрино сверх того не участвуют и в электромагнитном взаимодействии (если масса нейтрино отлична от нуля, то не исключено наличие у нейтрино магнитного момента, не превышающего $10^{-10}\ \mu_B$). Все лептоны имеют спин 1/2, т. е. являются фермионами. К лептонам относятся электрон, мюон, тяжелый лептон (τ), электронное, мюонное и τ-нейтрино и соответствующие им античастицы.

Мюонные нейтрино и антинейтрино появляются при распаде заряженных пионов одновременно с мюонами. *Пионами* (старое название *π-мезоны*) называют семейство из трех нестабильных элементарных частиц — двух заряженных (π^+ и π^-) и одной незаряженной (π^0). Времена жизни обеих заряженных частиц равны $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ с, масса $m_{\pi\pm} = 273 m_e$, а для нейтрального пиона соответственно $0{,}83 \cdot 10^{-16}$ с, $m_{\pi^0} = 264 m_e$. Пионы относятся к классу *мезонов*, который в свою очередь относится к обширной группе *адронов*, т. е. частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. Пионы — наиболее легкие адроны. Интересующие нас процессы распада заряженных пионов записываются следующим образом:

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \tag{74.6}$$

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu. \tag{74.7}$$

Что электронные и мюонные нейтрино (а также их античастицы) не тождественны — это доказано экспериментально. Поэтому заменять ν_e и $\bar{\nu}_e$ соответственно на ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ и обратно нельзя. Так, например, процессы

$$n \not\to p + e^- + \bar{\nu}_\mu, \quad p \not\to n + e^+ + \nu_\mu,$$

$$\pi^- \not\to \mu^- + \bar{\nu}_e, \quad \pi^+ \not\to \mu^+ + \nu_e,$$

получающиеся из (74.4)—(74.7) путем такой замены, не идут, что доказано и экспериментально. Поэтому они и снабжены не-

речеркнутой стрелкой. Доказано также, что ν_e и ν_μ не тождественны со своими античастицами $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$. Существование ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$ прямыми экспериментами пока не доказано, но подтверждается теоретическими соображениями и косвенными экспериментальными данными.

Каждый лептон характеризуется определенным квантовым числом, называемым *лептонным зарядом* или *лептонным числом*. Следует различать *электронный* (для e^-, e^+, ν_e, $\bar{\nu}_e$), *мюонный* (для μ^-, μ^+, ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$) и *таонный* (для τ^-, τ^+, ν_τ, $\bar{\nu}_\tau$) *лептонные заряды*, обозначаемые соответственно через L_e, L_μ, L_τ. Это существенно различные величины, хотя им условно и приписываются одинаковые числовые значения. Условились для всех отрицательно заряженных частиц (e^-, μ^-, τ^-) считать лептонные заряды равными $+1$. Лептонные заряды всех остальных частиц находятся из экспериментально установленного факта, согласно которому в замкнутой системе разность между числом лептонов и антилептонов каждого типа остается постоянной. Для этого надо этому факту придать форму *закона сохранения лептонного заряда*. При этом лептонные заряды всех других частиц, за исключением лептонов, принимаются равными нулю, так как у этих частиц свойства, связанные с существованием лептонного заряда, не обнаруживаются. Закон сохранения лептонного заряда требует, чтобы все положительно заряженные лептоны (e^+, μ^+, τ^+) имели лептонный заряд -1. Это видно из того, что возможны реакции

$$e^- + e^+ \to 2\gamma, \quad \mu^- + \mu^+ \to 2\gamma, \quad \tau^- + \tau^+ \to 2\gamma.$$

Только тогда суммарный лептонный заряд в левой части будет равен нулю, а это необходимо, так как γ-квант лептонного заряда не имеет. Из возможности процессов (74.5) и (74.7) следует, что лептонный заряд ν_e и ν_μ равен $+1$, а из возможности реакций (74.4) и (74.6) — что лептонный заряд $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ равен -1. Аналогично, надо приписать ν_τ лептонный заряд $+1$, а $\bar{\nu}_\tau$ — лептонный заряд -1. Таким образом, лептонные заряды всех отрицательно заряженных лептонов и всех нейтрино равны $+1$, а положительно заряженных лептонов и всех антинейтрино -1.

Примером процессов, в которых соблюдается закон сохранения лептонных зарядов L_e и L_μ, могут служить процессы

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

которые действительно происходят.

Процесс (74.4) происходит в ядерных реакторах. При делении ядер освобождаются нейтроны, после распада которых возникают антинейтрино. Антинейтрино $\bar{\nu}_e$ образуется в ядерных реакторах также и в процессах распада β^--активных продуктов реакции деления. Таким образом, ядерный реактор является источни-

ком антинейтрино. В недрах Солнца происходят термоядерные реакции, конечным результатом которых является превращения водорода в гелий:

$$4p \rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + 2e^+ + 2\nu_e. \qquad (74.8)$$

Закон сохранения лептонного заряда требует, чтобы из недр Солнца исходил поток уже *нейтрино*, а не антинейтрино.

11. Для упрощения теории β-распада Ферми построил ее в предположении, что масса нейтрино равна нулю. Но это предположение не является обязательным требованием теории и не может считаться доказанным. Нет принципа, заставляющего полагать массу нейтрино равной нулю, тогда как в случае фотона такой принцип существует.

Вопрос о массе нейтрино постоянно обсуждался с момента появления гипотезы Паули. Верхний предел для массы электронного нейтрино (и антинейтрино) был получен из анализа формы электронного спектра β-распада трития. Оказалось, что верхний предел для массы электронного нейтрино $m_{\nu_e} < 35$ эВ, что примерно в 15 000 раз меньше массы электрона. В 1980 г. Е. Ф. Третьяков, В. А. Любимов и другие сотрудники Института экспериментальной и теоретической физики опубликовали результаты своих многолетних измерений массы электронного нейтрино. Согласно этим измерениям масса электронного нейтрино хотя и очень мала по сравнению с массой электрона, но все же *отлична от нуля*. (Было найдено $14 < m_{\nu_e} < 46$ эВ.) Этот результат не всеми признается как окончательный. Вопрос о массе электронного нейтрино остается открытым.

Оценка верхнего предела массы ν_μ была получена в результате исследования распадов π-мезонов. Оказалось, $m_{\nu_\mu} < 0{,}57$ МэВ. Оценка верхнего предела массы ν_τ производилась из рассмотрения распада $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$. Оказалось, $m_{\nu_\tau} < 250$ МэВ.

Нейтрино играло первостепенную фундаментальную роль в происхождении Вселенной и продолжает играть эту роль и сейчас в ее развитии, чего, разумеется, не мог предполагать Паули и даже Ферми при создании теории β-распада. Если масса нейтрино отлична от нуля, то многие теоретические представления о процессах с участием нейтрино должны быть пересмотрены. Роль нейтрино во Вселенной окажется более значительной, чем в случае безмассовых нейтрино.

Если бы масса нейтрино была равна нулю, то эта частица не могла бы находиться в состоянии покоя. Она всегда двигалась бы со скоростью света c относительно любой системы отсчета. Проекция вектора спина этой частицы на направление движения может быть равна либо $+1/2$, либо $-1/2$. В первом случае условились говорить, что частица имеет *правую*, или *положительную*, *спиральность* $\lambda = +1$, во втором — *левую*, или *отрицательную*,

спиральность $\lambda = -1$. Понятие спиральности, конечно, имеет определенный смысл только для безмассовых частиц. Только в этом случае частица имеет определенную спиральность независимо от системы отсчета. Если же масса частицы отлична от нуля, то понятие определенной спиральности лишено смысла: одна и та же частица имела бы то правую, то левую спиральность, в зависимости от того, в какой системе отсчета рассматривается ее движение. Прямым опытом установлено, что $\bar{\nu}_e$ имеет спин, направленный по импульсу. Поэтому если $m_\nu = 0$, то нейтрино будет обладать левой, а антинейтрино — правой спиральностью.

12. Введенное Ферми слабое взаимодействие оказалось более универсальным, чем предполагалось в первоначальной теории β-распада. Оказалось, что слабые взаимодействия с участием нейтрино всех видов проявляются не только при β-распаде, но и во многих других процессах, связанных с превращением элементарных частиц. Не входя в существо вопроса, ограничимся замечанием, что представилось возможным установить *единую природу слабых и электромагнитных сил* и создать теорию *единого электрослабого взаимодействия*. Согласно этой теории слабые взаимодействия возникают в результате обмена виртуальными тяжелыми частицами со спином, равным 1: промежуточными заряженными $W^{\pm}$-бозонами и нейтральным промежуточным бозоном Z^0, а электромагнитные взаимодействия — обменом виртуальными фотонами — безмассовыми частицами также со спином, равным 1. Например, распад $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$ происходит следующим образом: нейтрон превращается в протон и на короткое время испускает промежуточный W^--бозон, который распадается затем на электрон и антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Теория предсказала и массы $W^{\pm}$- и Z^0-бозонов. Бозоны $W^{\pm}$ и Z^0 были открыты в 1983 г. Их массы оказались близкими к предсказанным теорией: $M_{W^{\pm}} \approx \approx 80$ ГэВ, $M_{Z^0} \approx 90$ ГэВ.

Основные представления и главные результаты теории β-распада Ферми сохранили свое значение и в современных теориях (при энергиях, значительно меньших M_W).

13. В заключение этого параграфа остановимся на вопросе об экспериментальном доказательстве существования нейтрино. В дальнейшем имеются в виду только электронные нейтрино и антинейтрино. Соответствующие опыты очень трудно осуществить из-за слабости взаимодействия нейтрино с веществом (см. пункт 9). Поэтому вначале опыты по обнаружению нейтрино носили косвенный характер. Первый опыт такого рода был поставлен в 1936 г. А. И. Лейпунским (1903—1972), который исследовал реакцию β-распада $^{11}_{6}C \to {}^{11}_{5}B + e^+$. Не останавливаясь на деталях опыта, ограничимся изложением лишь его идеи. Если бы не было нейтрино, то импульсы позитрона e^+ и ядра отдачи $^{11}_{5}B$

были бы равны по модулю, но противоположны по знаку. Поскольку обе частицы заряжены, их импульсы можно измерить и таким образом сравнить энергетические спектры ядра $^{11}_{5}B$ и позитрона. С другой стороны, можно было бы и непосредственно измерить распределение по энергии ядер отдачи $^{11}_{5}B$. Это распределение оказалось не соответствующим безнейтринной схеме расчета, хотя количественные результаты получить и не удалось.

Более совершенная, но все же косвенная идея опыта принадлежала А. И. Алиханову (1904—1970) и А. И. Алиханьяну (1908—1978), предложившим использовать процесс K-захвата электрона ядром $^{7}_{4}Be$, при котором возникает ядро $^{7}_{3}Li$. Спин ядра с нечетным A полуцелый. При K-захвате A не меняется, а потому не должна меняться и четность спина ядра. С другой стороны, электрон имеет спин 1/2. Поэтому спин ядра после поглощения электрона должен меняться на 1/2, т. е. стать четным. Противоречие устраняется, если предположить, что и при K-захвате образуется нейтрино, которое и уносит нечетный спин. Преимущество схемы опыта, предложенного Алихановым и Алиханьяном, состоит в том, что при K-захвате образуются только две частицы: ядро отдачи $^{7}_{3}Li$ и нейтрино, а потому распределение кинетической энергии между ними определяется однозначно. Полная кинетическая энергия, выделяющаяся при K-захвате ядер $^{7}_{4}Be$, равна

$$\mathscr{E} = [M_{ат}(^{7}_{4}Be) - M_{ат}(^{7}_{3}L)]c^2 = 0{,}864 \text{ МэВ}. \qquad (74.9)$$

В силу закона сохранения импульса $\boldsymbol{P}_{яд} + \boldsymbol{p}_{\nu} = 0$, где $\boldsymbol{P}_{яд}$ — импульс ядра отдачи, а $\boldsymbol{p}_{\nu}$ — импульс нейтрино. Ядро отдачи получает кинетическую энергию

$$\mathscr{E}_{яд} = \frac{P_{яд}^2}{2M_{яд}} = \frac{p_{\nu}^2}{2M_{яд}} = \frac{c^2 p_{\nu}^2}{2M_{яд}c^2}. \qquad (74.10)$$

Но нейтрино — релятивистская частица, так что ее кинетическая энергия $\mathscr{E}_{\nu} = cp_{\nu}$. Она уносит подавляющую часть энергии, а потому в предыдущем соотношении с большой точностью можно принять $cp_{\nu} = \mathscr{E}_{\nu} = \mathscr{E}$. Таким образом, на долю ядра отдачи $^{7}_{3}Li$ приходится кинетическая энергия

$$\mathscr{E}_{яд} = \mathscr{E}^2/2M_{яд}c^2. \qquad (74.11)$$

Кинетическую энергию ядра отдачи $^{7}_{3}Li$ можно измерить непосредственно и сравнить ее с выражением (74.11). К этому и сводится идея опыта. При этом, как показывает формула (74.11), выгодно использовать легкие ядра. Вот почему в качестве исходного ядра Алиханов и Алиханьян предложили взять наиболее легкое ядро $^{7}_{4}Be$, в котором наблюдается K-захват.

Из-за начавшейся войны самими Алихановым и Алиханьяном опыт поставлен не был. Он был осуществлен только в 1942 г. Алленом (р. 1908) в США и привел к положительному результату, т. е. указывал на участие нейтрино в процессе K-захвата. Однако и качественный опыт Лейпунского и количественный опыт Аллена еще не могут рассматриваться как экспериментальное доказательство существования нейтрино, поскольку в этих опытах еще не наблюдалось взаимодействие свободного нейтрино с веществом. Опыт Аллена доказывает только, что в реакции K-захвата гипотеза нейтрино согласуется с законами сохранения энергии и импульса.

14. Зарегистрировать действие свободных антинейтрино стало возможным только после появления мощных ядерных реакторов. Осколки деления тяжелых ядер перегружены нейтронами, а потому они испытывают β^--распад. Радиоактивные продукты β^--распада в свою очередь подвергаются β^--распаду, пока этот процесс не закончится образованием стабильных ядер. В процессе же β^--распада испускаются антинейтрино. При каждом акте деления испускаются в среднем 5—6 антинейтрино. Поэтому ядерные реакторы являются мощными источниками антинейтрино. При мощности реактора около 100 МВт плотность потока антинейтрино за толстой стеной, защищающей от нейтронов и γ-квантов, по легко проницаемой для нейтрино, составляет примерно 10^{19} с$^{-1}\cdot$см$^{-2}$.

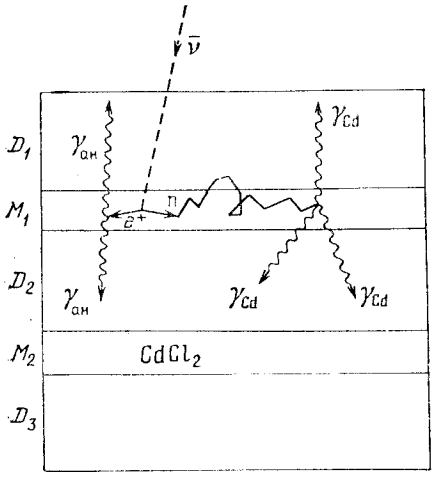


Рис. 135

Впервые опыт был осуществлен в США Рейнесом (р. 1918) и Коуэном (р. 1919) в 1953 г. и повторен ими в более совершенном виде в 1954 г. (краткое описание этого второго опыта и приводится ниже). Им удалось зарегистрировать реакцию обратного β^--распада

$$\bar{\nu} + p \to n + e^+. \quad (74.12)$$

Эта реакция возможна, если энергия антинейтрино превышает 1,8 МэВ, так как именно на такую величину масса $(n + e^+)$ больше массы протона p.

Схема установки Рейнеса и Коуэна представлена на рис. 135. Она состояла из трех больших ($1{,}9\times1{,}3\times0{,}6$ м) баков-детекторов D_1, D_2 и D_3, наполненных сцинтиллирующим водным раствором, объем которого «просматривался» 110 фотоумножителями. Между детекторами помещались мишени M_1 и M_2 — два слоя

воды (толщиной 7 см каждый), содержащие растворимую соль кадмия $CdCl_2$, для поглощения нейтронов. Каждый слой — мишень с двумя соседними баками-детекторами — образовывал независимую триаду. Для защиты от нейтронного и γ-излучения установка была заключена в свинцово-парафиновую оболочку и помещена глубоко под землей. Там она и облучалась потоком антинейтрино от ядерного реактора.

Позитрон, возникающий в реакции (74.12) через короткое время порядка 10^{-8} с, аннигилировал с электроном с образованием двух γ-квантов (энергия которых равна энергии аннигиляции), которые регистрировались детекторами D_1 и D_2, включенными в схему совпадений. Нейтрон, возникающий в той же реакции (74.12), замедляется в результате последовательных столкновений с протонами, диффундирует и в конце концов за время порядка 10^{-6} с поглощается кадмием. При этом испускаются несколько γ-квантов (с суммарной энергией до 10 МэВ), которые также регистрируются детекторами. Сигналы с детекторов передавались по коаксиальным кабелям на вход специального электронного устройства, где они анализировались по высоте и времени сдвига совпадений. Проводилось фотографирование сигналов с помощью трехлучевого осциллографа, каждая из пластин которого была соединена с одним из детекторов. Акт взаимодействия антинейтрино с веществом (74.12) обнаруживался по появлению в установке двух скоррелированных импульсов, сдвинутых по времени на время замедления и диффузии нейтрона (от 1 до 25 мкс). В процессе длительной (около 1400 ч) работы установки детектор регистрировал в среднем $2{,}88 \pm 0{,}22$ импульса в час. Этому соответствует эффективное сечение реакции (74.12) $\sigma_{\bar{\nu}} \sim \sim 10^{-43}$ см^2.

Для повышения точности полученных результатов авторами ставились многочисленные и разнообразные контрольные опыты, на описании которых мы останавливаться не будем.

Следует заметить, что в противоположность реакции (74.12) реакция

$$\nu + p \not\to n + e^+ \qquad (74.13)$$

запрещена, как это показал Дэвис. Это указывает на то, что нейтрино и антинейтрино — действительно разные частицы, отличающиеся одна от другой характером взаимодействия.

15. В порядке краткой информации скажем еще об обнаружении солнечных нейтрино, т. е. нейтрино, исходящих из недр Солнца при термоядерных реакциях. Здесь речь идет именно о *нейтрино*, а не об антинейтрино, как об этом уже говорилось в пункте 10. Вопрос этот систематически исследуется Дэвисом с группой сотрудников из Брукхейвенской национальной лаборатории (США), а сами опыты производятся в шахте на глубине 1490 м для уменьшения фона космических лучей (сами измере-

ния, не считая подготовительной работы, длятся уже более 15 лет). Для регистрации нейтринного излучения от Солнца используется хлор-аргоновый метод, предложенный Б. М. Понтекорво (р. 1913) еще в 1946 г. Детектором служит резервуар, заполненный 615 т жидкого перхлорэтилена (C_2Cl_4). В него предварительно вводится около 1 $см^3$ неактивного изотопа аргона $^{36}_{18}Ar$. Под действием солнечных нейтрино происходит реакция

$$^{37}_{17}Cl + \nu_e \rightarrow {}^{37}_{18}Ar + e^-, \qquad (74.14)$$

в которой образуется изотоп $^{37}_{18}Ar$. Последний радиоактивен и испытывает K-захват с периодом полураспада 35 дней. Накопившийся радиоактивный $^{37}_{18}Ar$ извлекается методом носителя, в качестве которого применяется неактивный изотоп аргона $^{36}_{18}Ar$. В этом методе через объем бака с C_2Cl_4 в течение нескольких часов пропускается гелий. Последний в виде мелких пузырьков проходит через жидкий C_2Cl_4 и «вылавливает» из него атомы аргона вместе с радиоактивными атомами $^{37}_{18}Ar$. Затем гелий поступает в ловушки, заполненные активированным углем и охлаждаемые жидким азотом. Аргон конденсируется и адсорбируется углем, а гелий свободно проходит через ловушки. Повторив такую операцию несколько раз, ловушки отделяют, соединяют с детектором и нагревают. Уголь выделяет адсорбированный аргон и последний поступает в пропорциональный счетчик. Зная количество аргона, добавленного к C_2Cl_4 и поступившего в счетчик, а также число актов, зарегистрированных счетчиком, можно получить и полное количество радиоактивных атомов $^{37}_{18}Ar$, образовавшихся в C_2Cl_4. Было найдено, что под действием солнечных нейтрино в одной тонне C_2Cl_4 образуется в среднем 0,330 атомов $^{37}_{18}Ar$ в год. Это примерно в 3—4 раза меньше теоретических предсказаний, основанных на традиционных представлениях о свойствах нейтрино и структуре центральных областей Солнца (см. § 102, пункт 4). Такое расхождение получило название «загадки солнечных нейтрино». Мы не будем более останавливаться на этом вопросе, так как его еще нельзя считать решенным ни теоретически, ни экспериментально.

Заметим только, что в Приэльбрусье близится к завершению строительство Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований АН СССР. Обсерватория располагается на глубине около 2 км под горой Андырчи. Хлор-аргоновая установка по объему будет в пять раз превышать установку Дэвиса. С помощью реакции превращения хлора в аргон можно зарегистрировать лишь относительно малоинтенсивную часть спектра солнечных нейтрино, обладающих высокими энергиями. Поэтому будет использован еще и новый метод, предложенный В. А. Кузьминым, основанный на превращении $^{71}_{31}Ga$ в $^{71}_{32}Ge$. Метод по-

зволит регистрировать и основную часть нейтринного излучения Солнца — нейтрино более низких энергий от реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, задающей скорость энерговыделения в Солнце.

Можно надеяться, что эти исследования прояснят «загадку солнечных нейтрино», а также приведут к выяснению вопросов о внутреннем строении Солнца, что можно сделать только методами «нейтринной астрономии».

§ 75. Гамма-излучение ядер и внутренняя конверсия электронов

1. *Гамма-излучением* называется электромагнитное излучение, возникающее при переходе атомных ядер из возбужденных в более низкие энергетические состояния. В таких процессах числа протонов и нейтронов в ядре не изменяются, но испускаются γ-кванты. Спектр γ-излучения всегда *дискретный*, так как дискретны энергетические уровни самого ядра. Обычно энергия γ-квантов, испускаемых атомными ядрами, лежит в пределах примерно от 10 кэВ до 5 МэВ ($10^{-8} \geqslant \lambda \geqslant 2 \cdot 10^{-11}$ см).

Переход ядра из возбужденного состояния в нормальное при γ-излучении может быть *однократным*, когда ядро после испускания одного кванта сразу переходит в нормальное состояние

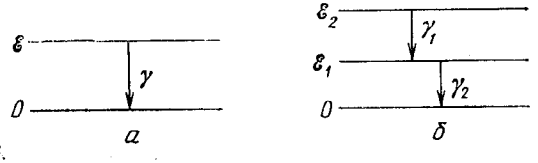


Рис. 136

(рис. 136*а*). Но снятие возбуждения может быть и *каскадным*, когда переход осуществляется в результате последовательного испускания нескольких γ-квантов (рис. 136*б*).

Изолированный свободный нуклон испускать γ-квант не может, так как в противном случае было бы нарушено одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса (см. § 1). Однако этот процесс может происходить и действительно происходит внутри ядра, поскольку испущенный (или поглощенный) γ-квант может обмениваться импульсом не только с рассматриваемым нуклоном, но и с остальными нуклонами ядра. Таким образом, в противоположность β-распаду, испускание γ-лучей есть *внутриядерный*, а не внутринуклонный процесс.

2. Возбужденные ядра образуются при β-распаде в тех случаях, когда распад материнского ядра в основное состояние дочернего ядра оказывается запрещенным. Дочернее ядро в этом случае может получиться как в нижнем, так и в одном из верх-

них возбужденных состояний. В последнем случае совершается каскадный процесс переходов через несколько возбужденных состояний дочернего ядра, если только такие переходы разрешены. При этих переходах и происходит испускание γ-квантов. Типичным примером может служить изотоп $^{24}_{11}$Na. Основное состояние его имеет характеристику 4^+. В результате β-распада возникает изотоп $^{24}_{12}$Mg. Однако этот изотоп получается не сразу в основном состоянии, так как основной уровень $^{24}_{12}$Mg имеет характеристику 0^+. Поэтому переход на этот уровень практически не происходит, так как при таком переходе спин должен был бы сразу измениться на 4, что крайне маловероятно. Но изотоп $^{24}_{12}$Mg имеет два возбужденных уровня 4,12 и 1,37 МэВ с характеристиками 4^+ и 2^+. Бета-переход ядра $^{24}_{11}$Na на второй из них также запрещен по спину, хотя и не столь сильно, как переход на основной уровень 0^+. Бета-распад (с полупериодом 15 ч) идет почти исключительно на разрешенный уровень 4,12 МэВ (с характеристикой 4^+). С этого уровня происходит испускание γ-кванта при переходе на уровень 1,37 МэВ, а с него — на основной уровень 0. В результате испускаются γ-кванты с энергиями 2,75 и 1,37 МэВ (рис. 137).

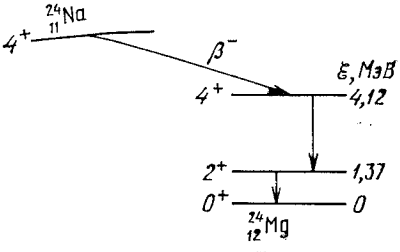


Рис. 137

Если изотоп $^{24}_{11}$Na поместить в стеклянную ампулу, то β^--частицы задержатся стеклом, а γ-излучение выйдет наружу. Поэтому ампула с изотопом $^{24}_{11}$Na может служить удобным портативным источником γ-излучения. Напомним, что 0—0-переходы при излучении γ-квантов абсолютно запрещены (см. § 39, пункт 1).

Возбужденные ядра, способные к γ-излучению, могут возникать также в результате предшествующего α-распада. Однако γ-кванты, испускаемые таким путем, обычно обладают невысокими энергиями ($\mathcal{E}_\gamma \leqslant 0{,}5$ МэВ). Это связано с тем, что для испускания γ-квантов высоких энергий материнские ядра должны испускать α-частицы также очень высоких энергий. Энергия α-частицы должна быть достаточной не только для преодоления потенциального барьера, но и для сильного возбуждения возникающего дочернего ядра. Обычно α-частицы, испускаемые атомными ядрами, этому условию не удовлетворяют. Энергия γ-квантов, испускаемых дочерними ядрами после β-распада, может быть больше и может достигать 2—2,5 МэВ. Объясняется это тем, что вероятность β-распада определяется более слабо меняющейся функцией энергии β-частицы, чем вероятность α-распада.

Возбужденные ядра, способные к испусканию γ-квантов, могут также возникать в результате захвата нейтронов, в результате кулоновского возбуждения ядер при столкновениях с заряженными частицами в различных ядерных реакциях.

3. Возбужденное ядро может перейти в основное состояние не только путем испускания γ-кванта, но и путем непосредственной передачи энергии возбуждения одному из электронов атомных оболочек (*K*-, *L*-, *M*-электрону и т. д.). Этот процесс, конкурирующий с γ-излучением, называется *внутренней конверсией* электронов, а сами электроны — *электронами внутренней конверсии*. Внутренняя конверсия может конкурировать с γ-излучением. Но она может происходить и без него (например, в случае 0—0-переходов, когда испускание γ-квантов вообще невозможно). Отношение среднего числа электронов внутренней конверсии к среднему числу испускаемых γ-квантов для конкретного перехода называется *коэффициентом внутренней конверсии* перехода.

Коэффициент конверсии зависит от энергии и мультипольности перехода. Поэтому, измеряя на опыте коэффициент конверсии, можно установить мультипольность и, таким образом, спин возбужденного ядра.

Энергия электрона внутренней конверсии $\mathscr{E}_e$ определяется выражением

$$\mathscr{E}_e = \mathscr{E} - \varepsilon, \qquad (75.1)$$

где $\mathscr{E}$ — энергия, освобождаемая при ядерном переходе, а ε — энергия связи электрона в электронной оболочке атома. Очевидно, что электроны внутренней конверсии моноэнергетичны. Это и позволяет отличить их от электронов, испускаемых при β-распаде ядер, спектр которых непрерывен. Если энергия возбуждения ядра $\mathscr{E}$ меньше энергии связи электрона ε_K в *K*-слое, то, очевидно, внутренняя конверсия на электронах *K*-слоя энергетически невозможна. Такой случай может иметь место для тяжелых ядер. Однако в этом случае может происходить внутренняя конверсия на электронах других слоев.

Внутренняя конверсия сопровождается *рентгеновским излучением*, которое возникает в результате переходов электрона с вышележащих электронных слоев и оболочек на место, освобожденное электроном внутренней конверсии. Этот процесс вполне аналогичен обычному возбуждению рентгеновского характеристического спектра атомов (см. § 48). В результате внутренней конверсии могут появиться и электроны Оже (см. § 48).

Если энергия $\mathscr{E}$ возбуждения ядра превышает удвоенную собственную энергию электрона, т. е.

$$\mathscr{E} > 2mc^2 = 1{,}02 \text{ МэВ},$$

то может происходить процесс *парной конверсии*, при котором ядро теряет энергию возбуждения путем одновременного испу-

кания электрона и позитрона. Электронная оболочка атома на такой процесс не оказывает никакого влияния, а потому он может происходить на ядре, лишенном атомных электронов. Однако вероятность парной конверсии не превышает примерно тысячной доли вероятности испускания γ-кванта.

4. Среднее время жизни γ-активных ядер обычно невелико (порядка 10^{-7}—10^{-11} с). Однако при сочетании высокой степени запрета с малыми расстояниями между энергетическими уровнями могут возникать долгоживущие или *метастабильные* γ-активные ядра с временами жизни макроскопического масштаба (до нескольких часов и даже больше). Такие возбужденные метастабильные ядра называются *изомерами*. Явление изомерии было открыто в 1921 г. Отто Ганом (1879—1968). Он обнаружил, что при β-превращениях

$$^{234}_{90}\mathrm{Th} \xrightarrow{\beta^-} \mathrm{UZ}_1 \xrightarrow{\beta^-} \mathrm{UX}_2$$

получаются два радиоактивных вещества, названных им UZ_1 и UX_2, которые состоят из одинаковых ядер $^{234}_{91}$Pa, но имеют различные периоды полураспада (6,7 ч и 1,22 мин соответственно). В 1935 г. аналогичное явление было открыто И. В. Курчатовым с сотрудниками на искусственных радиоактивных ядрах $^{80}_{35}$Br и $^{82}_{35}$Br, получаемых путем облучения нейтронами естественной смеси изотопов брома $^{79}_{35}$Br и $^{81}_{35}$Br. Объяснение природы изомерии существованием у ядер метастабильных состояний было дано в 1936 г. Вейцзеккером.

Обычно изомерный уровень имеет спин, сильно отличающийся от спинов нижележащих уровней и характеризуется низкой энергией возбуждения. Этому условию удовлетворяют значения Z и N, лежащие непосредственно перед магическими числами 50, 82 и 126 со стороны меньших Z и N. Как правило, изомерные состояния совпадают с первым возбужденным уровнем ядра. Такие закономерности следует ожидать и с точки зрения оболочечной модели ядра. Но существуют и изомеры, не подчиняющиеся этим правилам (таков, например, изомер кюрия $^{244}_{96}$Cm с энергией возбуждения 1,04 МэВ).

В некоторых случаях ядра могут иметь по два метастабильных уровня и, следовательно, обнаруживать три периода полураспада. Примером может служить ядро $^{124}_{51}$Sb, испускающее электроны с периодами полураспада 60 дней, 21 и 1,3 мин.

Ядерная изомерия — не столь редкое явление, как может показаться на первый взгляд. Известно около сотни достаточно долгоживущих ядер. Наибольшее число изомерных состояний встречается у ядер с нечетным массовым числом A. Изомеры достаточно часто встречаются у нечетно-нечетных ядер и очень редко

у четно-четных. Время жизни возбужденного ядра изменяется в широких пределах (от очень малых долей секунды до многих тысяч лет). Так, изомер $^{236}_{93}Np$ имеет период полураспада 5000 лет, а изомер ^{135}Cs — $2{,}8 \cdot 10^{-10}$ с. Можно ожидать, что с развитием методики эксперимента будут обнаружены изомеры с еще более длинными и короткими периодами полураспада.

Метастабильные состояния наблюдаются и у β-стабильных ядер. В этих случаях метастабильное ядро переходит в основное состояние путем испускания γ-квантов и конверсионных электронов. Примером может служить β-стабильное ядро $^{113}_{49}In\,(9/2^+)$, которое имеет метастабильный изомер с энергией возбуждения 0,393 МэВ и временем жизни 104 мин $(1/2^+)$. Изомерия может также проявляться в форме существования у ядра нескольких периодов полураспада относительно спонтанного деления.

§ 76. Эффект Мёссбауэра

1. В 1958 г. было обнаружено *резонансное поглощение* γ-лучей, получившее название *эффекта Мёссбауэра* (р. 1929) — по имени ученого, который сделал это открытие. Явление это аналогично *оптической резонансной флуоресценции*. Оно состоит в том, что если возбужденный атом (или ядро) испустил фотон, то другой такой же, но невозбужденный атом (или ядро) способен с большой вероятностью его поглощать.

Для выяснения условий, при которых возможно резонансное поглощение γ-квантов (фотонов), надо принять во внимание, что в процессе испускания энергия возбужденного ядра передается не только γ-кванту, но и самому ядру — в виде кинетической энергии поступательного движения последнего, или энергии отдачи. Аналогично, при поглощении энергия γ-кванта идет не только на внутреннее возбуждение ядра, но и на сообщение ему поступательного движения. Допустим, что первое ядро до испускания, а второе до поглощения γ-кванта неподвижны. Тогда энергия испущенного γ-кванта окажется недостаточной, чтобы возбудить второе ядро. Для внутреннего возбуждения поглощающего ядра до того же энергетического уровня, на котором находилось испускающее ядро, требуется γ-квант большей энергии. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Пусть неподвижное ядро испустило γ-квант. Если $\mathscr{E}$ — разность энергий ядра до и после испускания, то на основании законов сохранения энергии и импульса можно написать

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_\gamma + K_{\text{яд}}, \qquad \boldsymbol{P}_\gamma + \boldsymbol{P}_{\text{яд}} = 0,$$

где $K_{\text{яд}}$ и $\boldsymbol{P}_{\text{яд}}$ — кинетическая энергия и импульс ядра после испускания γ-кванта, а $\boldsymbol{P}_\gamma$ — импульс испущенного γ-кванта. (Предполагается, что до испускания γ-кванта ядро покоилось.)

Таким образом, кинетическая энергия ядра отдачи

$$K_{\text{яд}} = P_{\text{яд}}^2/2M_{\text{яд}} = P_\gamma^2/2M_{\text{яд}},$$

где $M_{\text{яд}}$ — масса ядра. Импульс и энергия γ-кванта связаны соотношением $\mathscr{E}_\gamma = cP_\gamma$. Поэтому

$$K_{\text{яд}} = \mathscr{E}_\gamma^2/2M_{\text{яд}}c^2.$$

Но подавляющую долю энергии при испускании уносит γ-квант. На долю кинетической энергии ядра (из-за большой массы $M_{\text{яд}}$) приходится ничтожная часть. Следовательно, с достаточной точностью

$$K_{\text{яд}} = \mathscr{E}^2/2M_{\text{яд}}c^2. \qquad (76.1)$$

Рассмотрим теперь поглощение γ-кванта ядром. В этом случае все величины будем обозначать теми же, но штрихованными буквами. Исключение оставим для величины $\mathscr{E}$, так как она имеет в точности тот же смысл, что и раньше, а именно равна разности между теми же энергетическими уровнями ядра. Это есть внутреннее свойство ядра и не зависит от того, рассматривается ли оно в процессе испускания или поглощения γ-кванта. Таким образом, при поглощении

$$\mathscr{E}'_\gamma = \mathscr{E} + K'_{\text{яд}}, \qquad \boldsymbol{P}'_\gamma = \boldsymbol{P}'_{\text{яд}},$$

откуда

$$K'_{\text{яд}} = \frac{P'^2_{\text{яд}}}{2M_{\text{яд}}} = \frac{P'^2_\gamma}{2M_{\text{яд}}} = \frac{\mathscr{E}'^2_\gamma}{2M_{\text{яд}}c^2},$$

или с прежней точностью

$$K'_{\text{яд}} = \mathscr{E}^2/2M_{\text{яд}}c^2 = K_{\text{яд}}. \qquad (76.2)$$

Линии испускания и поглощения γ-квантов сдвинуты относительно друг друга на величину

$$\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}'_\gamma - \mathscr{E}_\gamma = K'_{\text{яд}} + K_{\text{яд}} = 2K_{\text{яд}}. \qquad (76.3)$$

2. Полученные результаты полностью применимы к испусканию и поглощению γ-квантов в оптической области спектра. Только в этом случае испускание и поглощение производится не ядрами, а электронными оболочками атомов. В соответствии с этим во всех формулах, приведенных выше, массу ядра следует заменить на массу атома (что практически не имеет абсолютно никакого значения). Кроме того, вместо термина «γ-квант» в оптической области спектра используется термин «фотон». В идеальном случае для получения резонансного поглощения требуется совпадение линий испускания и поглощения, т. е. $\Delta\mathscr{E} = 0$. Величина $\Delta\mathscr{E}$ в оптической области ничтожна, так как энергия испускаемого фотона (равная энергии возбуждения атома $\mathscr{E}$) порядка одного или нескольких электронвольт. Даже для

самого легкого атома — атома водорода ($Mc^2 \sim 10^9$ эВ) — получается

$$\Delta\mathscr{E} \approx 1^2/10^9 \approx 10^{-9} \text{ эВ}.$$

По этой причине в оптической области спектра резонансное поглощение света атомами легко наблюдается. Не так обстоит дело для γ-лучей. Энергия γ-квантов, испускаемых ядрами, примерно в 10^6 раз больше, а следовательно, сдвиг $\Delta\mathscr{E}$ в 10^{12} раз больше, чем в оптической области. Поэтому долгое время считалось, что осуществить резонансное поглощение γ-квантов невозможно.

Казалось бы, что сдвиг $\Delta\mathscr{E}$ можно устранить, приведя в движение излучающее ядро в направлении к поглощающему. Тогда из-за эффекта Доплера энергия излучаемого γ-кванта увеличится, а скорость движения можно подобрать так, чтобы величина $\Delta\mathscr{E}$ обратилась в нуль. Того же самого можно достигнуть приближением поглощающего ядра к испускающему. Однако здесь не принято во внимание, что источник испускает, а поглотитель поглощает не бесконечно тонкую линию, а линию конечной ширины. Для возможности резонансного поглощения необходимо, конечно, чтобы линии испускания и поглощения перекрывались, т. е. должно быть

$$\Gamma \geqslant K_{\text{яд}}, \tag{76.4}$$

где Γ — полуширина линии.

3. Уширение линии обусловлено различными причинами. Прежде всего существует *доплеровское уширение* спектральных линий, обусловленное тепловым движением атомов. *Доплеровская полуширина линии* $\Delta\nu$ может быть оценена по формуле

$$\frac{\Delta\nu_{\text{доп}}}{\nu} \approx \frac{1}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M_{\text{яд}}}}, \tag{76.5}$$

где k — постоянная Больцмана, а T — термодинамическая температура источника (см. т. IV, § 89). Если полуширину выражать в энергетических единицах ($\Gamma = h\Delta\nu$), то эта формула преобразуется в

$$\Gamma_{\text{доп}} \approx \frac{\mathscr{E}}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M_{\text{яд}}}}, \tag{76.6}$$

так как в рассматриваемом случае энергию γ-кванта можно с большой точностью положить равной энергии возбуждения ядра. Доплеровское уширение играет основную роль в случае источника, содержащего много атомов или атомных ядер. Оно, очевидно, пропадает, когда излучателем является изолированный атом или изолированное ядро, так как в этом случае говорить о тепловом движении не имеет смысла. Движение изолированного атома или ядра сказывается на смещении спектральных линий, но не на их уширении.

В случае изолированного ядра ширина линии называется *естественной шириной*. Она может быть оценена по времени жизни τ возбужденного ядра с помощью соотношения неопределенностей

$$\Gamma_{\text{ест}} \approx \hbar/\tau. \tag{76.7}$$

Посмотрим теперь на примере, выполняется ли условие (76.4) в оптической области и в области γ-лучей. В качестве примера возьмем ядро изотопа железа $^{57}_{26}\text{Fe}$. Энергия возбуждения первого уровня этого ядра равна 14 кэВ, т. е. для γ-лучей это совсем малая величина. Время жизни его $\tau \approx 10^{-8}$ с, а естественная ширина линии

$$\Gamma_{\text{ест}} \approx 10^{-8} \text{ эВ}.$$

Кинетическая энергия ядра железа, приобретаемая им согласно формуле (76.1) при испускании γ-кванта, будет

$$K_{\text{яд}} = \frac{(14\cdot 10^3)^2}{2\cdot 57\cdot 938\cdot 10^6} = 0{,}00183 \text{ эВ},$$

т. е. примерно в 10^5 раз превышает естественную ширину спектральной линии. О выполнении условия (76.4) не может быть и речи. Поэтому резонансное поглощение γ-квантов на изолированных неподвижных ядрах невозможно.

Иначе обстоит дело в случае оптических фотонов. В этом случае, согласно той же формуле (76.1), кинетическая энергия ядра отдачи порядка

$$K_{\text{яд}} \approx \frac{1^2}{2\cdot 57\cdot 938\cdot 10^6} \approx 10^{-11} \text{ эВ}.$$

Взяв для естественной ширины линии прежнее значение 10^{-8} эВ (это — очень узкая линия), видим, что условие (76.4) хорошо выполняется. Поэтому-то резонансное поглощение оптических фотонов происходит и на изолированных атомах.

4. Обратимся теперь к испусканию и поглощению γ-квантов макроскопическими телами — кристаллами. Казалось бы, что в этом случае достаточно естественную ширину спектральной линии заменить на доплеровскую. Для температуры $T = 300$ К в случае изотопа железа $^{57}_{26}\text{Fe}$

$$\Gamma_{\text{доп}} \approx 0{,}018 \text{ эВ},$$

что на порядок больше кинетической энергии ядра $K_{\text{яд}}$. Условие (76.4) выполняется, хотя и на пределе. Поэтому следует ожидать, что в рассматриваемом случае резонансное поглощение γ-квантов на отдельных ядрах должно наблюдаться и в кристаллах. Однако при переходе к достаточно жестким γ-квантам и при понижении температуры условие (76.4) перестает выполняться, а резонансное поглощение в кристалле, казалось бы, должно сде-

латься невозможным. Например, для ядра иридия ^{194}Ir энергия возбуждения $\mathscr{E} = 129$ кэВ, так что в этом случае

$$K_{\text{яд}} = \frac{(129 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 191 \cdot 938 \cdot 10^6} = 0{,}046 \text{ эВ}.$$

Поэтому даже при $T = 300$ К условие $\Gamma_{\text{доп}} > K_{\text{яд}}$ не выполняется, так как для более тяжелого иридия при одинаковых температурах $\Gamma_{\text{доп}}$ меньше, чем для железа. Но и в тех случаях, когда условие $\Gamma_{\text{доп}} > K_{\text{яд}}$ выполняется, следовало бы ожидать очень широкие и пологие максимумы резонансного поглощения.

При понижении температуры источника и поглотителя область перекрытия доплеровских линий испускания и поглощения уменьшается. Казалось бы, что при этом должна уменьшаться и доля поглощаемых γ-квантов. На самом деле, как показали опыты Мёссбауэра в 1958 г., она увеличивается. Этот неожиданный результат, как понял сам Мёссбауэр, указывает на *статистический характер* испускания и поглощения γ-квантов в кристалле. Большая часть γ-квантов испускается и поглощается так, как описано выше, т. е. отдельными ядрами. Однако, поскольку ядра в кристаллической решетке связаны между собой, наряду с такими индивидуальными процессами происходят и *коллективные процессы*, напоминающие возбуждение квазичастиц в теории теплоемкостей твердых тел, допускаемые квантовой механикой. Какой процесс произойдет — индивидуальный или коллективный,— зависит от случая. Соотношение между числом тех и других процессов управляется *статистическими законами*.

В коллективных процессах возбужденное ядро возвращается в нормальное состояние, энергия возбуждения уносится γ-квантом, но импульс воспринимается *кристаллом в целом* или, во всяком случае, большой группой атомов. Аналогично, энергия испущенного фотона поглощается отдельным ядром, а его импульс передается *кристаллу в целом*. На кинетическую энергию всего кристалла (ввиду большой массы последнего), возникающую в этих процессах, приходится ничтожная доля, малая по сравнению с естественной шириной линии (измеренной в энергетических единицах). Явление происходит так, как если бы какая-то часть ядер испускала и поглощала энергию, но не испытывала отдачи импульса. *Испускание и поглощение γ-квантов без отдачи импульса и составляет сущность эффекта Мёссбауэра.* Поскольку явления испускания и поглощения γ-квантов происходят так, как если бы масса ядра была бесконечно велика, они не сопровождаются доплеровским уширением спектральных линий. Остается только естественная ширина линии. В таких процессах проявляются, таким образом, очень узкие спектральные линии испускания и поглощения γ-квантов.

5. Это объяснение Мёссбауэра убедительно подтверждается опытами по резонансному поглощению γ-квантов. Принципиаль-

ная схема опыта для наблюдения этого явления приведена на рис. 138. Источник резонансного γ-излучения $\mathcal{E}$ медленно движется по окружности с помощью часового механизма относительно поглотителя A. За поглотителем расположен счетчик γ-квантов D. Измеряется зависимость скорости счета от скорости

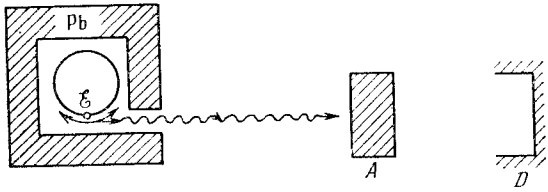


Рис. 138

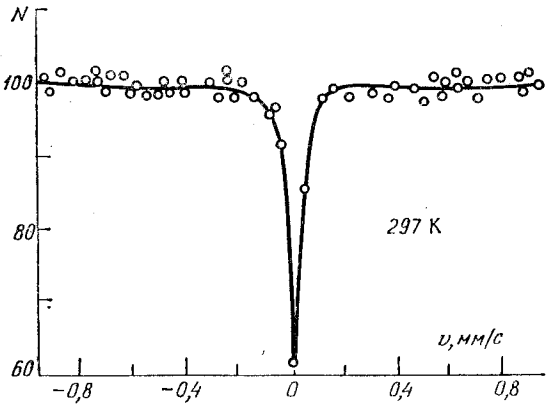


Рис. 139

движения источника в моменты приближения и удаления его от поглотителя. Если источник движется достаточно быстро, то линия испускания сдвигается относительно линии поглощения и резонансное поглощение не наблюдается. При уменьшении скорости источника обе эти линии сближаются, а при их совпадении появляется острый максимум поглощения. Это проявляется в резком уменьшении скорости счета счетчика. На рис. 139 изображена экспериментальная кривая, полученная таким путем. Источником излучения является ядро $^{57}_{27}\mathrm{Co}$, которое в результате K-захвата превращается в ядро железа $^{57}_{26}\mathrm{Fe}$, испускающее γ-кванты с энергией $\mathcal{E} = 14$ кэВ. Поглотителем служит соль $K_3\,{}^{57}\mathrm{Fe}\,(\mathrm{CN})_6$. Кривая получена при $T = 297$ К. По вертикальной оси отложена относительная интенсивность γ-излучения, прошедшего через поглотитель (максимальная интенсивность принята за 100).

Из рисунка видно, что резонанс нарушается уже при ничтожных скоростях источника v — порядка 0,1 мм/с. Отсюда следует, что относительная ширина самих линий испускания и поглощения $v/c \approx 10^{-11}$—10^{-12}, а абсолютная $\Gamma = \mathscr{E}v/c \approx 14\,000v/c \approx 10^{-7}$—$10^{-8}$ эВ, т. е. того же порядка, что и естественная ширина линии. Значит, в опыте действительно наблюдалось резонансное испускание и поглощение *без отдачи импульса*. Впервые такое экспериментальное доказательство эффекта было дано Мёссбауэром в 1958 г. Излучателем и поглотителем γ-квантов у него были изотопы ^{191}Ir, охлажденные до 88 К. Постановка этого фундаментального опыта и может считаться временем открытия эффекта Мёссбауэра.

Эффект Мёссбауэра наблюдается на многих веществах, причем для многих из них были зафиксированы еще более узкие линии испускания и поглощения, чем у рассмотренных выше изотопов железа и иридия. Рабочие температуры для разных веществ колеблются в пределах от комнатных до гелиевых (около 4 К и ниже). С ростом температуры эффект постепенно ослабевает и наконец совсем пропадает. Для наблюдения эффекта Мёссбауэра благоприятным является высокое значение f-коэффициента, определяющего относительную долю процессов испускания γ-квантов, происходящих без отдачи импульса. В свою очередь этот коэффициент тем выше, чем ниже энергия возбуждения ядра $\mathscr{E}$, а также чем выше дебаевская температура T_D, поскольку она характеризует прочность связи ядра в кристаллической решетке.

Разрешающая способность метода мёссбауэровской спектроскопии характеризуется относительной шириной линии $\Gamma/\mathscr{E}$. Так, для изотопа железа $^{57}_{26}$Fe $\Gamma \approx 10^{-8}$ эВ, его период полураспада $T_{1/2} = 10^{-7}$ с, $T_D \approx 500$ К, $f > 0{,}6$ вплоть до комнатной температуры 300 К. В связи с такими хорошими характеристиками этот изотоп железа широко используется в работах по эффекту Мёссбауэра. Другим веществом, применяющимся при комнатной температуре, является изотоп олова ^{119}Sn ($\mathscr{E} = 23{,}8$ кэВ, $T_{1/2} = 1{,}8 \cdot 10^{-8}$ с, $\Gamma = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ эВ, $\Gamma/\mathscr{E} \approx 10^{-12}$), а также изотоп ^{181}Ta ($\mathscr{E} = 6{,}2$ кэВ, $T_{1/2} = 6{,}8 \cdot 10^{-8}$ с, $\Gamma = 6{,}7 \cdot 10^{-11}$ эВ, $\Gamma/\mathscr{E} \approx 10^{-14}$, $f \approx 5\,\%$ при комнатной температуре). Уникальной разрешающей способностью обладает ^{67}Zn ($\mathscr{E} = 93$ кэВ, $T_{1/2} = 9{,}4 \times 10^{-6}$ с, $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-11}$ эВ, $\Gamma/\mathscr{E} \approx 5 \cdot 10^{-16}$). Однако дебаевская температура у ^{67}Zn настолько низка, что даже при гелиевых температурах (около 4 К) f составляет только около 0,3 %.

6. Основное применение эффекта Мёссбауэра связано с тем, что он дает уникальный метод измерения ничтожных изменений энергии, которые не могут быть измерены никаким другим методом. Ограничимся двумя примерами.

С помощью эффекта Мёссбауэра удалось обнаружить в лабораторных условиях *гравитационное смещение спектральных ли-*

ний, предсказанное теорией относительности Эйнштейна (см. § 7, а также т. I, § 72). По этой теории фотон, распространяющийся вертикально в поле тяжести Земли, при прохождении расстояния h меняет свою энергию $\mathscr{E}$ на величину

$$\Delta\mathscr{E} = \frac{\mathscr{E}}{c^2} gh, \tag{76.8}$$

что проявляется в изменении его частоты. При падении вниз частота фотона увеличивается (фиолетовое смещение), при поднятии вверх уменьшается (красное смещение). Паунд (р. 1919) и Ребке в 1959 г. поставили соответствующий опыт в башне Гарвардского университета ($h = 22{,}6$ м), использовав в качестве излучателя и поглотителя образцы из изотопа железа $^{59}_{26}\mathrm{Fe}$, охлажденные до гелиевых температур. Относительное изменение энергии фотона в этом случае составляло

$$\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} = gh/c^2 \approx 2{,}46 \cdot 10^{-15},$$

а абсолютное $\Delta\mathscr{E} \approx 14\,000 \cdot 2{,}46 \cdot 10^{-15} \approx 3{,}4 \cdot 10^{-11}$ эВ, что примерно в 300 раз меньше естественной ширины линии. Для компенсации этого изменения энергии доплеровским смещением требуется скорость источника $v \approx c\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} \approx 0{,}75$ мкм/с. Для надежного обнаружения гравитационного смещения необходимо было измерять изменения энергии с погрешностью $10^{-3}\ \Gamma_{\text{ест}} \approx 10^{-11}$ эВ. Тем не менее эффект был с уверенностью обнаружен, в согласии

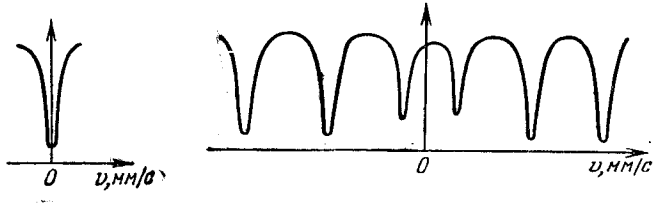


Рис. 140

с предсказанием Эйнштейна. Обнаруженный в лабораторных условиях эффект был примерно в 10^9 раз меньше гравитационного смещения, вызываемого полем тяготения Солнца, который измеряется уже астрономическими методами. В 1965 г. опыт был повторен в усовершенствованной форме Паундом и Снайдером.

Методами мёссбауэровской спектроскопии удалось обнаружить влияние электронных оболочек атомов на процессы, происходящие внутри атомных ядер. Линии мёссбауэровских спектров одного и того же ядра заметно сдвигаются и меняются по ширине при переходе от одного химического соединения к другому, при изменении структуры кристаллической решетки, при изменении температуры, при наложении и снятии механических напряжений и т. п. В качестве примера на рис. 140 приведены мёссбауэров-

ские спектры изотопа железа $^{57}_{26}Fe$ для пержавеющей стали (слева) и железосодержащего соединения Fe_2O_3 — гематита (справа). По горизонтальной оси отложена скорость источника относительно поглотителя, по вертикальной — интенсивность γ-лучей, прошедших через поглотитель. Для пержавеющей стали получается одиночная линия. Для окиси железа Fe_2O_3 под действием магнитного поля электронных оболочек линия расщепляется уже на шесть линий. Впрочем, и спектральная линия пержавеющей стали испытывает также расщепление при наклепе вследствие изменения внутренней структуры кристалла из-за пластической деформации. Методы мёссбауэровской спектроскопии нашли широкое применение в исследованиях по физике твердого тела.

ГЛАВА X

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДЕРНЫХ МОДЕЛЯХ

* *

§ 77. Общие сведения

1. Необходимость ядерных моделей была обоснована в § 63. Она обусловлена тем, что до настоящего времени мы не располагаем последовательной физической теорией ядра. Трудность построения такой теории связана в первую очередь с недостаточной полнотой и определенностью данных о ядерных силах. Сюда добавляются математические трудности, поскольку ядро является многочастичной квантовой системой с сильным взаимодействием. Поэтому на основе первичных физических принципов до сих пор рассматривалась структура только простейших ядер — дейтрона ^{2}H, тритона ^{3}H и ^{4}He. В случае более сложных ядер для систематизации опытных фактов и предсказания новых (хотя бы качественных) приходится прибегать к *модельным представлениям*. Каждая модель имеет ограниченную область применимости, т. е. может претендовать на приближенное описание только более или менее узкой области явлений. Из всего многообразия параметров, характеризующих атомное ядро, она учитывает, и притом в схематизированной форме, только некоторые, являющиеся для этой области явлений главными и определяющими, и пренебрегает влиянием всех остальных параметров. Конечно, возможность и правильность самого выбора определяющих параметров в конце концов доказывается сопоставлением результатов, к которым приводит принятая модель, с опытными фактами, на объяснение которых она претендует. Модель тем лучше, чем большее количество фактов она объясняет.

2. Модели ядра можно разделить на *одночастичные*, *коллективные и обобщенные*. В одночастичных моделях учитываются степени свободы, описывающие движение индивидуальных нуклонов; в коллективных — степени свободы, определяющие коррелированное движение всех нуклонов ядра. Одночастичные модели называют также *моделями независимых частиц*, коллективные — *моделями с сильным взаимодействием*. Если пользоваться наглядной терминологией физики сплошных сред, то можно сказать, что коллективные модели следует применять в тех случаях, когда средний свободный пробег каждого нуклона в ядре мал по сравнению с размерами самого ядра. В этом случае определяющее значение имеют частые и интенсивные взаимодействия каждого нуклона с его ближайшими соседями. В противоположном случае, когда средний свободный пробег нуклона значительно боль-

ше размеров ядра, применяются одночастичные модели, в которых принимается, что нуклоны движутся независимо в некотором усредненном *самосогласованном поле*. Более трудным является случай, когда свободный пробег нуклона и размер ядра — величины одного порядка.

Таким образом, если пользоваться классическими представлениями, то в одночастичных и коллективных моделях о движении нуклонов в ядре вводятся противоположные и взаимно исключающие предположения. Допустимость обоих предположений в ядерной физике обосновывается тем, что на движение нуклонов в ядре нельзя буквально переносить представления, заимствованные из классической физики сплошных сред. Во-первых, потому, что в ядре, даже самом тяжелом, не так много частиц, чтобы без всяких оговорок оперировать с ним как со сплошной средой и использовать статистические методы. Во-вторых, и это главное, движение нуклона в ядре существенно квантовое. Действительно, средняя кинетическая энергия нуклона в ядре $\mathscr{E} \approx 25$ МэВ, а масса нуклона $m = 1{,}68 \cdot 10^{-24}$ г. Этому соответствует средняя длина волны де Бройля нуклона в ядре $\lambda = h/\sqrt{2m\mathscr{E}} \approx 0{,}5 \times \times 10^{-12}$ см — величина порядка радиуса ядра. При таких условиях о классическом движении нуклона в ядре говорить не приходится.

Отметим, в частности, что в невозбужденном ядре согласно принципу Паули все нижние состояния заняты. При движении в ядре нуклон должен вытеснить другой одноименный нуклон из занимаемого им состояния и встать на его место. Но согласно квантовой механике такой обмен местами одноименных нуклонов не приводит к новому состоянию, а это не согласуется с представлениями классической физики. Кроме того, в некоторых одночастичных моделях ядра состояния ядра выражаются через одночастичные состояния не самих нуклонов, а квазичастиц. Введение же квазичастиц соответствует уже коллективному способу описания ядра. При таком понимании резкое разграничение моделей ядра на одночастичные и коллективные фактически утрачивается.

Комбинированием одночастичных и коллективных моделей получаются *обобщенные модели ядра*, в которых одновременно принимаются во внимание как одночастичные, так и коллективные степени свободы, существенные для рассматриваемой группы явлений.

Подробное описание ядерных моделей с указанием областей и границ их применимости должно даваться в специальных руководствах по ядерной физике. Здесь, в общем курсе физики, можно затронуть эти вопросы весьма бегло и схематично, ограничиваясь общими представлениями.

3. Простейшей и исторически первой из коллективных моделей является *капельная модель ядра*, о которой уже говорилось

в § 64. Она была предложена в 1936 г. Нильсом Бором и независимо от него Я. И. Френкелем (1894—1952). Капельной моделью мы и ограничимся при рассмотрении коллективных моделей. Здесь будет сделано несколько кратких дополнительных замечаний об этой модели.

В капельной модели принимается, что ядро ведет себя подобно капле несжимаемой заряженной жидкости. Воспользуемся формулами (65.1) и (65.2) для определения некоторых параметров «ядерной жидкости». Для концентрации нуклонов в ядре получаем

$$n = \frac{A}{4\pi R^3/3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} = 0{,}87 \cdot 10^{38} \approx 10^{38} \text{ см}^{-3},$$

для плотности вещества в ядре

$$\rho = nm \approx 1{,}45 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3,$$

где m — масса нуклона, а в качестве r_0 взято $r_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ см. Среднее расстояние между нуклонами равно

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}}\, r_0 \approx 2{,}3 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Таким образом, если исключить из рассмотрения самые легкие ядра, то концентрация нуклонов, плотность вещества в ядре, а также среднее расстояние между нуклонами практически одинаковы во всех ядрах. Это и позволяет в капельной модели считать ядро несжимаемым.

Несжимаемость «ядерной жидкости» и отражает тот факт, что между нуклонами ядра существует очень сильное взаимодействие, а потому капельная модель и относится к числу коллективных. Она простейшим образом выясняет физический смысл первых трех членов в полуэмпирической формуле Вейцзеккера (64.6) для энергии связи ядра. Остальные два члена в этой формуле — энергия симметрии и энергия спаривания — уже не могут быть интерпретированы на основе чисто капельной модели. Энергия симметрии обычно связывается с принципом Паули. Наличие энергии спаривания свидетельствует о зависимости сил взаимодействия между нуклонами от относительной ориентации их спинов. С учетом этих двух дополнительных членов капельная модель неплохо описывает зависимость усредненной энергии связи ядра от зарядового и массового чисел Z и A. Более тонкие индивидуальные (а не усредненные) изменения энергии связи, как и другие индивидуальные свойства атомных ядер, в капельной модели остаются необъясненными. В этом один из недостатков этой модели.

4. С точки зрения капельной модели ядро в невозбужденном состоянии должно было бы иметь сферическую форму. И действительно, до 1950 г. в ядерной физике господствовало представле-

ние о сферической симметрии равновесной формы ядра. Однако позднее от этого представления пришлось отказаться. По оболочечным соображениям многие ядра уже в невозбужденном состоянии должны иметь не сферическую форму, а форму эллипсоида вращения и даже трехосного эллипсоида (это не общепринято). Такие ядра стали называть *деформированными*. Эта неудачная терминология, к сожалению, применяется иногда и теперь. Неудачность ее заключается в том, что несферическая форма основного состояния ядра есть его внутреннее свойство, а не проявление результата какого-то внешнего деформирующего воздействия. О некоторых фактах, которые заставили признать многие ядра несферическими, будет сказано в следующем параграфе (пункт 12).

Согласно квантовой механике, ввиду тождественности одинаковых частиц, не имеет смысла говорить о вращении сферически-симметричного ядра — в сферически-симметричных ядрах не наблюдаются вращательные энергетические уровни. Напротив, в сферически-несимметричных ядрах такие вращательные уровни наблюдаются. Они принадлежат к низким уровням возбуждения.

Другими возбуждениями ядра, допускаемыми капельной моделью, являются *деформации* и *колебания поверхности ядра*. Объемные колебания ядра, ввиду предположенной несжимаемости «ядерной жидкости», практически невозможны. Простейшими являются *квадрупольные* малые колебания ядра, когда его поверхность попеременно принимает форму вытянутого и сплюснутого эллипсоида вращения. При таких колебаниях у ядра возникают *квадрупольные моменты*. Более сложными являются малые *октупольные* колебания, при которых ядро принимает грушевидную форму и приобретает *октупольный момент*, а также колебания с возбуждением высших *мультипольных* моментов. Колебания должны быть квантованы, а энергия возбуждения колебаний, как следовало бы ожидать, должна определяться формулой $\mathscr{E} = n\hbar\omega$, где n — целое квантовое число. Однако даже при малых квантовых числах n (0, 1, 2) полученные таким образом значения в несколько раз расходятся с тем, что дает опыт. При сильных колебаниях нарушается их гармоничность. Такие колебания могут возбуждаться, например, при попадании нейтрона в ядро. В результате ядро может разделиться на две части. Таким образом капельная модель ядра объясняет деление некоторых тяжелых ядер (см. гл. XIV).

Наконец, в рамках капельной модели возможно возбуждение еще одного типа колебаний. Ядро состоит из смеси двух «несжимаемых жидкостей» — *нейтронной* и *протонной*, проникающих друг в друга. Такие колебания напоминают *оптическую ветвь частот* при колебаниях кристаллических решеток, построенных из различных атомов (см. § 56). Они приводят к возбуждению

у ядра электрических дипольных моментов, т. е. к *поляризации ядра*. Поляризационным возбуждениям соответствуют довольно высокие энергии — примерно 15—20 МэВ для тяжелых и 20—25 МэВ для легких ядер.

§ 78. Оболочечная модель ядра

1. Из одночастичных моделей наибольшее значение имеет *оболочечная модель ядра*. Оказывается, что ядра обладают известной периодичностью, аналогичной периодичности атомов, нашедшей свое отражение в периодической системе Менделеева. Ядра, содержащие магическое число нейтронов или протонов (2, 8, 20, 50, 82 и 126 для нейтронов), и в особенности дважды магические ядра, выделяются среди остальных ядер особой прочностью. Кроме того, для ядер, содержащих магическое число протонов, характерна сферическая симметрия распределения зарядов в невозбужденных состояниях, т. е. отсутствие квадрупольных электрических моментов. В этом отношении магические ядра напоминают атомы инертных газов, характеризующиеся сферической симметрией, химической пассивностью и связанными с ней наибольшими энергиями ионизации. Однако зарядовые числа инертных атомов ($Z = 2$, 10, 18, 36, 54, 86), за исключением $Z = 2$, не совпадают с магическими числами для ядер.

2. Магические свойства ядер проявляются прежде всего в том, что энергия присоединения последнего нуклона (равная энергии его отделения) при образовании магического ядра аномально велика по сравнению с энергией присоединения последнего нуклона для предыдущих и последующих соседних нуклонов. Рассмотрим, например, ряд самых легких ядер ${}_1^1\mathrm{H}$, ${}_1^2\mathrm{H}$, ${}_2^3\mathrm{He}$, ${}_2^4\mathrm{He}$, каждое из которых получается из предыдущего присоединением одного нейтрона или протона. Оказывается, что в этом случае энергии присоединения одного нуклона к предыдущему ядру соответственно равны 2,2; 5,5; 20,6 МэВ, т. е. резко возрастают по мере приближения к дважды магическому ядру ${}_2^4\mathrm{He}$ ($Z = N = 2$). Однако при дальнейшем добавлении к ядру ${}_2^4\mathrm{He}$ нейтрона или протона, т. е. при образовании ядер ${}_2^5\mathrm{He}$ и ${}_3^5\mathrm{Li}$, в обоих случаях энергия присоединения отрицательна, так что оба ядра ${}_2^5\mathrm{He}$ и ${}_3^5\mathrm{Li}$ неустойчивы и в природе не встречаются (см. § 64, задача 5). Особая прочность дважды магического ядра ${}_2^4\mathrm{He}$ проявляется также в том, что такие ядра (α-частицы) испускаются при α-распаде.

Увеличение энергии присоединения последнего нуклона по мере приближения к магическому ядру имеет место и для других ядер, хотя для тяжелых ядер оно выражено и не так резко, как для легких. При иллюстрации такого увеличения необходимо при-

нять во внимание повышенную прочность стабильных ядер с четными числами нуклонов определенного типа по сравнению с нечетными числами нуклонов того же типа. А так как все магические числа четные, то приходится сравнивать только ядра с четным числом протонов или с четным числом нейтронов. В качестве примера укажем, что энергии присоединения протона к четно-четным ядрам $^{8}_{4}\mathrm{Be}$ и $^{12}_{6}\mathrm{C}$ соответственно равны $-0{,}18$ и $+1{,}9$ МэВ, тогда как для магического ядра $^{16}_{8}\mathrm{O}$ энергия присоединения протона (в результате чего образуется ядро $^{17}_{9}\mathrm{F}$) минимальна и составляет 0,6 МэВ. Аналогичная картина наблюдается и в случае присоединения нейтрона к тем же ядрам. Эти факты и свидетельствуют о повышенной прочности магического ядра $^{16}_{8}\mathrm{O}$ по сравнению с соседними четно-четными ядрами.

В случае тяжелых стабильных ядер, когда числа Z и N значительно отличаются друг от друга, приходится сравнивать ядра с четными числами протонов при неизменном числе нейтронов или ядра с четными числами нейтронов при неизменном числе протонов. Так, при переходе от $Z=80$ к магическому числу $Z=82$ энергия присоединения протона при всех N резко падает, что свидетельствует о повышенной стабильности ядра с магическим числом протонов $Z=82$. Аналогичное явление имеет место в окрестности магического числа $N=126$. Здесь также энергия присоединения нейтрона к ядру для всех Z резко уменьшается при переходе от ядра с $N=124$ к магическому ядру с $N=126$.

3. Магические свойства ядер проявляются и в относительной распространенности химических элементов. Большей распространенностью обладают стабильные ядра с магическими числами Z или N по сравнению с ядрами с соседними четными значениями этих чисел. Например, для $Z=20$ ($_{20}\mathrm{Ca}$) имеются пять стабильных изотопов, для которых число нейтронов N четное. Как уже указывалось выше, сравнивать следует ядра, у которых N или Z отличаются от магического числа на два, так как четно-четные ядра обладают большей стабильностью, а потому и большей распространенностью в природе. При $Z=18$ и при $Z=22$ число стабильных ядер с четным N равно трем. Особенность области около $Z=20$ проявляется даже и у ядер с нечетным массовым числом, так как при $N=19$ или $N=21$ не существует ни одного стабильного ядра. Существующий в природе изотоп калия $^{40}_{19}\mathrm{K}$ ($Z=19$, $N=21$) радиоактивен, хотя и обладает очень большим периодом полураспада ($1{,}4\cdot 10^{9}$ лет). Магические свойства проявляются и для нейтронов при $N=20$. Существуют пять изотопов при $N=20$, два при $N=18$ и два при $N=22$.

Аргументация приведенного типа для случая $N=50$ не очень убедительна, но существуют другие, не менее убедительные аргументы. При $N=82$ приведенная аргументация вновь становится весьма убедительной. Имеется семь стабильных ядер с $N=82$,

три с $N=80$ и два с $N=84$. Олово ($Z=50$) имеет наибольшее число стабильных изотопов (10), причем три из них — с нечетным A. Но, как и для случая $N=50$, это не может считаться достаточно убедительной аргументацией, так как кадмий ($Z=48$) и теллур ($Z=52$) имеют каждый восемь изотопов.

Последним стабильным ядром с $Z=N$ является дважды магическое ядро $^{40}_{20}\mathrm{Ca}$. Его содержание среди естественной смеси изотопов кальция составляет 97 %. Предшествующее четно-четное ядро с $Z=N$ ($^{36}_{18}\mathrm{Ar}$) в естественной смеси изотопов аргона составляет 0,34 %, а следующий четно-четный $^{44}_{22}\mathrm{Ti}$ среди изотопов титана совсем не встречается.

Среди различных изотопов данного элемента обычно самым распространенным является изотоп со средним значением массового числа A. Исключение составляют случаи, когда среди изотопов элемента имеются изотопы, содержащие магические числа нейтронов $N=50$ или $N=82$. В этих случаях, как правило, самыми распространенными являются изотопы с $N=50$ и $N=82$, независимо от значения массового числа A.

4. Существует общее правило, что если наиболее тяжелый (или наиболее легкий) стабильный изотоп элемента с четным Z имеет N нейтронов, то наиболее тяжелый (или наиболее легкий) стабильный изотоп элемента с зарядовым числом $Z+2$ имеет не меньше $N+2$ нейтронов. Однако существуют пять исключений из этого правила, в которых ядра указанного типа имеют одно и то же число нейтронов. Сюда относятся три пары наиболее тяжелых из сравниваемых изотопов:

$$^{48}_{20}\mathrm{Ca} - {}^{50}_{22}\mathrm{Ti},\quad {}^{86}_{36}\mathrm{Kr} - {}^{88}_{38}\mathrm{Sr},\quad {}^{136}_{54}\mathrm{Xe} - {}^{138}_{56}\mathrm{Ba}$$

и две пары наиболее легких:

$$^{90}_{40}\mathrm{Zr} - {}^{92}_{42}\mathrm{Mo},\quad {}^{142}_{60}\mathrm{Nd} - {}^{144}_{62}\mathrm{Sm}.$$

У обоих ядер первой пары $N=28$, у двух пар $N=50$, а у двух остальных $N=82$. Существование таких исключений указывает на более слабую связь для 29-, 51- и 83-го нейтронов по сравнению с обычной, а следовательно, более сильную связь для 28-, 50- и 82-го нейтронов. Но последние два числа как раз и являются магическими, а число 28 также часто относят к магическим для нейтронов.

5. Отметим, наконец некоторые закономерности α- и β-распада.

1) Все три радиоактивных семейства, встречающихся в природе, заканчиваются свинцом $_{82}\mathrm{Pb}$, т. е. элементом с магическим числом $Z=82$. Ядра с $Z<82$ из числа встречающихся в природе, как правило, стабильны.

2) Энергия испускаемых α-частиц увеличивается с ростом Z, как и должно быть согласно полуэмпирической формуле Вейц-

векkера. Исключение составляют ядра с $Z=84$, $N=84$, $N=128$, которые после α-распада переходят в магические ядра с $Z=82$, $N=82$, $N=126$ и испускают при этом α-частицы с большей энергией по сравнению с соседними ядрами. Изотопы же полония $^{210}_{84}$Po и $^{212}_{84}$Po испускают также и длиннопробежные α-частицы.

3) Аналогичные результаты справедливы для максимальной энергии электронов, возникающих при β-распаде. Такая энергия достигает наибольшей величины при β-переходах с образованием магических ядер и наименьшей величины при β-распадах самих магических ядер.

6. Можно было бы привести и другие аргументы, свидетельствующие о существовании магических ядер. Но мы не будем делать этого. Периодическую повторяемость свойств атомных ядер и многие другие экспериментальные факты, связанные с существованием магических ядер, и пытается объяснить оболочечная модель ядра. Она строится по аналогии с теорией периодической системы химических элементов. Последняя, как известно, предполагает, что имеет смысл говорить не только о состоянии электронной оболочки в целом, но и о состоянии *каждого электрона в отдельности*. Каждый электрон независимо движется в *самосогласованном центрально-симметричном* поле, как если бы между электронами не существовало никакого взаимодействия. На самом деле взаимодействие есть, и отнюдь не слабое. Но оно эффективно учитывается посредством самосогласованного поля. Это поле образуется кулоновским полем ядра и усредненным электрическим полем всех электронов за исключением рассматриваемого. Этим и обеспечивается кажущаяся независимость движения электронов, при которой сохраняется энергия, а в силу центральной симметрии поля — и момент импульса отдельного электрона при его орбитальном движении. Это в свою очередь дает возможность характеризовать состояние каждого электрона квантовыми числами, что и делается при построении периодической системы химических элементов. Хотя такой способ учета взаимодействия электронов в атоме и представляется логически не совсем последовательным, но при построении теории периодической системы химических элементов он приводит к правильным результатам. Причина этого уже была указана в § 47.

Казалось бы, что для ядра теория, построенная по аналогичной схеме, невозможна. Во-первых, потому, что у ядра нет силового центра для формирования центрально-симметричного самосогласованного поля, в котором двигались бы нуклоны. Во-вторых, в отличие от атомных оболочек, где электроны расположены далеко друг от друга, в ядре нуклоны упакованы очень плотно (концентрация нуклонов в ядре $n \approx 10^{38}$ см$^{-3}$), а ядерные силы, действующие между ними, очень велики. По этим причинам средняя длина свободного пробега нуклона в ядре от столкновения до столкновения, если ее оценивать классически, порядка

размеров самого ядра и даже меньше. При таких условиях, казалось бы, не имеет смысла говорить о регулярном независимом орбитальном движении нуклонов в ядре.

Однако, как уже отмечалось в предыдущем параграфе, необходимо принять во внимание следующие обстоятельства. В невозбужденном ядре нуклоны занимают все энергетически самые низкие состояния, а принцип Паули запрещает двум одинаковым нуклонам находиться в одном и том же квантовом состоянии (поскольку спин нуклона равен 1/2). При столкновении двух нуклонов один из них должен терять энергию и перейти в энергетически более низкое состояние. А такой процесс невозможен, поскольку в невозбужденном ядре все такие состояния уже заняты. Если же потери энергии нет, то нуклоны просто обмениваются местами, а это, как также отмечалось в предыдущем параграфе, совсем не меняет состояния ядра, как если бы вообще никакого столкновения не было. В результате если ядро находится в невозбужденном состоянии, то эффективно все это проявляется так, как будто бы средняя длина свободного пробега нуклона в ядре стала больше и даже во много раз превосходила размеры самого ядра. В таком случае в нулевом приближении можно говорить как бы о независимом движении нуклонов в ядре. (Это справедливо и для квазичастиц.) Сильное же взаимодействие между нуклонами, а также малый радиус действия ядерных сил позволяют надеяться ввести центрально-симметричное нуклонное поле, в котором в нулевом приближении независимо и движутся нуклоны.

7. Шаткость приведенных соображений, конечно, не обеспечивает надежности теории, которая строится на их основе. Речь идет о рассматриваемой здесь оболочечной модели ядра. Тем не менее такая модель была создана. В ней реальные силы, действующие между нуклонами, заменяются самосогласованным полем, в котором независимо друг от друга и движутся нуклоны. Конечно, оболочечная модель ядра по своей обоснованности и результатам значительно уступает теории периодической системы химических элементов. Причина этого ясна из изложенного выше. Другая причина состоит в том, что в отличие от атома, где действуют детально изученные электрические силы, силы между нуклонами в ядре изучены еще очень мало. Поэтому самосогласованное поле в ядре мы вынуждены подбирать эмпирически, руководствуясь при этом только тем, чтобы возможно лучше согласовать результаты оболочечной модели с экспериментальными фактами. Приблизительное соответствие результатов оболочечной модели опытным фактам и должно рассматриваться как ее истинное обоснование.

С учетом электрических взаимодействий между нуклонами самосогласованные поля должны подбираться различно для протонов и нейтронов. Однако, как уже отмечалось, ядерные силы

между протонами одинаковы с ядерными силами между нейтронами. Протоны отличаются от нейтронов дополнительными силами электрического отталкивания. А последние на малых расстояниях, на которых проявляются ядерные силы, в сотни раз слабее ядерных. Электрические силы, благодаря их дальнодействующему характеру, могут быть заметными только для самых тяжелых ядер. Поэтому в первом приближении можно учитывать только ядерные силы, пренебрегая электрическими. В этом приближении самосогласованные поля для протонов и нейтронов одинаковы. Это проявляется в том, что, как показывает опыт, магические числа протонов совпадают с магическими числами нейтронов. Поэтому в дальнейшем говорится о *нуклонном самосогласованном поле*, причем под нуклоном с равным основанием можно подразумевать как протон, так и нейтрон.

8. Замена реальных сил самосогласованным полем, одинаковым для всех нуклонов ядра, сводит задачу многих тел к задаче об *одной частице*, движущейся в этом самосогласованном поле. Соответствующий этому полю нуклонный потенциал, как уже сказано выше, подбирается эмпирически. Прежде всего для сферических ядер самосогласованный нуклонный потенциал $V(r)$ должен быть сферически-симметричным. А из-за малости радиуса действия ядерных сил $V(r)$ приближенно должен меняться в зависимости от расстояния r до центра ядра аналогично плотности ядерного вещества (см. § 65). Для средних и тяжелых ядер принимается, что $V(r)$ приблизительно постоянен внутри ядра, а в окрестности границы последнего очень круто (но все же плавно) спадает практически до нуля. Для легких ядер самосогласованный потенциал по форме напоминает потенциал трехмерного осциллятора, т. е. внутри ядра $V(r)$ представляется приближенной формулой $V(r)=(1/2)kr^2$ с постоянным k. Разумеется, вне ядра $V(r)=0$. Приближенный вид обычно применяемого эмпирического самосогласованного нуклонного потенциала представлен кривой на рис. 141.

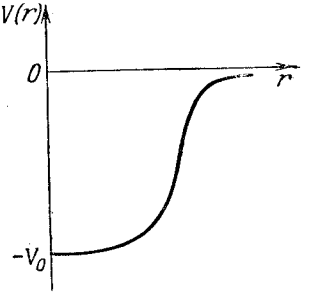


Рис. 141

После выбора самосогласованного нуклонного потенциала задача сводится к решению одночастичного уравнения Шредингера. Посмотрим сначала, к каким магическим числам приводит предположение, что $V(r)$ представляется потенциалом трехмерного гармонического осциллятора, т. е. внутри ядра $V=(1/2)kr^2$, а вне ядра $V=0$. Представляя V в форме $V=(1/2)k(x^2+y^2+z^2)$, видим, что в уравнении Шредингера переменные x, y, z разделяются, так что надо решить три одинаковых уравнения Шредингера для одномерного гармонического осциллятора, отличаю-

щиеся одно от другого только обозначениями независимых переменных. Энергия одномерного гармонического осциллятора в стационарном состоянии равна $\mathscr{E}_x = (n_x + 1/2)\hbar\omega$, и аналогично для y и z. Полная энергия трехмерного осциллятора представится в виде $\mathscr{E} = \mathscr{E}_x + \mathscr{E}_y + \mathscr{E}_z = (n + 3/2)\hbar\omega$, где $n = n_x + n_y + n_z$, причем все квантовые числа n_x, n_y, n_z могут принимать только целые положительные значения и нуль ($n = 0$). Самое существенное для нашей задачи состоит в том, что уровни энергии трехмерного осциллятора вырождены. Кратность вырождения (без спина) равна $(1/2)(n+1)(n+2)$. В частности, при $n = 1$ вырождение трехкратное. Одному и тому же значению n соответствуют различные состояния, отличающиеся одно от другого значениями квантовых чисел n_x, n_y, n_z (а также проекции спина, которая может быть равна либо $+1/2$, либо $-1/2$). Возможные состояния (без учета спина) приведены в табл. 11 для n, равных 0, 1, 2. Таблицу легко продолжить и для бо́льших значений n.

Таблица 11

n	n_x	n_y	n_z	Число состояний в оболочке
0	0	0	0	1
1	1	0	0	3
	0	1	0	
	0	0	1	
2	2	0	0	6
	0	2	0	
	0	0	2	
	1	1	0	
	0	1	1	
	1	0	1	

Естественно принять, что каждому значению n соответствует определенная оболочка ядра. Если учесть спин, то число состояний надо удвоить. Поэтому в модели трехмерного гармонического осциллятора числа нуклонов в последовательных оболочках должны были бы иметь значения 2, 6, 12, 20, 30, 42. Соответствующие магические числа получаются прибавлением каждого из этих чисел к сумме предыдущих. Таким образом, при рассматриваемой форме потенциала магические числа должны были бы иметь значения 2, 8, 20, 40, 70, 112. Первые три числа совпадают с экспериментально установленными. Но остальные числа отличаются от экспериментально найденных значений магических чисел 50, 82, 126.

9. Указанное расхождение естественно отнести за счет неправильного выбора формы самосогласованного нуклонного потенциала и неучета ls-связи. При другом выборе этого потенциала разделение переменных в декартовых координатах при решении уравнения Шредингера уже не получится. Но разделение переменных останется в сферической системе координат, независимо от формы самосогласованного нуклонного потенциала, лишь бы только последний был сферически-симметричным. Возможные

стационарные состояния нуклона в этом случае можно характеризовать совершенно так же, как это делается в случае одноэлектронных атомов, а именно четырьмя квантовыми числами: главным квантовым числом n, орбитальным квантовым числом l, квантовым числом j полного момента, слагающегося из орбитального и спинового, и квантовым числом m_j, которое определяет проекцию полного момента на избранное направление. Возможность такого описания состояния нуклона в ядре обеспечивается именно сферически-симметричной формой самосогласованного нуклонного потенциала, в силу которой для каждого нуклона имеет место сохранение орбитального и полного моментов импульса.

Главное квантовое число n может принимать целочисленные значения 1, 2, 3, ... Оно на единицу больше числа узлов радиальной волновой функции ядра. В частности, при $n=1$ радиальная волновая функция совсем не имеет узлов. Следовательно, в случае ядра главное квантовое число имеет иной смысл, чем в атомной физике. (В случае атома квантовое число, определяющее число узлов радиальной волновой функции, называется радиальным и обозначается через n_r, а главное квантовое число определяется выражением $n=n_r+l+1$.) Как и в атомной спектроскопии, состояния с $l=0, 1, 2, \ldots$ обозначаются соответственно через s, p, d, f и далее по алфавиту. Число j при заданном $l\neq 0$ может принимать два значения, $l+1/2$ и $l-1/2$, в зависимости от ориентации спина нуклона: по орбитальному моменту или против него. При $l=0$ возможно только единственное значение $j=1/2$. При заданном j квантовое число m_j может принимать все значения: $-j$, $-(j-1)$, ..., $+(j-1)$, $+j$, т. е. всего $2j+1$ значений.

Для обозначения стационарных состояний нуклона применяется символика, аналогичная той, какая употребляется в атомной физике. На первом месте в качестве коэффициента ставится главное квантовое число n, затем (для определения l) идет одна из букв s, p, d, ... с индексом внизу, который обозначает квантовое число j. Например, символ $2d_{5/2}$ означает состояние, у которого $n=2$, $l=2$, $j=5/2$. Заметим, что ввиду сферической симметрии самосогласованного нуклонного потенциала энергия нуклона от квантового числа m_j не зависит.

10. В невозмущенном состоянии ядра с числом протонов Z и числом нейтронов N, согласно принципу Паули, должны быть заполнены все Z энергетически самых низких протонных состояний и все N также энергетически самых низких нейтронных состояний. Поскольку энергия не зависит от m_j, каждый энергетический уровень характеризуется квантовыми числами n, l и j. Энергетические уровни нуклона, как требует опыт, надо сгруппировать в *оболочки*. Оболочками называются совокупности близких по энергии уровней, разделенных энергетическими ин-

тервалами, значительно превышающими расстояния между энергетическими уровнями внутри самих оболочек. Ядра с полностью застроенными протонной или нейтронной оболочками являются *магическими*. Действительно, на ядрах с полностью застроенными нуклонными оболочками должно происходить резкое увеличение энергии отделения нуклона от ядра. А это как раз то свойство, которое выделяет магические ядра среди остальных. Несовпадение ядерных магических чисел с порядковыми номерами атомов благородных газов, у которых также застроены электронные оболочки, связано с отличием самосогласованного поля ядра от соответствующего поля электронной оболочки атома.

Нуклонный самосогласованный потенциал надо подобрать так, чтобы получилась оболочечная структура, соответствующая опытным данным. При этом недостаточно ограничиться зависимостью самосогласованного поля от радиуса r. Надо еще учесть спин-орбитальное взаимодействие. На это в 1949 г. независимо друг от друга обратили внимание Мария Гёпперт-Майер (1906—1972) и Х. Йенсен (1907—1973), разработавшие наиболее удачный вариант оболочечной модели ядра. Спин нуклона может быть направлен либо по орбитальному моменту, либо против него. В первом случае энергетические уровни спускаются ниже, во втором поднимаются выше. Этот сдвиг надо подобрать так, чтобы получилась правильная последовательность наблюдаемых магических чисел, что и было сделано Гёпперт-Майер и Йенсеном. Спин-орбитальное взаимодействие математически учитывается выбором гамильтониана $\widehat{\mathscr{H}}$ в уравнении Шредингера $\widehat{\mathscr{H}}\psi = \mathscr{E}\psi$. Этот гамильтониан выбирают в виде

$$\widehat{\mathscr{H}} = V(r) + U(r)\,\boldsymbol{sl}, \tag{78.1}$$

где $\boldsymbol{s}$ — вектор спина нуклона, $\boldsymbol{l}$ — его орбитальный момент. Как уже указывалось выше, векторы $\boldsymbol{s}$ и $\boldsymbol{l}$ могут быть либо параллельны, либо антипараллельны. Потенциал $V(r)$ схематически представлен на рис. 141. Он имеет вид ямы с практически плоским дном, круто поднимается вблизи ее границы, а затем быстро и плавно обращается в нуль; $U(r)$ — центрально-симметричный потенциал, более слабый, чем $V(r)$. По аналогии с атомом обычно полагают

$$U(r) = b\frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial r}, \tag{78.2}$$

где постоянная b называется *постоянной спин-орбитального взаимодействия*. На основе нуклонного самосогласованного потенциала вида (78.2) и была разработана оболочечная модель ядра.

11. Расположение энергетических уровней нуклона, каким оно получается в результате решения уравнения Шредингера с простейшим эмпирически подобранным гамильтонианом вида (78.1), представлено в табл. 12. В каждой строке приведены состояния

нуклонов, входящих в определенную оболочку. Энергии состояния (отрицательные) растут слева направо. Нумерация оболочек начинается с оболочки I и растет для последующих оболочек. В предпоследнем столбце указаны числа нуклонов в каждом состоянии (определяемые числом j) и в каждой оболочке, а в

Таблица 12

Оболочки	Состояния	Число нуклонов в оболочке	Число нуклонов в ядре
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}1p_{1/2}$	4+2=6	8
III	$1d_{5/2}1d_{3/2}2s_{1/2}$	6+4+2=12	20
IV	$1f_{7/2}1f_{5/2}2p_{3/2}2p_{1/2}1g_{3/2}$	8+6+4+2+10=30	50
V	$1g_{7/2}2d_{5/2}1h_{11/2}2d_{3/2}3s_{1/2}$	8+6+12+4+2=32	82
VI	$2f_{7/2}1h_{9/2}1i_{13/2}3p_{3/2}2f_{5/2}3p_{1/2}$	8+10+14+4+6+2=44	126

последнем — полное число нуклонов (протонов и нейтронов в отдельности) в ядре, заканчивающемся застроенной оболочкой. Расположение энергетических уровней и их группирование в оболочки приведено также на рис. 142. Отсчет энергии на рисунке 142 ведется от дна потенциальной ямы. Таблица и рисунок относятся к любому типу нуклонов: как к протонам, так и к нейтронам. Обращаем внимание на расщепление уровня с определенным l на два подуровня с $j = l + 1/2$ и $j = l - 1/2$, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием. Это расщепление растет с увеличением квантового числа l. Уже при $l = 3$ расщепление $1f$-состояния на $1f_{7/2}$ и $1f_{5/2}$ столь значительно, что обнаруживается повышенная стабильность ядра с числом нуклонов 28. Поэтому иногда при рассмотрении некоторых свойств ядер число 28 относят к магическим, хотя на нем и не оканчивается заполнение протонной или нейтронной оболочки. Из-за известной неопределенности в выборе эмпирических потенциалов $V(r)$ и $U(r)$ в гамильтониане (78.1) распределения квантовых состояний по энергетическим уровням в различных литературных источниках слегка отличаются друг от друга. Здесь приведено одно из возможных распределений.

Успехи оболочечной модели ядра при объяснении магических чисел явились исторически первым и самым важным аргументом в пользу признания этой модели. Но оболочечная модель объясняет и некоторые другие факты. Сюда относятся, например, предсказания спинов и четностей ядер, а также вычисление их магнитных моментов. На этих вопросах мы останавливаться не будем. Многие факты остаются необъясненными и в оболочечной модели. Это вполне естественно, если иметь в виду эмпирический

характер модели и недостаточную обоснованность ее исходных положений.

Табл. 12 заканчивается шестой оболочкой для нейтронов. Вопрос о существовании оболочек более высокого порядка остается открытым, так как такие оболочки относятся к таким трансурановым ядрам, которые еще не получены и неизвестно, будут ли они вообще получены. Кроме того, надо иметь в виду, что с увеличением массовых чисел увеличивается число энергетических уровней, которые должны сформировать оболочку, а также уменьшается просвет между соседними оболочками. Поэтому при достаточно больших массовых числах, если даже соответствующие трансурановые ядра будут получены, само представление об оболочечной структуре ядра может потерять смысл. Для оболочки низкого порядка значения магических чисел при разумных выборах самосогласованного потенциала почти не зависят от его формы. Для высших же оболочек предсказание значений магических чисел не вполне однозначно, так как с увеличением номера оболочки порядок ее заполнения становится более чувствительным к тонким деталям формы протонного и нейтронного самосогласованных потенциалов. Все же делаются попытки предсказать значения магических чисел гипотетических VI-й протонной и VII-й нейтронной оболочек. Наиболее вероятным значением магического числа для VI-й протонной оболочки считается $Z = 114$, а для VII-й нейтронной $N = 284$. Магическое число $Z = 114$ не совпадает с магическим числом $N = 126$ для того же VI-го номера нейтронной оболочки. Это связано с наличием кулоновского

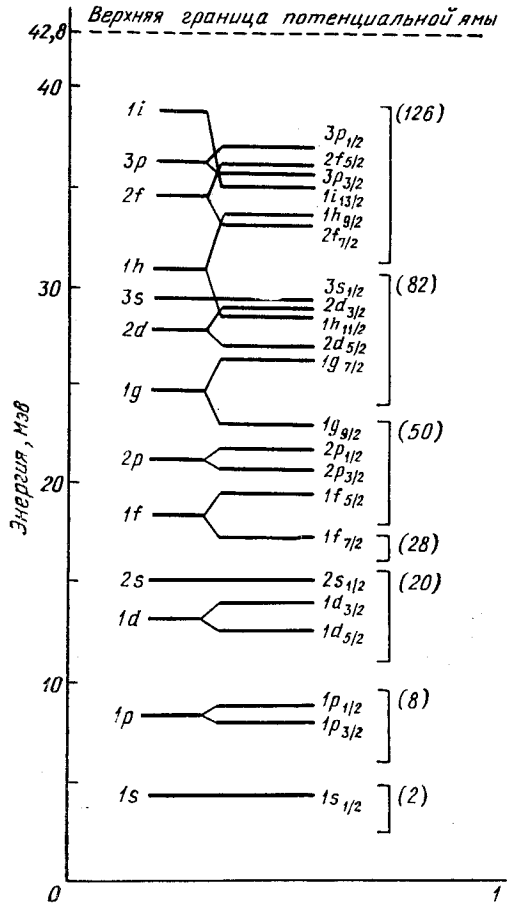


Рис. 142

потенциала в случае протонов. Ожидают, что время жизни трансуранового элемента с $Z = 114$, если он будет получен, окажется на много порядков больше времен жизни соседних трансурановых элементов. Такой элемент, возможно, будет практически вести себя как стабильный и найдет научно-технические применения. Этот вопрос остается открытым.

12. Закончим эту главу краткой характеристикой так называемой обобщенной модели ядра, начала которой были заложены Рейнуотером (р. 1917) и которая была разработана главным образом Оге Бором (р. 1922) и Б. Моттельсоном (р. 1926). В обобщенной модели предполагается, что ядро состоит из внутренней устойчивой части — остова, образованного нуклонами заполненных оболочек, и внешних нуклонов, движущихся в поле, создаваемом остовом. Движение остова описывается коллективной моделью. Однако под влиянием наружных нуклонов остов может колебаться, изменяя свою форму. За счет этих колебаний изменяется и поле остова, в котором движутся наружные нуклоны. Согласно одночастичной оболочечной модели квадрупольный электрический момент ядра полностью определяется состоянием движения наружного нуклона. Поэтому в этой модели он не может по модулю превышать примерно 10^{-23} см^2 для всех ядер с нечетным числом протонов и должен обращаться в нуль для всех ядер с нечетным числом нейтронов. На самом деле имеются ядра с нечетным числом нейтронов, у которых квадрупольный электрический момент в десятки раз превышает одночастичное значение для одного протона. Например, у ядер ^{235}U и ^{233}U с числами нейтронов, равными соответственно 143 и 141, квадрупольные моменты равны $9 \cdot 10^{-21}$ и $14 \cdot 10^{-21}$ см^2. Очень велики квадрупольные электрические моменты и у многих ядер с нечетным числом протонов. Обобщенная модель объяснила большие квадрупольные моменты некоторых ядер сильной деформацией остова, вызываемой внешними нуклонами ядер. В результате этого остов становится несферическим, принимая форму вытянутого, сплюснутого или трехосного эллипсоида. Обобщенная модель позволила провести классификацию уровней энергии ядра — ввести понятие одночастичных (связанных с возбуждением наружных нуклонов) и коллективных (вращательных и колебательных, связанных с возбуждением остова) уровней ядра, определить энергии уровней, спин и четность.

ГЛАВА XI

ПРОХОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ГАММА-КВАНТОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

* *

§ 79. Введение

В настоящей главе рассматривается прохождение через вещество заряженных частиц, γ- и рентгеновских квантов высоких энергий, т. е. таких энергий, которые на несколько или много порядков превосходят средний ионизационный потенциал электрона в электронной оболочке атома. Наибольший практический интерес для ядерной физики представляет интервал энергий от нескольких килоэлектронвольт до около 10 МэВ.

Несмотря на необычайную сложность процессов, связанных с прохождением рассматриваемых частиц через вещество, эти процессы поддаются сравнительно точным расчетам или, во всяком случае, оценкам. Это связано, во-первых, с тем, что основную роль при прохождении заряженных частиц, γ- и рентгеновских квантов через вещество играют хорошо изученные электромагнитные взаимодействия. Роль ядерных взаимодействий в большинстве случаев относительно невелика из-за короткодействующего характера ядерных сил, а также из-за того, что электронов в веществе значительно больше, чем атомных ядер. Поэтому рассматриваемые расчеты скорее относятся к атомной, а не к ядерной физике. Они важны для ядерной физики только потому, что именно она имеет дело с высокими энергиями заряженных частиц и γ-квантов. Вторая причина связана с тем, что высокая энергия проходящих через вещество заряженных частиц и γ-квантов позволяет часто пренебрегать энергией связи электронов в электронных оболочках атомов, рассматривая эти электроны как свободные. Даже в тех случаях, когда точный расчет процесса прохождения через вещество практически невыполним из-за его сложности и необходимые величины приходится находить опытным путем, качественное уяснение явлений позволяет определить, какие именно постоянные надо находить эмпирически.

По характеру механизма прохождения через вещество все частицы разделяются на: 1) *легкие заряженные частицы* (электроны и позитроны), 2) *тяжелые заряженные частицы* (к ним относятся все частицы кроме электронов и позитронов) и 3) *γ-кванты* (и кванты жестких рентгеновских лучей).

Нейтроны взаимодействуют только с атомными ядрами посредством ядерных сил, а поэтому их прохождение через вещество будет рассмотрено в гл. XIV. Нейтрино подвергаются только

слабым взаимодействиям и могут свободно проходить в веществе астрономические расстояния.

Знание закономерностей прохождения через вещество заряженных частиц и γ-квантов необходимо для понимания действия приборов ядерной физики, применяемых для регистрации и изучения свойств таких частиц, а также для расчета защиты от ядерных излучений при научных исследованиях, в атомной энергетике и при прочих применениях ядерной физики.

§ 80. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество

1. Тяжелая заряженная частица массы M и высокой энергии взаимодействует с электрическими полями электронов и атомных ядер. Она либо *ионизует*, либо *возбуждает атомы*. Осуществляется также и чисто ядерное взаимодействие частицы с *атомным ядром*. За счет этих процессов энергия частицы уменьшается и ее движение замедляется. Если частица заряжена положительно, то в результате замедления она начинает энергично захватывать электроны, отбирая их от атомов окружающей среды. В результате она превращается в *ион* или *нейтральный атом* и приходит в тепловое равновесие с окружающей средой. Такова же судьба и быстрой отрицательной частицы. Регулярное движение частицы через среду прекращается — ее путь обрывается. Но процессы, происходящие с частицей в самом конце ее пути, здесь не рассматриваются. Не рассматриваются также ядерные превращения, которые может претерпевать движущаяся частица при столкновениях с атомными ядрами среды, так как из-за короткого действия ядерных сил такие превращения осуществляются гораздо реже, чем процессы, вызываемые кулоновскими силами. Заметим только, что для адронов высоких энергий заметную роль играют и ядерные взаимодействия.

В этом параграфе предполагается, что основную роль в замедлении частицы играют процессы *ионизации* и *возбуждения электронных оболочек атома*. Все они получили собирательное название *ионизационных потерь*. Только такие процессы и учитываются в настоящем параграфе*). Из-за дальнодействующего характера кулоновских сил частица взаимодействует сразу со многими электронами атомных оболочек, которые в свою очередь воздействуют на частицу. Это воздействие носит случайный, хаотический характер, так что путь частицы в веществе практически прямолинеен. Прямолинейность пути связана также с боль-

*) В § 80 и 81 совершенно не затронут *процесс многократного рассеяния* частиц, в основе которого лежит резерфордовское рассеяние частиц на ядрах. Следует иметь в виду, что этот процесс приводит к заметному искривлению следов даже тяжелых частиц, а *угол многократного рассеяния* используется для определения характеристик частиц, оставивших след.

шой массой тяжелой частицы по сравнению с массой легкого электрона, вследствие чего при каждом взаимодействии с электроном она отклоняется очень мало и теряет очень небольшую долю от первоначальной энергии.

Основной интерес представляют средние ионизационные потери энергии частицы $-d\mathscr{E}/dx$, отнесенные к единице пути, а также ее полный пробег R в веществе. Приближенное нахождение зависимости этих величин от характеристик частицы и среды и является целью настоящего параграфа. Рассмотрим решение этой задачи в предположении справедливости классической механики, а затем качественно учтем влияние квантовых эффектов. Последовательный квантовый расчет выходит за рамки этой книги.

2. Сначала рассчитаем потери энергии, вносимые отдельным электроном, а затем просуммируем эти потери по всем электронам среды. Таким образом, расчет будем проводить в приближении *парных столкновений*, т. е. будем считать, что взаимодействие каждого электрона с рассматриваемой частицей происходит так, как если бы других электронов не было. А поскольку энергия частицы предполагается высокой, электрон, с которым она взаимодействует, можно считать *свободным*. Более того, можно предполагать, что этот электрон покоится. Оправданием этого может служить следующее замечание: электрон входит в состав атомов и молекул и в среднем перемещается с ними с тепловыми скоростями. Сама же движущаяся частица имеет скорость, близкую к скорости света, или отличается от нее примерно на порядок.

Только после ионизации электрон теряет связь с молекулой или атомом и начинает быстро набирать скорость, а потому предположение о неподвижности электрона может и не совсем выполняться. Но процесс ионизации происходит на малых расстояниях от движущейся частицы, так что ускорение электрона совершается кратковременно, и можно думать, что оно не играет существенной роли. Саму частицу, как уже было выяснено выше, при расчете можно считать движущейся прямолинейно с постоянной скоростью v. Зарядовое число движущейся частицы будем обозначать малой буквой z, оставляя большую букву Z для обозначения зарядового числа атомных ядер окружающей среды.

Частица с зарядом ze, движущаяся мимо электрона A в направлении оси x (рис. 143), притягивает электрон с силой $F = ze^2/r^2$. Последняя за время dt сообщает ему импульс Fdt. Продольная составляющая этого импульса не имеет значения, так как при переходе частицы через точку O она меняет знак. В результате приращение продольной составляющей будет компенсировано ее убыванием. Только поперечная составляющая импульса электрона представляет интерес в нашей задаче. Обозначим попе-

речную составляющую импульса просто через p. Тогда $dp = -F\sin\varphi dt$, или

$$dp = -\frac{F\sin\varphi}{v}dx,$$

где dx — путь, пройденный частицей за время dt. Но $x = b\operatorname{ctg}\varphi$, $r = b/\sin\varphi$, а b в нашем приближении предполагается постоянным. Таким образом, приняв за независимую переменную угол φ, получим

$$dp = \frac{ze^2\sin\varphi}{bv}d\varphi.$$

Полный поперечный импульс, полученный электроном, найдется интегрированием по φ в пределах от 0 до π. Таким путем находим

$$p = 2ze^2/bv. \qquad (80.1)$$

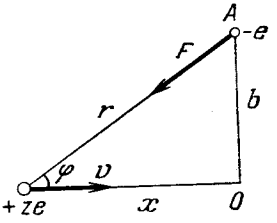


Рис. 143

Электрон получит энергию $p^2/2m$, и такую же энергию потеряет частица (m — масса электрона).

3. Допустим теперь, что частица пересекает бесконечный плоскопараллельный слой вещества толщиной dx, в единице объема которого содержится n электронов. В части этого слоя, ограниченной цилиндрическими поверхностями с радиусами b и $b + db$, находится $dN = 2\pi nbdbdx$ электронов. Если, как было предположено выше, электроны действуют независимо друг от друга, то взаимодействие частицы с dN электронами вызовет потерю ее энергии на величину $-dNp^2/2m$. Полная потеря энергии частицы на единице пути будет, таким образом,

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2}\int\frac{db}{b}, \qquad (80.2)$$

где интегрирование распространено на всю область, заполненную электронами, существенно влияющими на торможение частицы. Строго говоря, этот способ выражения не совсем точен, так как он предполагает, что в этой области взаимодействие частицы с электронами происходит именно по той схеме, которая применялась при вычислении. Но это далеко не так. Такая схема заведомо неприменима при слишком больших и слишком малых значениях параметра b, а при промежуточных значениях применима только приближенно. Тем не менее, сознательно идя на потерю математической строгости, мы примем эту схему при промежуточных значениях, поскольку здесь она физически оправдана. Нельзя только производить интегрирование в пределах от $b = 0$ до $b = +\infty$, так как это приводит к расходящемуся интегралу, что физически означает мгновенное торможение частицы, а это бессмысленно. Поэтому интегрирование в формуле (80.2) следует производить в пределах от некоторого минимального зна-

чения $b = b_{\text{мин}}$ до некоторого максимального значения $b = b_{\text{макс}}$. Определение этих пределов представляет наиболее трудную часть задачи, которая вряд ли может быть решена с полной математической строгостью и достаточной физической ясностью. К счастью, в подавляющем большинстве случаев достаточно ограничиться сравнительно грубыми физически оправданными оценками. Приведем одну из наиболее простых таких оценок.

4. Выясним прежде всего, почему необходимо ограничить верхний предел в интеграле (80.2). Это ограничение связано с *квантовыми свойствами атомов среды*. Для возбуждения атома внешнее воздействие должно быть достаточно сильным. Оно должно быть в состоянии перевести атом с одного энергетического уровня на другой. В противном случае атом возбуждаться не будет. Такой атом не влияет на замедление движущейся частицы и не вносит никакого вклада в интеграл (80.2). Следующая элементарная оценка позволяет уяснить суть дела. Движущаяся частица эффективно воздействует на электрон в течение времени $\tau \sim b/v$. Кулоновская сила, действующая на электрон, $F \sim ze^2/b^2$. Импульс, приобретаемый электроном, пропорционален $F\tau \sim ze^2/bv$, т. е. он тем меньше, чем больше b. Если b превышает некоторую величину $b_{\text{макс}}$, то соответствующий электрон не должен приниматься во внимание. Но если электрон рассматривается в течение времени τ, то его энергия не строго определена, и эта неопределенность $\Delta\mathscr{E}$ ограничена соотношением $\tau \cdot \Delta\mathscr{E} \approx \hbar$. Ориентировочно атом будет возбуждаться только тогда, когда $\Delta\mathscr{E}$ не меньше $\bar{I}$, где $\bar{I}$ — средний ионизационный потенциал атома. Полагая $\Delta\mathscr{E} = \bar{I}$, получаем оценку $\tau \approx \hbar/\bar{I}$ для времени эффективного взаимодействия электрона с рассматриваемой частицей. За это время частица проходит расстояние $b = v\hbar/\bar{I}$. Эту величину и можно принять в качестве грубого приближения для верхнего предела b:

$$b_{\text{макс}} = \hbar v/\bar{I} \quad \text{(нерелятив.)}. \tag{80.3}$$

Для средней энергии ионизации атома обычно принимают эмпирически установленную формулу

$$\bar{I} = 13{,}5Z \text{ эВ}. \tag{80.4}$$

Формула (80.3) получена в нерелятивистском приближении, что и отмечено в скобках. Когда частица движется с релятивистской скоростью, в эту формулу следует ввести поправку. Дело в том, что при ее выводе использовался закон Кулона для электрического поля точечного заряда. При релятивистских скоростях движущегося заряда электрическое поле его изменяется. Электрические силовые линии движущегося точечного заряда по-прежнему остаются прямолинейными, но вся картина силовых линий сжимается в направлении движения. Это показано на схематиче-

ском рис. 144. Кроме того, продольное поле, направленное вдоль линии движения частицы, уменьшается в $1/(1-\beta^2)$ раз, а поперечное экваториальное поле увеличивается в $1/\sqrt{1-\beta^2}$ раз. Первый эффект приводит к уменьшению эффективного времени взаимодействия частицы с электроном в $1/(1-\beta^2)$ раз, а второй эффект — к увеличению поперечной напряженности электрического поля в $1/\sqrt{1-\beta^2}$ раз. В результате прежняя величина $F\tau$ приобретает множитель $(1-\beta^2)/\sqrt{1-\beta^2} = \sqrt{1-\beta^2}$, а вместо выражения (80.1) получается

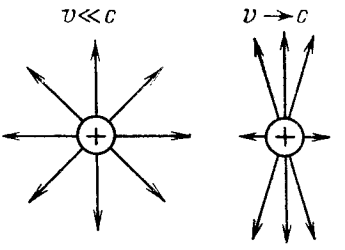


Рис. 144

$$p = \frac{2ze^2}{bc}\sqrt{1-\beta^2}, \qquad (80.5)$$

причем скорость частицы v мы заменили на c, поскольку ее движение теперь релятивистское. Что касается электрона, то мы попрежнему предполагаем, что его движение, возникающее после столкновения с частицей, нерелятивистское. Поэтому приобретаемая им кинетическая энергия определяется прежним выражением $p^2/2m$. Таким образом, переход к релятивистскому случаю производится формальной заменой в формуле (80.1) величины b на $b\sqrt{1-\beta^2}$. В результате верхний предел $b_{\text{макс}}$ в рассматриваемом случае увеличивается в $1/\sqrt{1-\beta^2}$ раз, т. е.

$$b_{\text{макс}} = \frac{\hbar v}{\bar{I}}\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ (релятив.)}. \qquad (80.6)$$

5. Определим теперь нижний предел интеграла в формуле (80.2). При классическом рассмотрении скорость, сообщаемая электрону при лобовом столкновении с тяжелой частицей, не может превышать $2v$. Поэтому энергия, передаваемая электрону, не может превосходить $(1/2)m(2v)^2 = 2mv^2$. Значит, формула (80.1) может иметь смысл только при условии

$$\frac{1}{2m}\left(\frac{2ze^2}{bv}\right)^2 < 2mv^2, \text{ т. е. при } b > \frac{ze^2}{mv^2}.$$

Поэтому в качестве нижнего предела интеграла с классической точки зрения естественно принять выражение

$$b_{\text{мин}}^{\text{кл}} = \frac{ze^2}{mv^2} \text{ (нерелятив.)}. \qquad (80.7)$$

К иному выражению приводит квантовое рассмотрение. Согласно соотношению неопределенностей импульс частицы $p = mv/\sqrt{1-\beta^2}$ и ее расстояние b до электрона должны удовлетво-

рять условию $bp \geqslant \hbar$. Поэтому с квантовой точки зрения в качестве нижнего предела естественно принять выражение

$$b_{\text{мин}}^{\text{кв}} = \frac{\hbar \sqrt{1-\beta^2}}{mv} \quad \text{(релятив.)}. \tag{80.8}$$

Из двух выражений (80.7) и (80.8) следует выбирать наибольшее. Сравнение этих выражений в нерелятивистском приближении приводит к результату

$$\frac{b_{\text{мин}}^{\text{кв}}}{b_{\text{мин}}^{\text{кл}}} = \frac{\hbar v}{ze^2} = \frac{\hbar c}{e^2}\frac{\beta}{z} = 137\frac{\beta}{z}. \tag{80.9}$$

В релятивистском приближении это отношение еще больше. Значит, ограничения, накладываемые квантовой механикой, начинают сказываться раньше. Поэтому следует выбрать квантовое выражение (80.8). В результате путем комбинации формул (80.2), (80.6) и (80.8) получается формула Бора:

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2}\ln\frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2}\ln\frac{mv^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}. \tag{80.10}$$

Не следует слишком смущаться грубостью оценок пределов в $b_{\text{мин}}$ и $b_{\text{макс}}$, которые были произведены при выводе формулы (80.10), так как в нее входит логарифм отношения этих пределов, который слабо зависит от погрешностей, вносимых при оценках $b_{\text{мин}}$ и $b_{\text{макс}}$. Существует несколько более точных выражений для $-d\mathscr{E}/dx$. Ограничимся приведением простейших из них:

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2}\left[\ln\frac{2mv^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2\right]. \tag{80.11}$$

Для протонов с энергией 1 МэВ в воздухе при нормальных температуре и давлении логарифмический член в последней формуле равен приблизительно 9.

Последовательная квантовая теория ионизационных потерь энергии заряженных частиц в веществе была разработана Бете и Блохом. На этом вопросе мы останавливаться не можем, поскольку изложение теории Бете — Блоха требует знания математического аппарата квантовой механики.

6. Формула Бора, по крайней мере качественно, а отчасти и количественно, позволяет понять, какими величинами определяется торможение тяжелых заряженных частиц за счет ионизационных потерь в веществе в широком диапазоне энергий частицы (от 1 МэВ до десятков и сотен гигаэлектронвольт).

Как видно из (80.10) или (80.11), основные потери определяются зарядом и скоростью частицы, числом электронов в единице объема среды и средним ионизационным потенциалом $\bar{I}$ атомов среды. Зависимость от $\bar{I}$ логарифмическая, а потому сла-

бая. Зависимость от n сводится к зависимости от плотности среды ρ посредством формулы

$$n = Z\rho N_A/A, \tag{80.12}$$

где N_A — постоянная Авогадро, A — атомная масса, Z — порядковый номер атомов среды. Следовательно, величина $-d\mathscr{E}/d(\rho x)$ примерно одинакова для всех веществ. Величину ρx обычно вводят в качестве меры толщины вещества вместо линейной толщины x. Так поступают, например, рассчитывая толщину необходимой защиты от радиоактивных излучений, хотя в этих случаях в основном требуется защита от γ-квантов и нейтронов, а не от потоков заряженных частиц. Потери сильно зависят от скорости частицы — они тем больше, чем меньше скорость частицы. Вот почему толщина треков тяжелых заряженных частиц в камере Вильсона или в фотоэмульсии значительно возрастает к их концу. При увеличении скорости частицы логарифмический член в (80.10) или (80.11) сначала убывает. Но при приближении скорости к релятивистскому пределу, т. е. при $v \to c$, убывание сменяется возрастанием, так как числитель $2mv^2$ становится практически постоянным, а знаменатель $1-\beta^2$ приближается к нулю. В результате при $v \to c$ потери энергии $-d\mathscr{E}/dx$ проходят через минимум, который расположен примерно около $\mathscr{E} = 2Mc^2$. Это чисто релятивистский эффект.

Как видно из формулы (80.10) или (80.11) при заданных скорости и заряде частицы потери не зависят от ее массы M. Поэтому в случае протонов и пионов, например, потери одинаковы, если только эти частицы движутся с одинаковыми скоростями. Если же в нерелятивистском случае в формулу (80.10) ввести кинетическую энергию частицы $\mathscr{E} = Mv^2/2$, то получится

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4 M}{\mathscr{E} m} \ln \frac{2\mathscr{E} m}{M\bar{I}}. \tag{80.13}$$

Отсюда видно, что в нерелятивистском случае при одних и тех же заряде и массе частицы потери с логарифмической точностью пропорциональны массе частицы M. Поэтому треки у более тяжелой частицы жирнее и короче, чем у легкой. Наконец, квадратичная зависимость от z проявляется в сильном торможении α- и многозарядных частиц в веществе.

При очень малых и очень больших скоростях частицы формулы (80.10) и (80.11) дают завышенные значения для потерь энергии частицы.

7. При малых скоростях начинает сказываться захват электронов движущейся частицей. Такой захват в какой-то мере эквивалентен уменьшению числа z, а это приводит к меньшим потерям энергии по сравнению с тем, что дает формула Бора. Особенно сильно захват происходит в случае движения многократно заряженных положительных ионов, т. е. атомов, потерявв-

ших много электронов. Впрочем, иногда вместо захвата наблюдается и потеря электронов. Благодаря захвату электронов при уменьшении скорости частицы кривая потерь не уходит в бесконечность, как это было бы согласно формуле (80.10), а достигает максимума, после чего начинает постепенно снижаться.

При очень больших скоростях проявляется влияние поляризации среды, вызываемой электрическим полем частицы. Оно ослабляет или, как говорят, экранирует поле частицы, что уменьшает потери энергии последней. При релятивистских скоростях радиус экранирования (дебаевский радиус, см. т. III, § 121) превышает размеры атома. В этих случаях экранировка может проявиться лишь на расстояниях, больших $b_{\text{макс}}$, где ионизационные потери так и не возникают. Но в ультрарелятивистских случаях электрическое поле частицы сильно сплющено в направлении движения, растянуто в поперечном направлении и становится сильно неоднородным. В результате поляризация среды начинает сказываться уже на сравнительно малых расстояниях. Влияние поляризации и в особенности захвата электронов среды трудно поддается теоретическому расчету. Эти эффекты учитываются эмпирически, и результаты выражаются в виде кривых пробег — энергия.

8. Расстояние, проходимое в веществе частицей до ее полной остановки, т. е. до того момента, когда она приходит в тепловое равновесие с окружающей средой, называется *пробегом*. Для вычисления пробега R замечаем, что на пути dx кинетическая энергия частицы $\mathscr{E} = Mv^2/2$ меняется на величину $d\mathscr{E}$, так что $dx = (dx/d\mathscr{E})\,d\mathscr{E} = (dx/d\mathscr{E})\,Mv\,dv$. Подставляя сюда вместо $d\mathscr{E}/dx$ выражение (80.10), приходим к дифференциальному уравнению

$$dx = -\frac{Mmv^3\,dv}{4\pi nz^2e^4 \ln\left[mv^2/\bar{I}\,(1-\beta^2)\right]},$$

интегрирование которого дает

$$R = (M/z^2)\,f(v_0), \tag{80.14}$$

где v_0 — начальная скорость движения частицы, а функция f определяется интегралом

$$f(v_0) = -\int_{v_0}^{0} \frac{mv^3}{4\pi ne^4 \ln\left[mv^2/\bar{I}\,(1-\beta^2)\right]}\,dv. \tag{80.15}$$

Существенно, что эта функция для заданной среды одинакова для всех частиц. Если пренебречь слабой логарифмической зависимостью от скорости частицы, то

$$R \approx (M/z^2)\,v_0^4. \tag{80.16}$$

Однако, как мы видели, применимость формулы (80.10) ограничена эффектами захвата электронов среды. Уточненную

формулу для R можно получить из следующих простых соображений. Разделим весь путь движения частицы на две части: на часть, где захвата электронов практически не происходит и применима формула (80.10), и на оставшуюся часть, где существенную роль играют захваты. К первой части применимо выражение (80.14). Длина второй части пути от начальной скорости v_0 не зависит, т. е. является некоторой постоянной C. Значение этой постоянной различно для разных частиц и сред, в которых они движутся. Таким путем для полного пробега получается приближенная формула

$$R = (M/z^2) f(v_0) + C. \qquad (80.17)$$

Для α-частицы в воздухе при комнатной температуре и нормальном давлении опыт дает $C = 0{,}2$ см. В алюминии пробег протона с энергией 5 МэВ равен 0,06 мм, а с энергией 10 МэВ — 0,17 мм.

Формула (80.17) справедлива при условии $R \ll \lambda_{\text{яд}}$, где $\lambda_{\text{яд}}$ — длина пробега относительного ядерного столкновения. Это условие не выполняется для адронов высоких энергий.

§ 81. Прохождение легких заряженных частиц через вещество

1. Благодаря малой массе при каждом столкновении движущейся легкой частицы (электрона или позитрона) изменение ее импульса относительно велико. Поэтому путь легкой частицы в среде не прямолинейный, а извилистый. Если пучок частиц направить на однородную среду, то он ведет себя по-разному в зависимости от того, состоит ли он из тяжелых частиц или из легких. В случае тяжелых частиц интенсивность пучка остается постоянной, если пройденный им путь x меньше длины пробега R. В очень же тонком слое вблизи границы $x = R$ частицы выбывают из пучка, и он резко обрывается. В случае же пучка из легких частиц интенсивность пучка убывает плавно и непрерывно на всем его протяжении. Поэтому об определенном пробеге R легкой частицы говорить не приходится. Можно ввести понятие *максимального* (или *экстраполированного*) *пробега* и *среднего пробега*. Максимальным пробегом называется минимальная толщина слоя вещества, в котором задерживаются все частицы. Он, очевидно, совпадает с полной длиной криволинейного пути, проходимого в веществе отдельной частицей. Чтобы получить средний пробег, надо взять длину прямолинейного пути, проходимого частицей в веществе до того, как она выбывает из пучка, и этот путь усреднить по всем частицам пучка.

Вторая особенность в поведении легких частиц состоит в том, что при изменении импульса в результате столкновения электрон (или позитрон) излучает. Поэтому, помимо ионизаци-

онных, появляются *радиационные потери*, т. е. потери энергии на излучение фотонов.

Наконец, в-третьих, при движении электрона в среде проявляются *квантовые обменные эффекты*, наблюдающиеся во всякой системе тождественных частиц. Такие эффекты, разумеется, не возникают при движении позитрона в среде, поскольку электрон и позитрон — не тождественные частицы. Зато в этом случае возможен *процесс аннигиляции* позитрона с электроном. Впрочем, роль процессов аннигиляции, а также эффектов обмена относительно невелика. Поэтому торможение электрона и позитрона в среде происходит практически одинаково. Ниже для конкретности имеется в виду торможение электронов, так как позитронные пучки применяются в эксперименте значительно реже.

2. Качественно механизм ионизационных потерь в случае легких частиц такой же, что и в случае других заряженных частиц. Поэтому для электронов применима прежняя формула (80.2) с той только разницей, что из-за малости массы электрона и квантовомеханических эффектов обмена пределы интеграла $b_{\text{мин}}$ и $b_{\text{макс}}$ должны определяться иначе. С учетом этих и некоторых других факторов Бете (р. 1906) получил следующую формулу для ионизационных потерь электронов:

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx}=\frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left[\ln\frac{mv^2\mathscr{E}}{2\bar{I}(1-\beta^2)}-\ln 2\,(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2)+\right.$$
$$\left.+1-\beta^2+\frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})\right], \qquad (81.1)$$

где $\bar{I}$ — средний ионизационный потенциал атомов поглотителя, даваемый прежней приближенной формулой (80.5), а $\mathscr{E}$ — релятивистская кинетическая энергия электрона:

$$\mathscr{E}=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}-mc^2. \qquad (81.2)$$

В перелятивистском пределе $\beta\to 0$:

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx}=\frac{4\pi ne^4}{mv^2}\ln\frac{mv^2}{2\bar{I}} \quad \text{(нерелятив.)}. \qquad (81.3)$$

В ультрарелятивистском случае

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx}=\frac{2\pi ne^4}{mc^2}\left[\ln\frac{\mathscr{E}^2}{2\bar{I}^2\sqrt{1-\beta^2}}+\frac{1}{8}\right] \quad \text{(ультрарелятив.)}. \qquad (81.4)$$

Ввиду малости массы электрона все три формулы (81.1), (81.3) и (81.4) находят практическое применение. Например, для электрона $mc^2=0{,}511$ МэВ, а потому электроны с энергиями в несколько мегаэлектронвольт уже являются ультрарелятивистскими.

3. При сравнении ионизационных потерь тяжелой и легкой частиц главное внимание следует обратить на то, что в формулах (80.10) и (80.11), с одной стороны, и (81.1), (81.3), (81.4) — с другой, определяющим является множитель перед логарифмом, так как логарифм медленно меняется с изменением параметров, характеризующих движение частиц. А этот множитель в случае движения однократно заряженных частиц фактически одинаков во всех формулах. Поэтому при одинаковых скоростях движения ионизационные потери тяжелой и легкой частиц примерно одинаковы. Это и понятно. Ионизационные потери возникают из-за воздействия электрического поля движущейся частицы на электроны среды. А эти поля совершенно одинаковы в случае тяжелой и легкой частиц, если только одинаковы их заряды и скорости движения.

Не так обстоит дело, когда сравниваются ионизационные потери легкой и тяжелой однозарядных частиц одинаковой энергии. В том случае, когда движение обеих частиц нерелятивистское, скорости частиц находятся в обратном отношении квадратных корней из их масс. Благодаря этому тяжелая частица более длительно эффективно воздействует на каждый электрон среды и поэтому быстрее теряет энергию. В этом случае, как мы видели в предыдущем параграфе, ионизационные потери энергии пропорциональны массе частицы. Например, ионизационные потери протона примерно в 2000 раз превосходят ионизационные потери электрона той же энергии.

Более интересен случай, когда электрон ультрарелятивистский, но протон той же энергии еще может считаться нерелятивистским. В этом случае электрическое поле движущегося протона сферически-симметрично, тогда как у электрона оно сильно сплющено в направлении движения и растянуто в поперечном направлении. За счет этого ионизационные потери энергии электрона сильно возрастают. Сравним, например, электрон и протон с кинетической энергией $\mathscr{E} = 5$ МэВ. При такой энергии электрон уже может считаться ультрарелятивистским, тогда как протон остается нерелятивистским. Так как энергия покоя электрона $\mathscr{E}_0 = 0{,}5$ МэВ, а кинетическая энергия практически совпадает с полной, то $\mathscr{E} \approx \mathscr{E}_0/\sqrt{1-\beta^2}$, так что $1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 10$. Сравнивая формулы (80.13) и (81.4), получаем

$$\frac{(d\mathscr{E}/dx)_p}{(d\mathscr{E}/dx)_e} = \frac{Mc^2}{\mathscr{E}}\frac{\ln A}{\ln B},$$

где

$$A = \frac{2\mathscr{E}m}{M\bar{I}} = \frac{2\cdot 5\cdot 10^6}{2000\cdot 10} \approx 5\cdot 10^2$$

(мы положили $\bar{I} = 10$ эВ),

$$B = \frac{\mathscr{E}^2}{2\bar{I}^2\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{5^2\cdot 10^{12}\cdot 10}{2\cdot 10^2} \approx 2{,}5\cdot 10^{12},$$

т. е.

$$\ln A = 2\ln 10 + \ln 5 = 2 \cdot 2{,}3 + 1{,}6 = 6{,}2,$$
$$\ln B = 12\ln 10 + \ln 2{,}5 = 12 \cdot 2{,}3 + 0{,}9 = 28{,}5.$$

Таким образом, отношение логарифмов равно всего около 1/5, а множитель при логарифмах $Mc^2/\mathscr{E} = 938/5 \approx 200$. Ионизационные потери протона превышают ионизационные потери электрона приблизительно в 40 раз.

Наконец, рассмотрим случай, когда обе частицы, тяжелая и легкая,— ультрарелятивистские и обладают одной и той же кинетической энергией, которую в рассматриваемом случае можно считать равной полной энергии: $\mathscr{E} = mc^2/\sqrt{1-\beta_e^2} = Mc^2/\sqrt{1-\beta_p^2}$, где β_e — отношение v/c для легкой частицы, а β_p — для тяжелой. Таким образом,

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta_e^2}} = \frac{\mathscr{E}}{mc^2}, \qquad \frac{1}{\sqrt{1-\beta_p^2}} = \frac{\mathscr{E}}{Mc^2}.$$

Для тяжелой частицы (протона) пользуемся формулой (80.10), полагая в ней $v = c$, для легкой — формулой (81.4) и получаем

$$\frac{(d\mathscr{E}/dx)_p}{(d\mathscr{E}/dx)_e} = 2\frac{\ln A}{\ln B},$$

где

$$A = \frac{mc^2}{\bar{I}(1-\beta_p^2)} = \frac{m}{M}\frac{\mathscr{E}^2}{\bar{I}Mc^2},$$

$$B = \frac{\mathscr{E}^2}{2\bar{I}^2\sqrt{1-\beta_e^2}} = \frac{\mathscr{E}^3}{2\bar{I}^2mc^2}.$$

Возьмем числовой пример: $\mathscr{E} = 10$ ГэВ $= 10^{10}$ эВ, $\bar{I} = 10$ эВ, $m/M = 1/2000$, $Mc^2 = 1$ ГэВ $= 10^9$ эВ, $mc^2 = 0{,}5$ МэВ $= 0{,}5 \cdot 10^6$ эВ. Тогда $\ln A = 15{,}4$, $\ln B = 50{,}6$ и

$$\frac{(d\mathscr{E}/dx)_p}{(d\mathscr{E}/dx)_e} \approx 0{,}6.$$

Ионизационные потери ультрарелятивистского электрона в этом случае даже больше (примерно в два раза), чем ультрарелятивистского протона той же энергии. Причина этого в том, что по сравнению с электрическим полем неподвижной частицы электрическое поле ультрарелятивистского электрона изменяется более значительно (сплющивается сильнее в направлении движения и расширяется в поперечном направлении), чем электрическое поле ультрарелятивистского протона той же энергии ($\beta_e > \beta_p$).

Отличие в поведении заряженных частиц различных энергий проявляется, например, при их регистрации. Так, протон с энергией 5 МэВ оставляет в ядерной фотоэмульсии отчетливый след

а электрон с той же энергией практически незаметен. Ультрарелятивистские же частицы (например, в пузырьковой камере) трудно отличить друг от друга по оставляемым ими трекам, так как треки всех заряженных ультрарелятивистских частиц имеют практически одинаковую толщину.

4. Ускоренно движущаяся заряженная частица, как известно, испускает электромагнитные волны. В частности, это происходит при ее столкновениях с частицами вещества, через которые она проходит. Возникающее электромагнитное излучение называется *тормозным*, а потери энергии частицы на тормозное излучение — *радиационными*. Примером тормозного излучения может служить непрерывный рентгеновский спектр, возникающий при торможении электронов на антикатоде рентгеновской трубки. Торможение электронов высоких энергий используется в электронных ускорителях для получения пучков γ-лучей. В т. III, § 141 показано, что интенсивность тормозного излучения (т. е. электромагнитная энергия, испускаемая частицей в единицу времени) в нерелятивистском неквантовом приближении определяется выражением

$$w = \frac{2}{3}\frac{z^2e^2}{c^3}\dot{v}^2, \tag{81.5}$$

где ze — заряд частицы, а $\dot{v}$ — ее ускорение. Ускорение равно $\dot{v} = F/m$, где F — сила, действующая на частицу, а m — ее масса. Отсюда следует, что практически все радиационное торможение приходится на излучение электронов, так как излучение протона при равных действующих силах в $(m_p/m_e)^2 = 1836^2 \approx \approx 3{,}4 \cdot 10^6$ раз слабее, чем у электрона. Ионизационные потери энергии движущегося электрона обусловлены столкновениями его с электронами атомных оболочек. Они в основном пропорциональны числу электронов Z в атоме среды. Радиационные потери, напротив, в основном обусловлены столкновениями движущегося электрона с атомными ядрами среды. Они пропорциональны квадрату кулоновской силы притяжения между движущимся электроном и ядром. Эта сила в свою очередь пропорциональна Ze, а потому радиационные потери должны возрастать пропорционально второй, а не первой степени Z. Этот вывод остается справедливым и в последовательной релятивистской квантовой теории радиационного торможения, развитой Бете и Гайтлером (1904—1981).

5. Тормозное излучение, возникающее в каждом индивидуальном акте столкновения электрона с атомом, существенно зависит от степени экранирования электрического поля ядра атомными электронами. С классической точки зрения эта зависимость определяется соотношением между прицельным расстоянием налетающего электрона b и «радиусом ядра» a. Если

$b/a \ll 1$, то экранирование несущественно, а при $b/a \gg 1$ экранирование полное. Все же основное значение имеет торможение электрона электрическим полем ядра. В пренебрежении экранированием энергия, теряемая электроном на радиационное торможение при прохождении одного и того же пути b в веществе, пропорциональна числу ядер, мимо которых пролетает электрон. Иными словами, эта энергия пропорциональна плотности вещества ρ и проходимому электроном пути dx. Поэтому радиационные потери энергии электрона определяются выражением

$$-(d\mathscr{E}/dx)_{\text{рад}} = \mathscr{E}/l_r, \tag{81.6}$$

где постоянная l_r называется *радиационной длиной*. Как уже говорилось в предыдущем параграфе (пункт 6), при рассмотрении процессов поглощения вместо истинной толщины x вводят ее произведение на плотность вещества ρx (называя эту величину также толщиной). Во избежание недоразумений радиационную длину, понимаемую в таком смысле, мы будем обозначать большой буквой L_r. В таблицах обычно дают значения L_r в граммах на квадратный сантиметр. Не приводя теоретических выражений для L_r, к которым приводит теория Бете и Гайтлера

Таблица 13

Радиационные длины и критические энергии для различных веществ

Вещество	$\mathscr{E}_{\text{кр}}$, МэВ	L_r, г/см²	Вещество	$\mathscr{E}_{\text{кр}}$, МэВ	L_r, г/см²
H	340	58	Al	47	23,9
He	220	83	Fe	24	13,8
C	103	42,5	Cu	21,5	12,8
Воздух	83	36,5	Pb	6,9	5,8

ограничимся приведением числовых значений L_r для некоторых веществ (см. табл. 13). Из этой таблицы находим, например, что для сухого воздуха при температуре 18 °C и нормальном давлении ($\rho = 0{,}001213$ г/см³)

$$l_r = \frac{36{,}5}{0{,}00121} = 30200 \text{ см} = 302 \text{ м}.$$

Согласно формуле (81.6) радиационные потери линейно растут с энергией, тогда как ионизационные потери при высоких энергиях меняются с энергией логарифмически, т. е. от энергии практически не зависят. Для сравнения можно пользоваться приближенным соотношением

$$\frac{(d\mathscr{E}/dx)_{\text{рад}}}{(d\mathscr{E}/dx)_{\text{иониз}}} \approx \frac{Z\mathscr{E}}{800}, \tag{81.7}$$

где энергия $\mathscr{E}$ измеряется в мегаэлектронвольтах. Из формулы видно, что при $\mathscr{E} > 800/Z$ радиационные потери превышают ионизационные. Энергия $\mathscr{E}_{кр}$, при которой радиационные потери становятся равными ионизационным, называется *критической*. Для этой энергии приближенная формула (81.7) в мегаэлектронвольтах дает $\mathscr{E}_{кр} \approx 800/Z$. При очень высоких энергиях ионизационными потерями можно пренебречь и уравнение (81.6) проинтегрировать. Тогда получится

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 e^{-x/l_r}. \qquad (81.8)$$

§ 82. Прохождение гамма-квантов через вещество *)

1. Ориентировочно к γ-излучению относят электромагнитные волны, длина которых значительно меньше межатомных расстояний, т. е. $\lambda \ll 10^{-8}$ см. В современных ускорителях получаются γ-кванты с энергией $\mathscr{E} \sim 20$ ГэВ, т. е. с длиной волны $\lambda = 2\pi\hbar c/\mathscr{E} \approx 6 \cdot 10^{-15}$ см $= 0{,}06$ Фм. Для практических приложений наибольший интерес представляет область от десятков килоэлектронвольт до 200—300 МэВ.

Теория прохождения γ-квантов в веществе есть проблема квантовой электродинамики, а потому здесь мы не можем ее касаться. Отметим только, что пучок γ-квантов поглощается веществом за счет электромагнитных взаимодействий. Однако по сравнению с заряженными частицами γ-кванты не имеют электрического заряда. По этой причине они не подвержены влиянию дальнодействующих кулоновских сил. Взаимодействие γ-кванта с электроном ограничено областью, линейные размеры которой порядка комптоновской длины волны электрона, т. е. порядка 10^{-11} см. Поэтому, проходя через вещество, γ-кванты сравнительно редко сталкиваются с электронами и атомными ядрами. Зато эти столкновения, как правило, сопровождаются резкими изменениями направления движения γ-квантов, что выводит их из пучка. Вторая особенность γ-квантов состоит в том, что они, как безмассовые частицы, могут двигаться только со скоростью c. Они не могут замедляться, а могут только либо поглощаться, либо отклоняться в сторону, либо порождать пары частица — античастица.

Таким образом, γ-кванты выбывают из пучка, как правило, в результате единичных актов столкновения с электронами или атомными ядрами вещества, через которое они проходят. Для γ-квантов нельзя ввести понятие пробега аналогично тому, как это делается для тяжелых заряженных частиц, испытывающих ионизационное торможение в веществе. Число γ-квантов, выбывающих из моноэнергетического пучка при прохождении слоя

*) Изложенное в этом параграфе в равной мере относится к рентгеновскому излучению эквивалентной энергии.

вещества толщиной dx, пропорционально dx и интенсивности пучка, падающего на этот слой. Поэтому с расстоянием x интенсивность параллельного моноэнергетического пучка γ-квантов должна убывать экспоненциально:

$$I(x) = I(0)e^{-n\sigma x}, \tag{82.1}$$

где σ — полное эффективное сечение ослабления (поглощения и рассеяния) γ-квантов на атоме, а n — число атомов поглотителя в единице объема. Величина $\tau = n\sigma$ называется *линейным коэффициентом поглощения γ-квантов*. Вместо нее удобнее пользоваться массовым коэффициентом поглощения $\mu = \tau/\rho$. Если расстояние x выражать в граммах на квадратный сантиметр, то формулу (82.1) можно переписать в виде

$$I(x) = I(0)e^{-\mu x}. \tag{82.2}$$

Основными процессами, выводящими γ-кванты из параллельного пучка, являются *фотоэффект*, *эффект Комптона* и *рождение электронно-позитронных пар*.

2. Фотоэффект уже рассматривался в § 2. Однако там речь шла преимущественно о фотоэффекте с поверхности металлов. Здесь же нас интересует главным образом фотоэффект на атомах среды, в которой распространяется пучок γ-квантов.

Свободный электрон принципиально не может поглощать и испускать γ-квант, так как в противном случае было бы нарушено одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса (см. § 1, пункт 5). При фотоэффекте же на электроне атома вся энергия и импульс падающего γ-кванта передаются электрону и атомному остатку. Поэтому электрон должен быть обязательно связан. Кинетическая энергия $\mathscr{E}_e$, которую получает освободившийся электрон, определяется соотношением

$$\mathscr{E}_e = \mathscr{E}_\gamma - I_i, \tag{82.3}$$

где I_i — энергия ионизации той оболочки, с которой был вырван электрон (под i надо понимать K, L_I, L_{II}, L_{III}, ...). Энергией отдачи, которую приобретает атом, точнее, образовавшийся ион, ввиду ее малости мы пренебрегаем.

Ясно, что фотоэффект с i-й оболочки невозможен, если $\mathscr{E}_\gamma < I_i$, так как по своему смыслу кинетическая энергия $\mathscr{E}_e$ существенно положительна. Если же $\mathscr{E}_\gamma > I_i$, то естественно ожидать, что с возрастанием $\mathscr{E}_\gamma$ вероятность фотоэффекта должна убывать, так как при этом электрон становится все менее и менее связанным и его поведение должно приближаться к поведению свободного электрона. Опыт и теория оправдывают это ожидание.

На схематическом рис. 145 показан ход эффективного сечения фотоэффекта на атоме σ_Φ в зависимости от энергии падающего γ-кванта $\mathscr{E}_\gamma$. При очень больших $\mathscr{E}_\gamma$ сечение σ_Φ мало. С уменьшением $\mathscr{E}_\gamma$ оно возрастает, но при $\mathscr{E}_\gamma = I_K$ внезапно

резко падает. Это падение происходит потому, что при $\mathscr{E}_\gamma < I_K$ вырывание электрона с K-слоя атома становится невозможным. После этого падения с дальнейшим уменьшением $\mathscr{E}_\gamma$ снова начинается возрастание σ_Φ, пока не наступит новое резкое падение на L-слое.

Поскольку этот слой состоит из трех близко расположенных оболочек L_I, L_{II}, L_{III}, на кривой $\sigma_\Phi = \sigma_\Phi(\mathscr{E}_\gamma)$ появляются три зубца, изображенные на рис. 145. После прохождения слоя L, при дальнейшем уменьшении $\mathscr{E}_\gamma$ опять происходит увеличение σ_Φ, пока не будет достигнут слой M и не произойдет соответствующее ему резкое падение σ_Φ, и т. д. При $\mathscr{E}_\gamma < 0{,}2$ МэВ эффективное сечение фотоэффекта падает с ростом энергии приблизительно как $\mathscr{E}_\gamma^{-7/2}$, а при $\mathscr{E}_\gamma > 0{,}5$ МэВ — приблизительно как $\mathscr{E}_\gamma^{-1}$. При этом, когда $\mathscr{E}_\gamma > I_K$, основную часть (около 80 %) в сечение σ_Φ вносит вырывание электронов из K-слоя (для $Z > 60$). Вероятность фотоэффекта растет с ростом Z приблизительно пропорционально Z^n, где n заключено между 4 и 5. Такая сильная зависимость опять-таки объясняется тем, что в легких элементах электроны в атомах связаны слабее, чем в тяжелых. Поэтому фотоэффект особенно существен при взаимодействии γ-излучения с тяжелыми атомами.

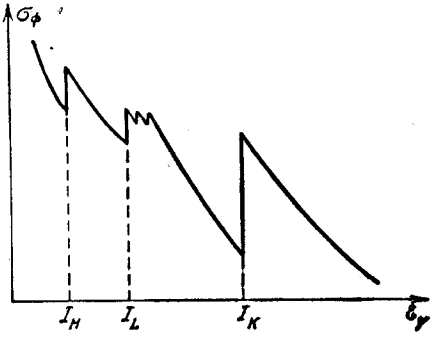


Рис. 145

С описанным ходом эффективного сечения γ-излучения мы уже встречались в § 48, когда говорили о поглощении рентгеновских лучей в веществе.

В области энергий порядка энергий связи электронов в атомных оболочках сечение фотоэффекта очень велико по сравнению с сечением при более высоких энергиях. Например, для алюминия $\sigma_\Phi \approx 6 \cdot 10^{-18}$ см^2 при $\mathscr{E}_\gamma = 1$ кэВ и $\sigma_\Phi \approx 6 \cdot 10^{-25}$ см^2 при $\mathscr{E}_\gamma = 0{,}1$ МэВ. Таким образом, фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения при низких энергиях γ-излучения, а при высоких энергиях его роль становится ничтожной.

3. С увеличением энергии γ-квантов фотоэлектрическое поглощение отходит на задний план. Оно уступает место *эффекту Комптона*, разобранному в § 3. Эффект Комптона начинает играть существенную роль, когда энергия γ-квантов начинает превосходить энергию связи электрона в атоме. Когда энергия связи электрона в атоме мала по сравнению с энергией γ-кванта, электрон может считаться свободным, как мы и полагали в § 3. Ослабление пучка γ-квантов в веществе, обусловленное явлени-

ем Комптона, приводит и к рассеянию γ-излучения (при этом оно выбывает из параллельного пучка) и к частичному уменьшению энергии γ-излучения (т. е. к поглощению) за счет передачи части энергии комптоновским электронам отдачи.

Сечение рассеяния мягких γ-квантов ($\hbar\omega/m_e c^2 \ll 1$) на электроне определяется классической формулой Томсона

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0{,}665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \qquad (82.4)$$

где r_e — «классический радиус электрона», т. е.

$$r_e = e^2/m_e c^2 = 2{,}82 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \qquad (82.5)$$

Формула Томсона была выведена в § 10 (пункт 2). Томсоновское, или классическое, рассеяние когерентно, т. е. происходит без изменения длины волны. Если условие $\hbar\omega/m_e c^2 \ll 1$ не выполняется, то формула Томсона не справедлива. В этом случае надо пользоваться формулой Клейна — Нишины — Тамма (10.4), которую дает квантовая электродинамика. В отличие от томсоновского рассеяния, комптоновское рассеяние (при энергии γ-квантов, большей энергии связи электрона в атоме) *некогерентно* и происходит с уменьшением длины волны. Это уменьшение, как было выяснено в § 3, одинаково для всех веществ.

Заметим еще, что вероятность комптоновского рассеяния на ядрах пренебрежимо мала, так как в этом случае роль «классического радиуса электрона» r_e играет величина $Z^2e^2/M_{\text{яд}}c^2$, а она в тысячи, десятки или сотни тысяч раз меньше, чем у электрона.

4. Гамма-кванты, если их энергия достаточно велика, взаимодействуют с веществом также посредством *образования пар электрон — позитрон*. Не будем останавливаться на истории предсказания существования позитрона, которое теоретически было сделано Дираком, так как его первое толкование (позитрон — «дырка» в состояниях электрона с отрицательной энергией) пришлось оставить. Напомним только, что позитрон является античастицей по отношению к электрону. Он обладает той же массой, тем же спином, теми же по величине, но противоположными по знаку зарядом и магнитным моментом, что и электрон. Позднейшее развитие физики элементарных частиц показало, что каждая элементарная частица, как правило, имеет свою античастицу.

Электрон и позитрон, сталкиваясь друг с другом, могут «исчезать», превращаясь в электромагнитное излучение. Этот процесс называется (не вполне удачно) *аннигиляцией*. При аннигиляции свободных электрона и позитрона не может появиться только один γ-квант, так как в противном случае нарушалось бы одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса. Это наиболее очевидно, если электрон и позитрон до столкновения находились в состоянии покоя. В этом случае сум-

марный импульс до столкновения равен нулю, тогда как импульс образовавшегося γ-кванта отличен от нуля. Но образование одного γ-кванта невозможно и в том случае, когда до столкновения электрон и позитрон двигались с различными скоростями.

Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть процесс аннигиляции в системе центра масс. В такой системе суммарный импульс до столкновения также равен нулю, а импульс образовавшегося γ-кванта по-прежнему отличен от нуля, так что заключение остается в силе. Но оно остается в силе и при рассмотрении процесса аннигиляции в любой системе отсчета, так как число образовавшихся γ-квантов от выбора системы отсчета не зависит. Таким образом, при аннигиляции электрона и позитрона должны возникать по меньшей мере два γ-кванта. Рассуждение, проведенное в обратном порядке, показывает, что свободно распространяющийся γ-квант не может породить пару, т. е. превратиться в электрон и позитрон. Но процесс образования пар может осуществляться и действительно осуществляется в электрическом поле атомного ядра. Как показывает квантовомеханический расчет, согласующийся с опытом, превращение γ-квантов в электрон-позитронные пары происходит не внутри ядра, а около него в пределах области с линейными размерами порядка комптоновской длины волны электрона. Ядро воспринимает импульс отдачи, обеспечивая тем самым выполнение закона сохранения энергии — импульса, причем передача импульса отдачи ядру происходит посредством его кулоновского поля. Гамма-кванты могут рождать электрон-позитронные пары и в кулоновском поле электрона. (Возможно также рождение пар при столкновении двух γ-квантов.) Однако с наибольшей вероятностью происходит рождение пар γ-квантами в кулоновском поле ядра. Поскольку масса γ-кванта равна нулю, превратиться в электрон-позитронную пару он может только тогда, когда его энергия $\mathscr{E}_\gamma$ больше суммы энергий покоя электрона и позитрона, т. е. $2mc^2 \approx 1{,}02$ МэВ. Сечение $\sigma_{\text{пар}}$ рождения пары равно нулю, если $\mathscr{E}_\gamma < 2mc^2$. Таков действительно порог рождения пары, если оно происходит в электрическом поле тяжелой частицы — атомного ядра, так как тяжелая частица уносит малую энергию. Если же пара рождается при столкновениях γ-квантов с электроном, то электрон получает энергию того же порядка, что и частицы пары. Поэтому в этом случае рождение пары возможно только при энергии γ-кванта, существенно превышающей $2m_e c^2$. В области энергий порядка $5m_e c^2 < \mathscr{E}_\gamma < 50m_e c^2$ теоретические расчеты в квантовой электродинамике для эффективного сечения $\sigma_{\text{пар}}$ образования пары на атомном ядре приводят к соотношению

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln(\hbar\omega/m_e c^2). \qquad (82.6)$$

По модулю сечение $\sigma_{пар}$ того же порядка, что и сечение тормозного излучения. При очень высоких энергиях величина $\ln(\hbar\omega/m_e c^2)$ заменяется постоянной из-за экранирования поля ядра электронами атомной оболочки.

Таким образом, выше порога рождения пар сечение $\sigma_{пар}$ постепенно возрастает, а при очень высоких энергиях (порядка 1000 $m_e c^2$) практически стремится к постоянному пределу:

$$\sigma_{пар} \approx 0{,}08\, Z^2 r_e^2. \qquad (82.7)$$

Наоборот, сечения фото- и комптон-эффектов при высоких энергиях γ-квантов спадают практически до нуля. При увеличении энергии рождение пар становится сначала основным, а при дальнейшем росте энергии практически единственным механизмом поглощения γ-излучения в веществе.

5. Если ограничиться только тремя основными механизмами ослабления, рассмотренными выше, то при определении полного линейного коэффициента ослабления τ γ-квантов в веществе надо принять во внимание, что в случае фотоэффекта и рождения пар рассеивающими центрами являются атомы, а в случае эффекта Комптона — электроны, которых в Z раз больше, чем атомов. Поэтому

$$\tau = n\sigma_{ф} + nZ\sigma_K^e + n\sigma_{пар}, \qquad (82.8)$$

где n — число атомов в единице объема вещества, а $\sigma_{ф}$, σ_K^e и $\sigma_{пар}$ — эффективные сечения фотоэффекта на атоме, эффекта Комптона на электроне и рождения пары на атомном ядре. Первое слагаемое в (82.8) преобладает при низких энергиях, второе — при средних (несколько мегаэлектронвольт), а третье — при высоких. Поэтому τ имеет минимум в области, где влияние комптоновского рассеяния наибольшее. Такой минимум особенно резко выражен для тяжелых элементов. В качестве примера на рис. 146 приведены кривые для свинца, которые наглядно показывают относительную роль всех трех рассмотренных нами механизмов ослабления в различных областях энергий γ-квантов.

6. Подводя итог последних трех параграфов, заметим, что заряженная частица, пролетая в воздухе, образует в среднем одну пару ионов противоположного знака на 33 эВ потерь. Например, α-частица с энергией 5 МэВ образует в воздухе $5 \cdot 10^6 : 33 \approx$ $\approx$ 150 000 пар ионов. Ионизационная способность заряженной частицы в других газовых средах примерно такая же, как и в воздухе. Гамма-кванты при прохождении через вещество передают свою энергию в основном электронам и, следовательно, вызывают ионизацию среды.

Приведем пример, иллюстрирующий это утверждение. Пусть электроны с энергией $\mathscr{E}_e = 1$ МэВ и γ-излучение той же энергии

падают на поверхность алюминия. Экстраполированный пробег электрона такой энергии может быть приближенно рассчитан по формуле $R(r/см^2) \approx 0{,}5\mathscr{E}_e(МэВ) - 0{,}1$.

При $\mathscr{E}_e = 1$ МэВ значение $R \approx 0{,}4$ $r/см^2 \approx 0{,}15$ см. Средняя длина свободного пробега γ-лучей в веществе $\lambda = \frac{1}{n_0\sigma}$ (из формулы (82.1)) видно, что на пути $x = \lambda$ интенсивность γ-излучения уменьшается в e раз). Для γ-квантов с $\varepsilon = 1$ МэВ значения $n_0\sigma = 0{,}165$ $см^{-1}$ и $\lambda = 6$ см. Но в отличие от заряженных частиц проникающая способность γ-квантов очень велика.

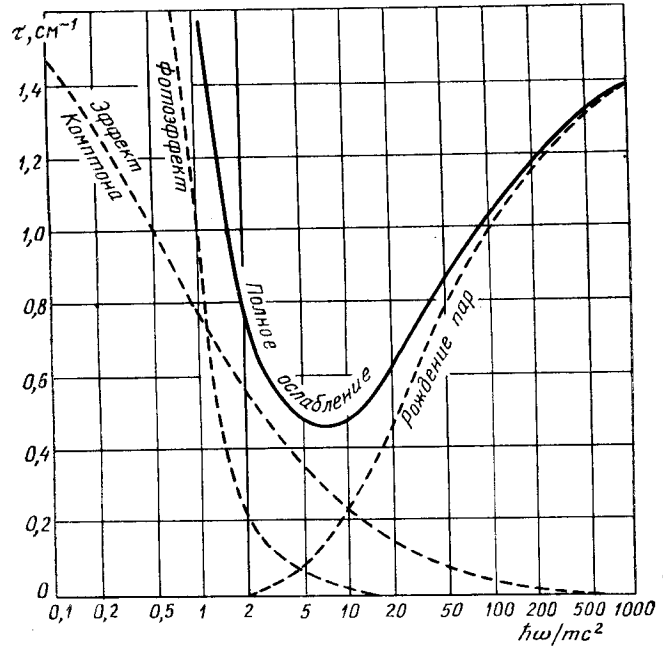


Рис. 146

При облучении заряженными частицами ионизуется лишь только тонкий поверхностный слой, а при облучении γ-квантами — вся толща вещества.

§ 83. Другие проявления взаимодействия ядерных частиц с веществом

1. Заряженная частица, проходя через вещество, испытывает торможение из-за кулоновского взаимодействия не только с электронами, но и с *атомными ядрами*. Это — упругие столкновения с передачей энергии. Потери энергии частицы из-за этого

эффекта выражаются формулой типа (80.2):

$$-\left(\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right)_{\text{яд.кул}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{M_{\text{яд}} v^2} \ln \frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}} = \frac{m_e}{m_p} \frac{Z}{A} \left(-\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right)_{\text{эл}}, \qquad (83.1)$$

где $N = n/Z$ — число ядер в единице объема, а m_p — масса протона. При качественном сравнении этой формулы с (80.2) логарифмический множитель не играет роли. Существен только множитель $(m_e/m_p)Z/A \approx 1/4\,000$, стоящий перед логарифмом. Он появляется из-за различия масс и зарядов электрона и атомного ядра. Благодаря этому множителю потери энергии частиц при кулоновском торможении на атомных ядрах в тысячи раз меньше, чем на электронах. Однако из-за относительно большой массы ядра кулоновское рассеяние на ядрах может происходить на большие углы (и даже назад) уже в результате единичных актов рассеяния. Это как раз тот эффект, который привел Резерфорда к заключению о существовании атомного ядра (см. § 9).

2. Все частицы, за исключением фотонов, нейтрино, электронов, позитронов и мюонов, способны вступать в сильные (ядерные) взаимодействия. Такие частицы называются *адронами*.

Сильные взаимодействия положительно заряженных адронов с атомными ядрами начинаются с энергий 20—30 МэВ (в случае отрицательно заряженных адронов нет кулоновского барьера). Так как они проявляются на расстояниях порядка размеров атомного ядра, то частица сталкивается с ядром при сильных взаимодействиях примерно в $Z(R_{\text{ат}}/R_{\text{яд}})^2 \approx 10^{10}Z$ раз реже, чем с электронами при кулоновских взаимодействиях. Поэтому при движении в веществе частица испытывает ионизационное торможение, но ядерные столкновения претерпевает крайне редко. Это обстоятельство делает возможным рассматривать действие приборов для регистрации заряженных ядерных частиц (например, камеры Вильсона или пузырьковой камеры) без учета ядерных столкновений, а с учетом только ионизационного торможения, при котором, как известно, из-за малости массы электрона путь тяжелой частицы (трек) остается прямолинейным. Зато при каждом ядерном столкновении частица либо резко отклоняется в сторону (рассеивается на большой угол), либо поглощается, либо порождает новые частицы. Эти акты регистрируются по резкому излому трека, изменению его толщины и длины, по появлению новых треков, исходящих из одной точки («звезда»). Но при расчете радиационной защиты для релятивистских ускорителей и космических кораблей учет ядерных столкновений необходим.

3. Если скорость заряженной частицы превышает фазовую скорость света в рассматриваемой среде, то возникает *излучение Вавилова — Черенкова* (см. § 6, а также т. IV, § 38). Появляются потери энергии частицы на это излучение. Разумеется, они содержатся в найденных нами ранее ионизационных потерях и

имеют тот же порядок, что и радиационные потери. По углу θ, под которым распространяется черенковское излучение, можно определить скорость частицы, что и делается в черенковских счетчиках. Если при этом известен импульс частицы (по кривизне траектории в магнитном поле), то можно определить сорт частицы (по релятивистской ионизации частицы могут быть неразличимы). Поэтому черенковские счетчики — один из обязательных элементов установки, предназначенной для изучения релятивистских частиц.

4. Позитроны при прохождении через вещество в дополнение к ионизационным и радиационным потерям испытывают еще *аннигиляционные потери* за счет *двухфотонной аннигиляции* с электронами вещества:

$$e^+ + e^- \to \gamma + \gamma.$$

Сечение этого процесса при высоких энергиях меньше сечения ионизации. Но для медленных позитронов оно является определяющим.

5. Поглощаясь ядром, γ-кванты могут вызывать *ядерный фотоэффект*, т. е. выбивать из ядра нуклоны (обычно нейтроны), а также расщеплять атомное ядро. Но эти процессы практически не играют роли в поглощении γ-излучения. Порог ядерного фотоэффекта соответствует энергии связи нуклона в ядре, т. е. лежит в области энергий 6 — 10 МэВ. Эффективные сечения указанных процессов, как правило, возрастают с увеличением атомного номера Z. Если энергия γ-кванта во много раз превышает среднюю энергию связи нуклона, то возможно фоторасщепление ядра с вылетом нескольких нуклонов (нейтронов и протонов). При энергиях γ-квантов, превышающих $2m_\mu c^2 = 212$ МэВ (m_μ — масса мюона), в кулоновском поле ядра начинается процесс рождения мюонных пар ($\mu^+\mu^-$), аналогичный процессу рождения электрон-позитронных пар. При $\mathscr{E}_\gamma > m_\pi c^2 \approx 140$ МэВ (m_π — масса π-мезона) при взаимодействии с ядрами начинается фотогенерация π-мезонов. Поглощение γ-излучения за счет перечисленных процессов при высоких энергиях пренебрежимо мало по сравнению с поглощением их из-за рождения электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра.

6. Тормозное излучение электронов сопровождается возникновением мощных потоков γ-квантов, испускаемых преимущественно вперед. От таких потоков требуется усиленная защита, так как проникающая способность γ-квантов значительно превосходит проникающую способность электронов.

Электрон, позитрон или γ-квант, если их энергия достигает 1 ГэВ или выше, распространяясь в веществе, порождают *электрон-позитронные ливни*. Это явление заключается в следующем. Первичная частица, например электрон, тормозясь в электрическом поле ядра, испускает γ-квант высокой энергии. Этот

γ-квант рождает электрон-позитронную пару в электрическом поле другого ядра. Электрон-позитронные пары в свою очередь порождают тормозные γ-кванты и т. д. Так возникает поток частиц, летящих практически в направлении первичной частицы, так как все эти частицы релятивистские. Этот поток и называется *ливнем*. В веществе поток частиц ливня после своего возникновения сначала резко усиливается, но после прохождения некоторого расстояния начинает уменьшаться. Когда энергия отдельных частиц ливня уменьшается настолько, что ионизационные потери начинают преобладать над радиационными, ливень прекращается. Подобные множественные процессы образования частиц, но более разнообразные по составу вызываются и тяжелыми заряженными частицами (протонами, $\pi^{\pm}$-мезонами и пр.). Сначала они наблюдались в земной атмосфере и вызывались частицами космических лучей высоких энергий (см. § 103, пункт 12). Каскады таких частиц, порожаемые первичными частицами с энергией $\mathscr{E} \geqslant 10^5$ ГэВ, содержат $10^6 - 10^9$ частиц и называются *широкими атмосферными ливнями*. Отдельный ливень покрывает площадь земной поверхности в несколько квадратных километров. С появлением ускорителей на высокие энергии основные исследования множественных процессов стали производиться на ускорителях.

7. Налетающие частицы достаточно высоких энергий при неупругих столкновениях с атомными ядрами могут частично разрушать их, например выбивать протоны, нейтроны или вызывать другие ядерные превращения. В результате образуются новые атомные ядра и новые изотопы химических элементов. Они, как правило, радиоактивны, так что в веществе возникает *наведенная радиоактивность*. Реакции выбивания протонов или нейтронов из ядра и прочие ядерные реакции, производимые электронами и γ-квантами, сильно эндотермичны и имеют порог около 10 МэВ. Но даже выше этого порога из-за слабости электромагнитных взаимодействий сечения этих процессов очень малы — на несколько порядков меньше площади эффективного сечения самого атомного ядра. Проникновению протонов и α-частиц в ядро препятствует *кулоновский потенциальный барьер*, особенно высокий в случае тяжелых ядер. Поэтому протоны и α-частицы могут создать заметную наведенную активность лишь при сравнительно высоких энергиях (во всяком случае, больше примерно 10 МэВ). Заметим еще, что α- и β-частицы, а также γ-кванты, возникающие в результате радиоактивных распадов ядер, обладают энергией всего в несколько мегаэлектронвольт. Такие радиоактивные излучения, как правило, создать дополнительную наведенную радиоактивность не могут.

ГЛАВА XII

ИСТОЧНИКИ И МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

* *

§ 84. Ускорители

1. Единственный способ изучения ядер и элементарных частиц, за исключением получения некоторых статических характеристик ядер (спины, магнитные и электрические квадрупольные моменты), состоит в осуществлении столкновений одних частиц с другими и регистрации последствий столкновений. Сначала для этой цели (в опытах Резерфорда и др.) использовались α- и β-частицы, возникающие в результате распада естественных радиоактивных ядер, а также частицы высоких энергий, содержащиеся в космических лучах. С изобретением ускорителей основные исследования рассматриваемого типа осуществляются с заряженными частицами, ускоряемыми для этой цели в электрических и магнитных полях.

Ускорители — очень сложные установки. Их устройство и работа — это вопрос не ядерной физики, а физической электротехники. Но роль ускорителей в ядерной физике и в особенности в физике элементарных частиц настолько велика (можно сказать — решающая), что понимание принципов их работы абсолютно необходимо. Краткое изложение этих принципов и является целью настоящего параграфа. При этом мы оставим в стороне многие технические и даже физические детали, хотя они и весьма существенны для работы ускорителей. Помимо физических применений, ускорители начинают все больше и больше использоваться за пределами физики (химия, биофизика, геофизика) и в прикладных целях (стерилизация продуктов, дефектоскопия, лучевая терапия и т. п.). Однако рассматривать подобные применения мы не будем.

При осуществлении столкновений более тяжелые частицы обычно покоятся и называются *частицами мишени*, а более легкие налетают на них в виде пучка *ускоренных частиц*. В ускорителях на встречных пучках частицы движутся навстречу друг другу, так что их деление на частицы мишени и частицы пучка теряет смысл. Кроме того, мишенями могут служить только частицы и ядра, которые входят в состав макроскопических тел и живут достаточно долго (не менее нескольких минут), а также протон и электрон. Из всех остальных частиц и ядер изготовить мишени не удается. В результате у нас нет, например, прямых экспериментальных данных о рассеянии нейтронов на нейтронах, тогда как рассеяние нейтронов на протонах и в осо-

бенности протонов на протонах экспериментально исследовано с большой полнотой.

Что касается ускоряемых частиц, то в большинстве ускорителей получаются пучки ускоренных протонов или электронов. В ускорителях получают также пучки дейтронов и α-частиц. Имеется небольшое количество ускорителей тяжелых ионов: многократно заряженных ионов углерода, азота, кислорода и пр. Такие ускорители применяются главным образом для синтеза сверхтяжелых трансурановых элементов (см. § 94), а также для поисков сверхтяжелого состояния ядерной материи. Созданы источники для ускорения позитронов и антипротонов. Энергии ускоренных заряженных частиц меняются в пределах от нескольких мегаэлектронвольт до сотен гигаэлектронвольт, причем верхний предел определяется не принципиальными трудностями, а уровнем развития ускорительной техники. Этот предел постоянно повышается примерно на порядок за десятилетие.

2. Первым ускорителем, получившим практические применения в ядерной физике (начиная с 30-х годов) является *электростатический генератор Ван-де-Граафа* (1901—1967). Принцип работы этого генератора уже был описан нами (см. т. III, § 11). Из внутренней области полого металлического шара, заряжаемого до очень высокого потенциала, выходит многосекционная ускорительная вакуумная трубка, в которой и происходит ускорение заряженных частиц. При работе генератора повышение напряжения на ускорительной трубке происходит до тех пор, пока ток утечки не сравняется с зарядным током, т. е. током, возникающим из-за движения заряженной транспортерной ленты, или пока не возникнет электрический пробой. Достижимый верхний предел напряжения на трубке ограничен напряжением пробоя между шаром и окружающими предметами. Обычные генераторы Ван-де-Граафа позволяют получать напряжения до 2—5 МВ, усовершенствованные — до 15—20 МВ.

Простым приемом эффективное напряжение генератора Ван-де-Граафа удается повысить в два раза. Для этого применяются две ускорительные трубки, расположенные вертикально одна на продолжении другой. Высоковольтный электрод (положительный) помещается между ними. Там же помещается тонкая металлическая фольга. На верхнем конце верхней трубки располагается источник ионов, на нижнем конце нижней трубки находится выпускное отверстие. Источник ионов и выпускное отверстие заземляются, а потому находятся при нулевом потенциале. Из источника должны выходить отрицательные ионы, т. е. частицы, содержащие избыток электронов. Чаще всего ими являются ионы водорода или дейтерия. Их получают, впуская водород или дейтерий в область, где горит электрический разряд. Там молекулы газа диссоциируют, а атомы ионизуются. Таким путем обычно получаются положительные ионы, но определен-

ная часть ионов несет и отрицательный заряд. В последнем случае при ионизации атома водорода ион представляет собой протон, вокруг которого вращаются два электрона, слабо с ним связанные. Образовавшийся отрицательный ион направляется к положительному высоковольтному электроду и ускоряется до определенного потенциала. В конце пути он пронизывает металлическую фольгу, которая его «обдирает», т. е. лишает обоих электронов. Здесь отрицательный ион превращается в положительный и продолжает двигаться в том же направлении к выпускному отверстию, уже отталкиваясь от высоковольтного электрода. В результате перезаряженная частица, подходя к выпускному отверстию, дополнительно приобретает такую же энергию, какую она получила на первой половине пути. Ускоритель, работающий по этому принципу, называется *перезарядным ускорителем* или *тандем-генератором*. По сравнению с обычным генератором Ван-де-Граафа он обладает тем важным преимуществом, что в нем источник газа находится не под высоким потенциалом, а при потенциале земли, а это сильно упрощает его питание и обслуживание.

Недостатком генератора Ван-де-Граафа является жесткое ограничение энергии пучка сверху. Но этот генератор обладает и важными преимуществами. Главнейшие из них — высокая степень монохроматичности пучка (до 10^{-6}, т. е. выше, чем на любом другом ускорителе) и легкость регулирования его энергии. Благодаря этому эффективное сечение рассеяния протона на протоне (например, при низких энергиях) измерено на генераторе Ван-де-Граафа с точностью, которая недостижима при измерении любых других сечений в ядерной физике. Вот почему генератор Ван-де-Граафа до сих пор широко применяется в исследованиях при низких энергиях. Важным достоинством генератора Ван-де-Граафа является также возможность получения больших токов в пучке при высоких КПД. Ток в пучке в генераторах Ван-де-Граафа доходит до нескольких сот микроампер.

3. Перейдем к рассмотрению *линейных ускорителей*. Они относятся к классу *резонансных ускорителей*, так как в них для ускорения заряженных частиц применяются высокочастотные переменные поля, частота которых строго согласована со скоростью движения ускоряемой частицы. Простейшим из таких ускорителей является *ускоритель Видерое* (р. 1902), в котором полые цилиндрические электроды (называемые *дрейфовыми* или *пролетными трубками*) постоянно возрастающей длины располагаются друг за другом, как это указано на рис. 147. Трубки через одну соединены с одним полюсом генератора переменного напряжения, остальные трубки соединены с другим полюсом. Ускоритель является импульсным, т е. дает не непрерывный ток ускоренных частиц, а ускоряет отдельные сгустки частиц

(бапчи). На верхней части рис. 147 показаны знаки зарядов на трубках и направления электрических полей в зазорах между ними в некоторый момент времени t. То же сделано на нижней части рис. 147, но через половину периода переменного напряжения генератора.

Пусть, например, положительная частица (протон) попадает в первый зазор между трубками в направлении электрического поля. Тогда в этом зазоре скорость частицы увеличится. После этого она попадает в канал цилиндрической дрейфовой трубки

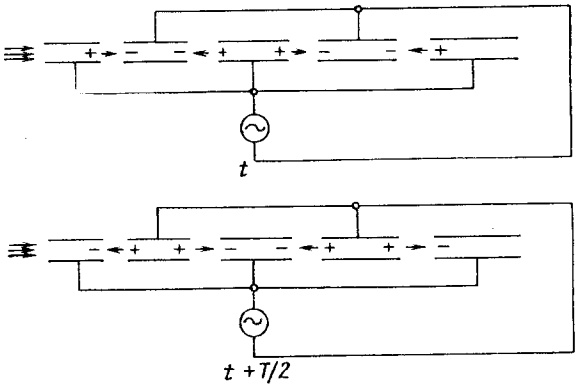


Рис. 147

и будет двигаться по инерции, так как внутрь металлической трубки электрическое поле не проникает. Длина дрейфовой трубки такова, что, когда частица подходит ко второму зазору между трубками, направление электрического поля меняется на противоположное, так что в этом зазоре опять происходит ее ускорение. То же самое происходит в третьем и во всех последующих зазорах между дрейфовыми трубками.

Таким образом, в каждом зазоре между дрейфовыми трубками частица движется ускоренно. Для этого необходимо, чтобы длины последовательных трубок непрерывно возрастали в соответствии с ростом скорости, достигнутой частицей в процессе ускорения. Чтобы дрейфовые трубки получились не слишком длинными, надо применять генераторы высокой частоты.

В приведенном рассуждении молчаливо предполагалось, что фазы ускоряющих напряжений между соседними трубками меняются *синхронно*. На самом деле строгий синхронизм нарушается из-за конечной скорости распространения электромагнитных возмущений. При малых скоростях частицы это обстоятельство практически не играет роли. Но когда скорость частицы приближается к скорости света, нарушение синхронизма становится большим, и это обстоятельство должно быть принято во

внимание. Поэтому линейные ускорители Видерое могут давать ускоренные частицы (протоны) сравнительно низких энергий (до 10 МэВ). В настоящее время они применяются редко и только на первых стадиях ускорения, пока скорость частицы невелика по сравнению со скоростью света.

4. Альварец (р. 1911) предложил и практически осуществил *линейный резонансный ускоритель*, в котором дрейфовые трубки не присоединяются к генератору высокого напряжения. Ускоритель Альвереца представляет собой цилиндрическую трубку (объемный резонатор), в которой возбуждается стоячая электромагнитная волна электрического типа, т. е. такая волна, электрический вектор которой направлен параллельно оси трубы. Электрическое поле в таком резонаторе имеет вид $E = A(r)\cos kx \cos \omega t$, где координата x отсчитывается вдоль трубы, а амплитуда $A(r)$ зависит от расстояния r до оси резонатора. Частота ω не может быть произвольной, так как в силу граничных условий на стенках трубы в ней можно возбудить стоячие волны только с вполне определенными характеристиками. Понятно, что в ускорителях Видерое подобное ограничение на

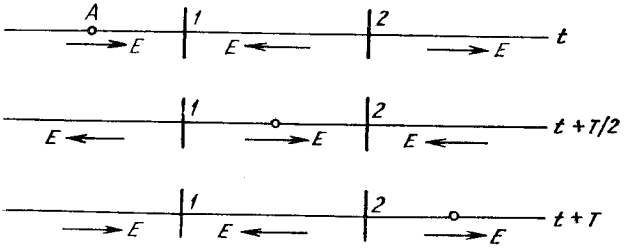


Рис. 148

частоту генератора не накладывается. В узлах *1*, *2*, *3*, ... электрическое поле обращается в нуль, как это видно из рис. 148. Через половину периода T электрическое поле всякий раз меняет направление на противоположное.

Пусть в таком поле положительно заряженная частица, например р, движется с постоянной скоростью v и притом так, что в точке A она оказывается в тот момент времени, когда электрическое поле максимально. Тогда частица будет ускоряться, точнее, увеличивать свою энергию. Пусть через четверть периода она окажется в узле *1*, где электрическое поле обращается в нуль. В этот момент поле E всюду меняет направление на противоположное, так что оно будет ускорять частицу и между узлами *1* и *2*. К узлу *2* частица должна подходить в момент, когда снова происходит изменение направления электрического поля. Поэтому за узлом *2* ее движение снова будет ускоренным. То же справедливо и для движения между узлами *2*

и 3 и т. д. Чтобы частица всюду двигалась ускоренно, ее скорость v должна определяться условием

$$v = (\lambda/2) : (T/2) = \lambda/T = v_{\text{фаз}}, \tag{84.1}$$

где $v_{\text{фаз}}$ — фазовая скорость электромагнитной волны вдоль трубы. Но фазовая скорость в трубе (не заполненной веществом) всегда превышает скорость света в вакууме c. Поэтому частица со скоростью $v_{\text{фаз}}$ двигаться не может. При реальном движении она должна будет последовательно проходить и через ускоряющие и через замедляющие участки. Альварец преодолел эту трудность, поместив на замедляющих участках дрейфовые трубки и тем самым обратив в нуль электрическое поле на этих участках. Эти трубки ни к каким источникам высокого напряжения присоединять не надо — они сами заряжаются колеблющимся электромагнитным полем.

Конечно, электромагнитное поле в трубе, нагруженной дрейфовыми трубками, не имеет столь же простой формы, что в их отсутствие. Поле вытесняется из участков, занятых трубками, в промежутки между ними. Но это обстоятельство не играет роли. Существенно только, чтобы частица всегда попадала в ускоряющие промежутки между трубками и двигалась в отсутствие поля внутри самих трубок. Для этого длины дрейфовых трубок должны определенным образом возрастать со скоростью частицы. Именно, через дрейфовые трубки частица должна проходить за те полупериоды, когда в ненагруженном резонаторе электрическое поле ее тормозило бы. Поэтому длина дрейфовой трубки связана со скоростью движущейся частицы соотношением

$$l = v\frac{T}{2} = \frac{v}{c}\frac{cT}{2} = \frac{v}{c}\frac{\lambda}{2}. \tag{84.2}$$

Такое соотношение справедливо и в случае неравномерного движения ускоряемой частицы. Только в этом случае под v надо понимать скорость частицы в момент прохождения ее через рассматриваемую дрейфовую трубку. То же соотношение справедливо и в случае ускорителя Видерое.

5. Действие полого электромагнитного резонатора как ускорителя можно объяснить и с другой точки зрения. Для этого представим стоячую волну в резонаторе в виде суперпозиции двух бегущих волн одинаковых частот, распространяющихся навстречу друг другу:

$$A\cos kx\cos\omega t = (A/2)\cos(\omega t - kx) + (A/2)\cos(\omega t + kx).$$

Первая волна называется *попутной*, вторая — *встречной*. Пусть частица движется с фазовой скоростью $v = \omega/k$, все время находясь на гребне попутной волны $(A/2)\cos(\omega t - kx)$. Тогда эта волна будет непрерывно ускорять частицу. Встречная же волна будет оказывать на частицу ускоряющее и замедляющее дейст-

вия, с большой частотой сменяющие друг друга. В результате возникнут небольшие, но быстрые колебания около некоторого усредненного плавного движения частицы, не играющие существенной роли. Конечно, для объяснения таких колебаний нет необходимости разлагать стоячую волну на сумму двух бегущих. Достаточно заметить, что отнюдь не все частицы пучка подходят к узлам электрического поля точно тогда, когда происходит изменение направлений поля. Это приводит к отставанию таких частиц от частицы, приходящей к узлам в моменты таких изменений, к ухудшению монохроматичности пучка и к явлениям колебательного характера.

Для ускорения частиц можно использовать только одну попутную волну, устранив вредное влияние встречной волны. Такой ускоритель называется *ускорителем с бегущей волной*. Для реального ускорения частиц требуется еще замедление попутной волны — снижение ее фазовой скорости до величины, меньшей скорости света в вакууме. Для этого применяются «нагруженные» волноводы, заполненные, например, перегородками с достаточно большими отверстиями. Этим можно также достигнуть того, чтобы фазовая скорость волны, а с ней и скорость частицы медленно возрастали вдоль волновода. Такое возрастание скорости волны не требуется только в случае ультрарелятивистских электронов, когда их скорости практически уже достигли релятивистского предела — скорости света в вакууме. Но и волноводы с медленно нарастающей фазовой скоростью можно использовать для ускорения только уже достаточно быстрых частиц, так как большого замедления волн (по сравнению с вакуумом) в таких волноводах получить не удается. В ускорителе Альвареца труба (объемный резонатор) закрывается с концов проводящими крышками, от которых электромагнитные волны отражаются, в результате чего образуются стоячие волны. В ускорителях с бегущей волной отражение от внешнего конца надо устранить. Для этого с заднего конца к трубе присоединяется резонатор определенных размеров, в который уходит падающая волна, выделяя джоулево тепло.

Большой линейный ускоритель с бегущей волной для ускорения электронов до 1,8 ГэВ сооружен в 1964 г. в Физико-техническом институте АН УССР в Харькове. Его длина 240 м. Самый большой в мире линейный ускоритель с бегущей волной, ускоряющий электроны до 22,3 ГэВ, построен в Стэнфорде (США). Его длина 3,05 км. Для замедления электромагнитных волн в волноводе устанавливают специальные диафрагмы, делящие его на отдельные ячейки. Последние можно рассматривать как линейные полые резонаторы, в которых бегущая волна возбуждает электромагнитное поле. Из-за неизбежных потерь в стенках амплитуда волны непрерывно падает вдоль волновода. Для ее поддержания применяются специальные генераторы

расположенные по всей длине ускорителя. В Стэнфордском линейном ускорителе таких генераторов более 80 тысяч.

Линейные ускорители стоят очень дорого. В мощных протонных ускорителях приращение энергии протона составляет 1 — 1,5 МэВ на каждый метр ускорителя, а в электронных — 10 МэВ. Предельно допустимая энергия пучка частиц определяется почти исключительно стоимостью ускоряющих резонаторов и связанных с ними радиочастотных источников энергии.

В настоящее время на основе Стэнфордского линейного ускорителя, энергия которого увеличена до 50 ГэВ, заканчивается сооружение установки для встречных электрон-позитронных пучков. Электроны и позитроны будут ускоряться в линейном ускорителе, а затем их траектории будут разводиться по разным окружностям, в месте пересечения которых будут возникать встречные столкновения.

В Институте ядерной физики СО АН СССР разработан проект линейного ускорителя (ВЛЭП), позволяющего получать встречные e^-- и e^+-пучки при темпе ускорения 100 МэВ/м. Это позволит при сравнительно малых размерах ускорителей получать встречные пучки e^- и e^+ с энергией 500 и даже 1000 ГэВ в каждом пучке. При таком темпе ускорения в линейном ускорителе можно будет ускорять до 1000 ГэВ даже нестабильные частицы, например $\pi^{\pm}$-мезоны. Создание таких высоких градиентов полей потребовало новой технологии (вакуум, чистота поверхностей и т. д.).

Важным достоинством линейных ускорителей электронов является то, что из-за прямолинейности траектории ускоренных частиц они практически свободны от электромагнитного излучения. Линейные ускорители обладают высокой интенсивностью, могут иметь большое практическое значение, например, для выработки ядерного топлива (^{239}Pu, ^{233}U) из ^{238}U, ^{232}Th (см. § 95, пункт 11).

6. В *циклических ускорителях* частица не проходит однократно через длинный ряд ускоряющих резонаторов, а многократно периодически возвращается к одним и тем же ускоряющим промежуткам. Таким путем достигается значительное снижение размеров и стоимости ускорителя. Первый циклический ускоритель был построен в 1930 г. Лоуренсом (1901—1958) и назван *циклотроном*. Чтобы понять идею циклотрона, напомним, что в однородном постоянном магнитном поле H заряженная частица, если ее скорость перпендикулярна к H, равномерно вращается по окружности с циклической частотой

$$\Omega = eH/mc, \tag{84.3}$$

т. е. с периодом обращения $T = 2\pi/\Omega$. Существенно, что при нерелятивистском движении период T *не зависит* от скорости движения частицы. Это и используется в циклотроне.

Циклотрон представляет собой сплющенную цилиндрическую металлическую коробку, в которой вдоль диаметра имеется прорезь, разделяющая коробку на две половины A и B, называемые *дуантами* (рис. 149). Коробка помещается в постоянное однородное магнитное поле между противоположными полюсами магнита (электромагнита). Между дуантами A и B прикладывается электрическое напряжение от высокочастотного генератора с частотой Ω (84.3). Источником ионов (положительных) служит небольшая дуга, горящая в центре циклотрона между накаленным катодом и стенкой полости, служащей анодом. Непрерывной откачкой в дуантах поддерживается давление в 10^{-4}—10^{-5} мм рт. ст., тогда как в центре полости, где горит дуга, давление примерно в 100 раз выше. Положительный ион, выйдя из дуги, движется в электрическом поле зазора к отрицательному дуанту и набирает энергию. Внутри дуанта он движется равномерно, описывая полуокружность. Через промежуток времени $T/2$ он подходит к зазору между дуантами с противоположной стороны от центра. К этому моменту электрическое поле меняет направление на противоположное, так что ион снова попадает в ускоряющее поле и снова ускоряется. После этого в течение того же промежутка времени $T/2$ ион с приобретенной скоростью равномерно движется по полуокружност уже во втором дуанте. Через промежуток времени $T/2$ ион опять подходит к зазору между дуантами (когда электрическое поле изменит направление) и снова будет ускоряться. И так продолжается дальше. Ион движется по раскручивающейся спирали, периодически испытывая ускорение через время $T/2$. На последнем витке спирали включается отклоняющее электрическое поле, выводящее пучок наружу. Напряженность ускоряющего поля лимитируется возможностями пробоя. Она обычно не превышает 100 кВ.

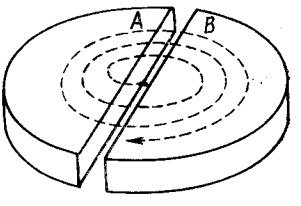


Рис. 149

Энергия, приобретаемая частицей при выходе из ускорителя, от ускоряющего поля не зависит. Она определяется лишь напряженностью магнитного поля H и радиусом R цилиндрической области, в которой оно создано. Действительно, скорость, приобретаемая частицей, $v = \Omega R$, а кинетическая энергия

$$\mathscr{E} = \frac{1}{2} m\Omega^2 R^2 = \frac{1}{2}\frac{(eHR)^2}{mc^2}. \qquad (84.4)$$

Так, при $H = 15$ кГс и $R = 0{,}4$ м при ускорении протонов ($mc^2 = 938$ МэВ) получаем

$$\mathscr{E} = \frac{1}{2}\cdot\frac{(4{,}8\cdot10^{-10}\cdot1{,}5\cdot10^4\cdot40)^2}{938\cdot10^6\cdot1{,}6\cdot10^{-12}}\ \text{эрг} = \frac{1}{2}\frac{(4{,}8\cdot1{,}5\cdot4\cdot10^{-5})^2}{938\cdot1{,}6\cdot10^{-6}\cdot1{,}6\cdot10^{-12}}\ \text{эВ} =$$
$$= 17\cdot10^6\ \text{эВ} = 17\ \text{МэВ}.$$

Если амплитудное напряжение между дуантами равно 100 кВ, то при каждом полном обороте энергия протона увеличивается на 200 кэВ, так как при этом он дважды пересекает ускоряющий зазор между дуантами. Поэтому для набора энергии 17 МэВ протону требуется совершить $17 \cdot 10^6 : 2 \cdot 10^5 = 85$ оборотов.

Для работы циклотрона существенно, чтобы частица все время двигалась в центральной плоскости циклотрона или, во всяком случае, возвращалась к этой плоскости при малых отклонениях от нее в ту или другую сторону, а не попадала на один из дуантов. Таким свойством реальные циклотроны действительно обладают — оно называется *фокусировкой*. Фокусировка обеспечивается неоднородностью магнитного поля и отчасти электрического поля в зазорах между дуантами. Фокусирующим действием магнитное поле обладает потому, что оно убывает от центра к периферии. Благодаря этому магнитные силовые линии обращены выпуклостями наружу, т. е. имеют бочкообразную форму.

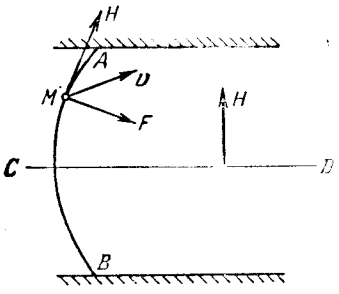


Рис. 150

На рис. 150 изображена одна из магнитных силовых линий AB, причем предполагается, что удерживающее магнитное поле направлено вверх. Рассмотрим ради определенности положительную частицу. Пусть она сместилась из средней плоскости CD в положение M. В этом положении удерживающее магнитное поле вынуждает частицу двигаться в направлении от читателя за плоскость рисунка. Следовательно, сила Лоренца F имеет составляющую, направленную вниз. Эта сила и вернет отклонившуюся частицу снова в среднюю плоскость CD. Если бы магнитное поле достаточно быстро возрастало от центра к периферии, то магнитные силовые линии были бы обращены выпуклостью к центру. Возникла бы сила Лоренца с составляющей, направленной вверх, которая отклонила бы частицу от средней плоскости CD еще дальше. В конце концов частица попала бы на верхнюю плоскость дуанта.

Существенный недостаток циклотрона состоит в том, что он позволяет ускорять частицы *только до нерелятивистских энергий*. Лишь в этом случае имеет место синхронизм колебаний электрического поля между дуантами с обращением частицы по окружности. При релятивистских движениях формула (84.3) сохраняется, но под m следует понимать не массу покоя, а релятивистскую массу частицы. Релятивистская же масса, а с ней и период обращения частицы T возрастают по мере ускорения частицы, что приводит к нарушению синхронизма.

В силу сказанного эффективно ускорять протоны на циклотроне можно лишь до энергий 20—25 МэВ, а ускорять электроны практически невозможно. Но в области низких энергий циклотрон, давая токи до 1 мА, по интенсивности значительно превосходит все другие ускорители. По этой причине циклотроны до сих пор широко используются для изучения ядерных реакций при низких энергиях, а также для промышленного получения тех (преимущественно нейтронодефицитных) изотопов, которые не получаются в ядерных реакторах. Циклотроны применяются также для получения пучков дейтронов, α-частиц, многократно ионизованных тяжелых ионов. Тяжелые ионы удается ускорять до энергий в несколько сотен мегаэлектронвольт, так как из-за большой массы релятивистские поправки для них становятся существенными при бо́льших энергиях, чем для протонов.

7. *Фазотрон* (*синхроциклотрон*) позволяет ускорять частицы и до релятивистских энергий. Он отличается от циклотрона тем, что в нем для ускорения применяются электрические поля медленно меняющейся частоты, так что частота поля равна частоте обращения частицы, которая уменьшается из-за релятивистского увеличения массы. Такое поле ускоряет частицу на каждом витке пути, несмотря на релятивистское изменение массы. Фазотрон работает только в импульсном режиме — в каждый момент времени в камере ускоряется только один сгусток частиц.

Одним из основных условий, необходимых для работы фазотрона и большинства других современных резонансных ускорителей на релятивистские энергии является *автофазировка*, открытая В. И. Векслером (1907—1966) в 1944—1945 гг. и почти одновременно с ним Мак-Милланом (р. 1907). Дело в том, что полного совпадения частот ускоряющего поля и ускоряющейся частицы, как до сих пор предполагалось для упрощения рассуждений, в циклических резонансных ускорителях никогда не бывает.

На самом деле эти частоты несколько отличаются друг от друга. Да и сами частицы из-за некоторого разброса скоростей обращаются с несколько различными частотами. Возникает вопрос, не приведет ли это обстоятельство к потери устойчивости продольного движения сгустка частиц? Если бы это было так, то сгусток расплывался бы в продольном направлении, распадался, и работа ускорителя сделалась бы невозможной.

Для выяснения принципа автофазировки представим напряженность электрического поля E в ускоряющих промежутках в зависимости от времени t. Поле E изображается синусообразной кривой, но ее частота медленно меняется во времени. Существенно заметить, что время T, затрачиваемое частицей при переходе от одного ускоряющего промежутка к соседнему, зависит от ее энергии. Эта зависимость определяется двумя противоположно действующими факторами. С увеличением энергии части-

цы увеличивается ее скорость, что уменьшает T, но зато удлиняется путь между двумя последовательными ускорениями.

Результирующий эффект зависит от устройства ускорителя. Так, в линейном резонансном ускорителе второй фактор не действует и время T с увеличением энергии уменьшается. В других ускорителях соотношение может быть обратным. Примем для конкретности, что с увеличением энергии время T удлиняется. Противоположное допущение на ход рассуждения не влияет и, по существу, не отражается на окончательном выводе.

Пусть две частицы, мало отличающиеся по скоростям, одновременно выходят из какого-либо ускоряющего промежутка. При подходе к следующему ускоряющему промежутку более быстрая частица *1* опередит более медленную *1′* (рис. 151 вверху). Допустим, кроме того, что частицы проходят через ускоряющий промежуток тогда, когда электрическое поле, пройдя через максимум, начинает ослабевать. Тогда при нашем прежнем предположении в новом ускоряющем промежутке частица *1′* получит большее приращение скорости, чем частица *1*. При движении к следующему ускоряющему промежутку частица *1′* начнет ликвидировать свое отставание. Может даже случиться, что частица *1′* обгонит частицу *1*, как это изображено на нижнем рис. 151. Если это так, то в новом ускоряющем промежутке частица *1′* получит уже меньшее приращение скорости, чем частица *1*. При дальнейшем движении опережение частицы *1′* начнет уменьшаться и может оказаться, что при подходе к следующему ускоряющему промежутку она вновь окажется отстающей. Таким образом, при движении двух близких частиц расстояние между ними будет попеременно то увеличиваться, то уменьшаться.

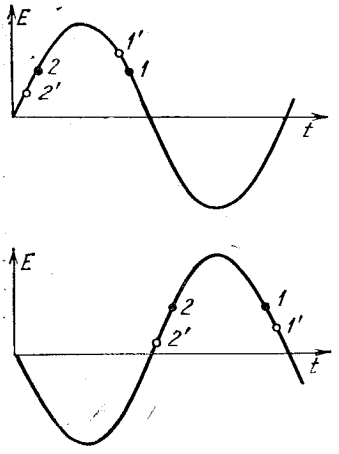


Рис. 151

В частности, изменение частоты поля можно подобрать так, чтобы частица *1* была резонансной, т. е. проходила через все ускоряющие участки в те моменты времени, когда фаза ускоряющего поля возвращается к одному и тому же значению. В этом случае возникнут малые колебания близких частиц вокруг положения резонансной частицы *1*, т. е. образуется *устойчивый сгусток* ускоряющихся частиц.

Из изложенного ясно, что так будет происходить в том случае, когда сгусток ускоряемых частиц проходит через ускоряю-

щие промежутки в те моменты времени, когда ускоряющее поле уже прошло через максимум и начинает убывать. Если же оно еще не достигло максимума, то отставание частицы $2'$ от 2 (рис. 151 внизу) из-за приобретения дополнительной энергии в ускоряющих промежутках в дальнейшем будет увеличиваться. Частицы будут удаляться друг от друга, т. е. сгусток получится неустойчивым и развалится. Положение меняется, когда с возрастанием энергии частицы время T уменьшается. В этом случае устойчивый сгусток частиц образуется при условии, что он проходит через ускоряющие промежутки еще до того, как ускоряющее поле достигнет максимума. Так или иначе, устойчивый сгусток частиц образуется либо справа, либо слева от максимума электрического поля. Там же, но не в самом максимуме находится и соответствующая резонансная частица. Автоматическое образование устойчивого сгустка частиц в резонансных ускорителях и называется автофазировкой.

После изложения принципа автофазировки сообщим некоторые данные о фазотронах. Эти ускорители используются для ускорения тяжелых частиц — протонов, дейтронов, α-частиц. Они ускоряют частицы до энергий 1 ГэВ, давая в секунду от нескольких десятков до нескольких сотен импульсов. В одном импульсе содержится 10^9—10^{10} частиц. Интенсивность пучка в фазотроне намного меньше, чем в циклотроне, но все же довольно велика — порядка 2 мкА*). Ускоряющее напряжение равно 10—30 кВ. Поэтому в фазотроне на 700 МэВ частица должна совершить примерно 10^5 оборотов. Максимальная энергия, достигаемая на фазотроне, определяется не физическими, а экономическими соображениями — главным образом стоимостью магнита, который изготовляется из высококачественного трансформаторного железа и является наиболее дорогой частью установки. Дело в том, что в фазотроне частица раскручивается, начиная от центра к периферии. Поэтому магнитное поле должно быть создано во всем объеме камеры, в которой происходит это раскручивание. Для этого магнит должен быть снабжен полюсными наконечниками большого размера. При любой скорости импульс частицы определяется соотношением

$$p = eHr/c. \qquad (84.5)$$

Площадь полюса возрастает как площадь последнего витка спирали, т. е. как квадрат импульса частицы. Примерно так же, а значит очень быстро, возрастает и стоимость магнита. Этим определяется область изменения энергии, в которой используется фазотрон. При энергиях от 25 до сотен мегаэлектронвольт фазо-

*) Сейчас существует ускоритель SIN (Швейцария) с интенсивностью $I = 200$ мкА (ее предполагают повысить до 2 мА). Интенсивность ускорителя в ОИЯИ (Дубна) после реконструкции доведена до 20 мкА.

тронный метод ускорения протонов, дейтронов и α-частиц в настоящее время является основным.

8. К ускорителям, в которых используется постоянное во времени магнитное поле, относится *микротрон*, применяющийся для ускорения электронов. Идея микротрона была высказана В. И. Векслером еще в 1944 г., но первая действующая экспериментальная установка осуществлена только в 1948 г. в Канаде. В отличие от циклотрона и фазотрона источник ускоряемых электронов в микротроне помещается не в центре, а на краю области магнитного поля. Там же помещается полый ускоряющий резонатор, при прохождении через который энергия электрона всякий раз увеличивается на энергию покоя электрона $m_0c^2 = 0{,}511$ МэВ (или на величину, ей кратную). После этого электрон, описав окружность в магнитном поле, возвращается в ускоряющий промежуток, где его энергия снова возрастает на m_0c^2. В результате n-кратного прохождения через ускоряющий промежуток релятивистская масса электрона сделается равной $m_n = (n+1)m_0$, а частота обращения по окружности

$$\omega_n = \frac{eH}{m_n c} = \frac{eH}{(n+1)m_0 c} = \frac{\omega}{n+1}.$$

Таким образом, частота обращения уменьшается в $n+1$ раз по сравнению с частотой нерелятивистской частицы, а время обращения во столько же раз увеличивается. Именно по этой причине электрон проходит через ускоряющий промежуток всякий раз, когда электрическое поле находится в фазе ускорения.

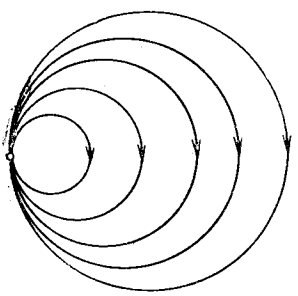


Рис. 152

Полная энергия электрона после n-кратного прохождения через ускоряющий промежуток определяется формулой $\mathscr{E}_n^2 - (pc)^2 = \mathscr{E}_0^2$, а потому

$$pc = \sqrt{n^2 + 2n}\,\mathscr{E}_0.$$

Отсюда на основании формулы (84.5) заключаем, что с возрастанием n радиусы траекторий электрона в магнитном поле микротрона возрастают как $\sqrt{n^2+2n}$. Последовательные круговые траектории, описываемые электроном в микротроне, схематически показаны на рис. 152.

В микротроне, как и в других ускорителях релятивистских частиц, осуществляется автофазировка. Она приводит к тому, что ускоряется не только резонансный электрон, проходящий в микротроне через ускоряющий резонатор в момент максимума электрического поля, но и ближайшие электроны, совершающие около него малые колебания. Амплитуда этих колебаний определяется

областью устойчивости и приводит к небольшим колебаниям энергии электрона вокруг среднего значения, т. е. к нарушению монохроматичности. Но монохроматичность ускоренного пучка остается все же достаточно высокой. В этом отношении микротрон уступает только электростатическому генератору Ван-де-Граафа. Зато он позволяет при монохроматичности, достаточной для постановки многих опытов, получать мощные пучки электронов такой энергии, которая для электростатических генераторов недостижима.

Большинство микротронов работают на длине волны $\lambda = 10$ см. Напряженность магнитного поля обычно невелика — порядка 1000 Гс. Диаметр наконечников магнита и камеры определяется длиной последней n-й орбиты: $D_n = \lambda n/\pi$. Число орбит обычно составляет 10—20. Микротрон, как и циклотрон, может работать и в непрерывном и в импульсном режимах. При энергии 5 МэВ ток в импульсе составляет 1—2 мА. Средний ток обычно в тысячу раз меньше.

Предельная энергия, достижимая на микротронах, оценивается в 50—100 МэВ. Дальнейшее повышение энергии требует выполнения весьма жестких допусков на магнитное поле для обеспечения устойчивости. Существующие микротроны позволяют ускорять электроны до 30 МэВ. При этом интенсивность ускоренного пучка резко падает с ростом энергии. Так, микротрон на 13 МэВ дает ток в импульсе 100 мА, а микротрон на 30 МэВ — всего лишь 0,05 мА.

Микротроны применяются только для ускорения электронов, так как уже в случае таких легких частиц требуется создание на резонаторах напряжений свыше $0{,}5 \cdot 10^6$ В, что вызывает серьезные технические трудности.

Если поместить у плоского резонатора тяжелую мишень (толщина которой порядка радиационной длины), то при торможении электронов возникнут γ-кванты высокой энергии. Они в свою очередь порождают пары электрон — позитрон. Образовавшиеся позитроны будут ускоряться тем же микротроном наряду с электронами, но двигаться при этом будут в противоположном направлении.

9. Ускорение электронов можно производить вихревым электрическим полем, возникающим при нарастании аксиально-симметричного магнитного поля во времени. Такой процесс осуществляется в *бетатроне*. В этом ускорителе электрон вращается по стационарной орбите, т. е. по окружности постоянного радиуса r, а потому никакого высокочастотного электрического поля и соблюдения синхронизма не требуется.

Найдем необходимое условие существования такой стационарной орбиты. Импульс электрона p возрастает по модулю в соответствии с уравнением $dp/dt = eE$, где e — заряд электрона по модулю, а E — напряженность вихревого электрического поля на

стационарной орбите. Она определяется законом индукции

$$2\pi rE = \frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt},$$

а магнитный поток, пронизывающий площадь, ограниченную стационарной орбитой, $\Phi = \pi r^2 \overline{H}$, где $\overline{H}$ — средняя напряженность магнитного поля на этой площади. Таким образом,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{2\pi rc}\frac{d\Phi}{dt} = \frac{e}{2c}\frac{d\overline{H}}{dt}.$$

С другой стороны, в силу (84.5) при постоянном радиусе r

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{c}\frac{dH}{dt},$$

где H — напряженность магнитного поля на стационарной орбите. Путем сравнения последних двух формул и интегрирования получаем

$$H = \overline{H}/2, \tag{84.6}$$

причем мы приняли во внимание, что при $t = 0$ $H = \overline{H} = 0$, что имеет место только при нарастании магнитного поля во времени. Что напряженность магнитного поля должна расти, а не уменьшаться с течением времени, это видно и без всяких вычислений. Ведь ускоритель должен увеличивать энергию электрона. А при увеличении энергии для удержания электрона на прежней орбите требуется более сильное магнитное поле.

Итак, для существования стационарной круговой орбиты электрона необходимо, чтобы напряженность магнитного поля на орбите была вдвое меньше средней напряженности того же поля на площади, ограниченной этой орбитой, причем магнитное поле должно нарастать во времени, начиная от нуля. Этот результат и лежит в основе устройства и действия бетатрона.

В бетатроне электроны разгоняются до ультрарелятивистских энергий, а потому в силу (84.5) окончательная кинетическая энергия ускоренного электрона определяется формулой

$$\mathscr{E}_{\text{кин}} = \mathscr{E}_{\text{полн}} = pc = eHr = e\overline{H}r/2, \tag{84.7}$$

причем здесь H и $\overline{H}$ означают напряженности удерживающего и среднего магнитных полей в конце времени ускорения. Мы видим, что энергия $\mathscr{E}_{\text{кин}}$ определяется лишь значениями H и $\overline{H}$ и радиусом стационарной орбиты, но не зависит от того, сколько оборотов сделал электрон при движении по стационарной орбите.

Пусть, например, обмотка электромагнита питается синусоидальным переменным током с частотой $\nu = 50$ Гц, который создает среднее магнитное поле с амплитудой $\overline{H} = 10^4$ Гс. Бетатрон ускоряет электроны только в промежутки нарастания магнитного поля по величине. Примем ориентировочно, что длительность такого промежутка $\tau = T/4 = 1/4\nu \approx 1/200$ с, и допустим,

что диаметр стационарной орбиты $D = 1$ м. Тогда максимальная кинетическая энергия электрона будет

$$\mathscr{E}_{\text{кин}} = (1/2) \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{4} \cdot 10^{2}/2 = 1{,}2 \cdot 10^{-4} \text{ эрг} = 75 \text{ МэВ}.$$

На прохождение стационарной орбиты ультрарелятивистский электрон затрачивает время $t = 2\pi r/c = 3{,}14 \cdot 10^{-8}$ с, так что за все время ускорения он совершает

$$\frac{\tau}{t} = \left(\frac{1}{2} \cdot 10^{-2}\right) : (3{,}14 \cdot 10^{-8}) \approx 1{,}6 \cdot 10^{5} \text{ оборотов}.$$

Устойчивость движения по стационарной орбите в вертикальном направлении обеспечивается бочкообразной формой магнитных силовых линий между полюсными наконечниками магнита бетатрона. На стационарной орбите центробежная сила $mv^2/r = pv/r$ уравновешивается лорентцевой силой eHv/c. Поэтому для устойчивости движения в радиальном направлении поле H должно убывать с радиусом медленнее, чем $1/r$. Только тогда сила Лорентца будет превосходить центробежную силу и сможет вернуть удалившуюся частицу на стационарную орбиту. Частица же, отклонившаяся в сторону центра, также вернется на стационарную орбиту, так как в этом случае, наоборот, центробежная сила будет превышать лорентцеву.

Бетатроны обычно применяются для ускорения электронов до энергий 1—50 МэВ, причем средний ток не превышает 10^{-2} мкА при 10^{9}—10^{10} частиц в импульсе. Вначале изготовлялись бетатроны и на более высокие энергии, вплоть до 240 МэВ. Однако это оказалось нецелесообразным, так как в бетатронах необходимо создавать магнитное поле по всей площади, находящейся внутри траектории электрона. Этот недостаток в бетатронах еще более существен, чем в фазотронах, так как среднее магнитное поле в бетатронах должно быть вдвое больше поля, необходимого для удержания электрона на стационарной орбите. Кроме того, при энергиях от 100 МэВ и выше режим ускорения электронов в бетатронах существенно ухудшается из-за электромагнитного излучения.

К недостаткам бетатронов относится трудность и даже практическая невозможность вывода пучка из камеры. Бетатроны часто применяются для получения γ-квантов высоких энергий. В таких случаях ускоренные электроны направляются на специальную мишень, расположенную в камере. Это достигается с помощью обмотки, создающей магнитное поле, нарушающее условие (84.6). В результате радиус орбиты увеличивается или уменьшается, и электроны попадают на мишень, где и генерируются γ-кванты.

10. Импульс частицы связан с ее полной энергией $\mathscr{E}$ соотношением $p = (\mathscr{E}/c^2)v$ или $pc = \mathscr{E}\beta$, где $\beta = v/c$. С другой стороны,

$\mathscr{E}^2 - (pc)^2 = \mathscr{E}_0^2$. Из этих двух соотношений получается

$$\beta^2 = \frac{\mathscr{E}^2 - \mathscr{E}_0^2}{\mathscr{E}^2}, \tag{84.8}$$

при $\beta \sim 1$

$$1 - \beta = \mathscr{E}_0^2/2\mathscr{E}^2. \tag{84.8а}$$

Для электрона $\mathscr{E}_0 = 0{,}511$ МэВ. При релятивистской энергии электрона $\mathscr{E} = 10$ МэВ из формулы (84.8) находим $\beta = 1 - 0{,}000013$. Таким образом, если энергия электрона больше примерно 10 МэВ, то его скорость практически постоянна и не отличается от скорости света c. Поэтому и период обращения электрона по круговой орбите практически постоянен. Это используется в *синхротронах* — циклических кольцевых резонансных ускорителях электронов с орбитой почти постоянного радиуса, в которых частота ускоряющего электрического поля постоянна, а напряженность удерживающего магнитного поля изменяется во времени. В синхротроне магнитное поле надо создавать только вдоль ускоряющего кольца, а не в его середине, что существенно уменьшает вес магнита и уменьшает его стоимость. В синхротроне могут ускоряться только ультрарелятивистские частицы. Это осложняет инжекцию (впуск) частиц в синхротрон. В крупных синхротронах применяется инжекция уже предварительно ускоренных (до энергий 1—50 МэВ) электронов, в меньших — бетатронная инжекция. Ускоритель сначала работает как бетатрон до достижения ультрарелятивистских энергий, а затем переходит на синхротронный режим. Выпуск ускоренных частиц из синхротрона также осложнен из-за постоянства радиуса орбиты. Тем не менее он осуществляется в большинстве современных синхротронов. Часто пучок ускоренных электронов не выпускается из камеры, а направляется на расположенную в ней мишень, где генерируются тормозные γ-кванты, используемые в различных исследованиях. В синхротронах высоких энергий число частиц в импульсе составляет примерно 10^{10}, а число импульсов в секунду — несколько десятков, так что получается средний ток около 0,1 мкА.

Ультрарелятивистские электроны, движущиеся в синхротроне по круговым орбитам (из-за наличия у них нормальных ускорений), являются мощными источниками электромагнитного излучения. Излучаемая энергия за один оборот электрона возрастает пропорционально четвертой степени энергии самого электрона при заданном радиусе (т. е. заданном H)*). Потеря энергии на

*) Синхротронное излучение можно уменьшить, взяв больший R (меньшее H). В ЦЕРНе сооружается ускоритель ЛЭП со встречными e^+e^--пучками по 50 ГэВ в каждом (в дальнейшем по 100 ГэВ). Длина его окружности около 30 км. Потери на синхротронное излучение достигают десятков мегаэлектронвольт.

излучение приводит к затуханию колебаний электронов около равновесной орбиты, а квантовый дискретный характер излучения — к их раскачке. Трудности создания мощных ускоряющих устройств, компенсирующих потери на излучение, ограничивают предельно достижимые энергии. В синхротронах достигнуты максимальные энергии 5—10 ГэВ. При меньших энергиях более экономичны бетатроны и микротроны, а при бо́льших — линейные резонансные ускорители. Правда, существуют проекты синхротронов на 100—150 ГэВ.

11. Для ускорения тяжелых частиц (протонов или ионов) до максимальных энергий применяются *синхрофазотроны*. Синхрофазотрон — это циклический резонансный ускоритель тяжелых частиц, в котором меняются во времени как магнитное поле, так и частота ускоряющего электрического поля, и притом так, что радиус равновесной орбиты остается почти постоянным. Изменять частоту электрического поля в синхрофазотроне необходимо потому, что протоны с энергией 1 ГэВ еще не являются достаточно ультрарелятивистскими, так что период обращения их по орбите постоянного радиуса меняется с энергией ($\beta = 0{,}767$ при $\mathscr{E}_{\text{кин}} = 1$ ГэВ). Движение частиц происходит в кольцевой вакуумной камере, помещенной в магнитное поле системы магнитов, расположенных в определенном порядке по кольцу. Магнитное поле синхронно меняется с энергией частиц. В прямолинейных промежутках между магнитами (служащих для размещения ускоряющих электродов, а также устройств ввода и вывода пучка) магнитное поле спадает до нуля. Синхрофазотроны на очень высокие энергии построены по *многоступенчатому принципу*: линейный ускоритель (*инжектор*) впускает частицы в малый синхрофазотрон (*бустер*), где они ускоряются до промежуточной энергии, а затем поступают в большой синхрофазотрон для дальнейшего ускорения. В синхрофазотронах меньших энергий инжекция частиц производится непосредственно из линейного ускорителя.

Интенсивность ускоренных пучков в синхрофазотронах относительно низка, особенно при высоких энергиях. Так, синхрофазотрон в Дубне на 10 ГэВ за импульс дает около 10^{12} протонов (7,5 импульсов в минуту). Он позволяет ускорять не только протоны, но и атомные ядра до энергии 10 ГэВ на один протонный заряд. Например, полностью ионизованный атом изотопа углерода $^{12}_{6}C$ ускоряется на этом ускорителе до энергии 60 ГэВ, т. е. до 5 ГэВ на нуклон (интенсивность 10^4 ядер $^{12}_{6}C$ в импульсе).

В 1967 г. в Серпухове был запущен синхрофазотрон на 76 ГэВ. Радиус ускорительного кольца в нем 236,14 м. Средний ток составляет $2 \cdot 10^{-12}$ мкА (10^{12} частиц в импульсе, 8 импульсов в минуту). Прирост энергии за один оборот 190 кэВ, так что за полный цикл ускорения частица совершает в ускорителе $(76 \cdot 10^9) : (190 \cdot 10^3) = 400\,000$ оборотов. До 1972 г. Серпуховский

синхрофазотрон был самым большим ускорителем протонов в мире. К 1980 г. максимальная энергия, достижимая на синхрофазотроне, достигла 500 ГэВ (Батавия, США и ЦЕРН), проектируются синхрофазотроны на несколько тысяч гигаэлектронвольт. Предельная достижимая энергия ограничена в первую очередь технико-экономическими возможностями (размерами установки и ее стоимостью). Минимальная энергия, для получения которой применяются синхрофазотроны, равна около 1 ГэВ, для меньших энергий целесообразнее применять фазотроны.

На основе ускорителя на 500 ГэВ (ЦЕРН) были созданы встречные $\bar{p}p$-пучки по 200 и 310 ГэВ, на которых удалось открыть $W^{\pm}$-, Z^0-бозоны. В 1985 г. в Батавии запущен ускоритель (со сверхпроводящими магнитами) на энергию 1000 ГэВ и вводятся в строй встречные пучки по 800 ГэВ. В Серпухове сооружается ускорительно-накопительный комплекс, основу которого составит протонный ускоритель со сверхпроводящими магнитами на 3—3,5 ТэВ с организацией встречных пучков $\bar{p}p$ и pp. Длина окружности основного ускорителя равна примерно 20 км, а в качестве бустера будет использоваться синхрофазотрон на 76 ГэВ. В ФРГ сооружается ускоритель HERA со встречными ep-пучками ($\mathscr{E}_e = 20 - 30$ ГэВ, $\mathscr{E}_p = 800$ ГэВ). Создается проект протонного ускорителя (США) на 20 ТэВ со встречными пучками.

12. Существенное значение для повышения энергии ускоряемых частиц в синхрофазотроне и других ускорителях на высокие энергии имело применение *жесткой* (иначе называемой *сильной*) *фокусировки*, предложенной в 1950 г. Н. Кристофилосом (р. 1917) и независимо от него в 1952 г. Э. Курантом, Х. Снайдером (р. 1913) и М. Ливингстоном (р. 1917). Идея жесткой фокусировки была уже изложена нами в т. IV, § 12. Она основана на том, что две линзы — собирающая и рассеивающая — с одинаковыми фокусными расстояниями всегда образуют собирающую систему, если первая линза рассеивающая. Если же первая линза собирающая, то это свойство сохраняется, когда расстояние между линзами меньше фокусного расстояния одной линзы. Результат был получен нами для тонких линз, но он (в несущественно уточненной форме) остается верным и для толстых линз.

В синхрофазотроне жесткая фокусировка осуществляется магнитными *квадрупольными линзами*. Одна из таких линз схематически изображена на рис. 153. Четыре магнитных наконечника обращены друг к другу противоположными полюсами, так что в центре квадрупольной линзы магнитное поле равно нулю. На рисунке показаны магнитные силовые линии. Предполагается, что положительная частица движется в направлении к читателю. Маленькие стрелки показывают направление лоренцевых сил, действующих на частицы со стороны магнитного поля квадрупольной линзы. Из рисунка видно, что в направлении оси X ло-

ренцева сила стремится приблизить частицу к оси линзы (т. е. фокусировать), а в направлении оси Y — отдалить (т. е. дефокусировать).

Таким образом, квадрупольная магнитная линза действует как совокупность двух магнитных линз, одна из которых фокусирует частицы в направлении оси X, а другая — в направлении оси Y. Возьмем теперь две квадрупольных линзы и поставим их друг за другом, повернув одну из них относительно другой на 90°. Тогда в направлении оси X одна линза будет фокусировать, а другая — дефокусировать. В целом обе линзы вместе в направлении оси X будут фокусировать. То же самое относится и к направлению оси Y. Отсюда следует, что рассматриваемая система двух квадрупольных линз будет фокусировать и в любом поперечном направлении.

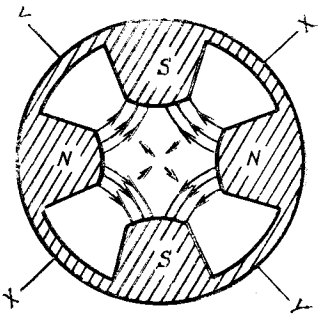


Рис. 153

В синхрофазотронах с жесткой фокусировкой, разумеется, создается и изменяющееся во времени вертикальное магнитное поле, удерживающее частицы на равновесной круговой орбите. Но на это поле накладывается еще магнитное поле квадрупольных линз. Последние устанавливаются одна за другой таким образом, что линзы, скажем, с нечетными номерами фокусируют в вертикальном направлении, а с четными — дефокусируют в том же направлении. Наоборот, в горизонтальном направлении линзы с нечетными номерами дефокусируют, а с четными — фокусируют. Поэтому в каком бы направлении ни отклонилась частица от равновесной траектории, она последовательно встретит на своем пути пары квадрупольных линз, причем каждая из таких пар будет фокусировать. В результате пучок частиц сужается и можно получать ускоренные пучки большой интенсивности. Частицы в пучке совершают малые колебания около равновесной траектории, частота которых в несколько раз или десятков раз больше частоты обращения их по равновесной орбите. По этой причине фокусировка с помощью квадрупольных магнитных линз и называется жесткой или сильной. Жесткая фокусировка применяется не только в синхрофазотронах, но и во всех крупных ускорителях, в частности в Серпуховском синхрофазотроне, некоторые параметры которого были приведены выше.

Жесткая фокусировка позволяет уменьшить поперечные размеры камеры и, следовательно, массу магнита. Например, масса магнита ускорителя в Дубне на 10 ГэВ без жесткой фокусировки равна 36 000 тонн. Магнит же ускорителя в Серпухове на 76 ГэВ с применением жесткой фокусировки имеет меньшую массу — 20 000 тонн. Уменьшением массы магнита, а с ним и

индуктивности можно добиться более частого повторения импульсов.

13. Циклотрон (см. пункт 6), оставляя магнитное поле постоянным во времени, можно модернизировать так, чтобы он был пригоден и для ускорения *релятивистских частиц*. Для этого надо применять постоянное магнитное поле $H(r)$, зависящее определенным образом от радиуса r. Именно, согласно (84.3) магнитное поле должно меняться с радиусом так же, как и релятивистская масса частицы, т. е. $H = H_0/\sqrt{1-\beta^2}$. Тогда частота обращения Ω частицы будет оставаться одной и той же, равной частоте ускоряющего поля. Так как $\beta = v/c = \Omega r/c$, то указанному требованию удовлетворяет магнитное поле вида

$$H = \frac{H_0}{\sqrt{1-(\Omega r/c)^2}} \qquad (84.9)$$

при постоянной Ω. Ускорители, использующие этот принцип, называются *изохронными циклотронами*. Они работают в непрерывном режиме и дают возможность получать столь же сильные токи (0,1—1 мА), что и обыкновенные циклотроны.

Изохронные циклотроны имеют огромные магниты, а потому довольно дороги. Казалось бы, что такие ускорители работать не могут, так как в них магнитное поле возрастает с радиусом (см. пункт 6). Однако возникающую из-за этого вертикальную неустойчивость удается компенсировать азимутальной неоднородностью магнитного поля довольно сложной формы. Правда, расчет показывает, что это можно сделать до энергий не выше 1 ГэВ. Большинство изохронных циклотронов проектируется и строится для ускорения протонов до 50—100 МэВ. Изохронные циклотроны применяются для изучения редких процессов в реакциях с протонами с энергией 50—1000 МэВ. Серьезными конкурентами их являются линейные ускорители тяжелых частиц.

14. Обычно ускоренный пучок частиц направляется из ускорителя на неподвижную мишень. При столкновении с частицей-мишенью общий импульс обеих частиц не меняется. Поэтому не меняется и та часть энергии, которая связана с движением центра масс как целого. Эта часть энергии не участвует ни в каких внутренних превращениях сталкивающихся частиц, и в этом отношении она является бесполезной. В системе центра масс эта бесполезная кинетическая энергия равна нулю и вся энергия является полезной, т. е. может быть использована для внутренних превращений сталкивающихся частиц.

В т. IV (§ 111, задача 1) был рассмотрен простейший случай столкновения двух частиц одинаковых масс, движущихся навстречу друг другу. Был поставлен и решен вопрос, какой энергией $\mathcal{E}_{\text{лаб}}$ должна обладать одна из этих частиц в лабораторной системе отсчета, в которой вторая частица (мишень)

покоится, чтобы при столкновении получился такой же полезный эффект (в смысле возможности внутренних превращений частиц), что и в системе центра масс. Будем понимать под $\mathscr{E}_{\text{лаб}}$ полную (релятивистскую) энергию одной движущейся частицы, а под $\mathscr{E}_0$ — ее энергию покоя. В указанной задаче была получена формула

$$\mathscr{E}_{\text{лаб}} = 2\frac{\mathscr{E}_{\text{цм}}^2}{\mathscr{E}_0} - \mathscr{E}_0, \tag{84.10}$$

где $\mathscr{E}_{\text{цм}}$ — релятивистская энергия одной частицы в системе центра масс. Соответствующая кинетическая энергия частицы

$$\mathscr{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = \mathscr{E}_{\text{лаб}} - \mathscr{E}_0 = 2\left(\frac{\mathscr{E}_{\text{цм}}^2}{\mathscr{E}_0} - \mathscr{E}_0\right). \tag{84.11}$$

В перелятивистском случае $\mathscr{E}_{\text{цм}} = \mathscr{E}_0 + \mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}$. Подставляя это значение в предыдущую формулу и пренебрегая квадратами $\mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}$, получим

$$\mathscr{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = 4\mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}} = 2\left(2\mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}\right).$$

Таким образом, при неподвижной мишени для получения того же эффекта требуется вдвое большая кинетическая энергия, чем в системе центра масс (так как в этой системе полная кинетическая энергия обеих частиц равна $2\mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}$). Этот результат был уже получен в т. I, § 26.

Более интересен ультрарелятивистский случай. В этом случае в формуле (84.11) собственной энергией частицы можно пренебречь. Тогда связь между кинетическими энергиями частицы в лабораторной системе и системе центра масс становится не линейной, а квадратичной:

$$\mathscr{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = 2\left(\mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}\right)^2/\mathscr{E}_0. \tag{84.12}$$

Здесь можно получить большой выигрыш энергии, осуществляя столкновение встречных частиц. Например, для протона ($\mathscr{E}_0 = 0{,}938$ ГэВ) при энергии $\mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}} = 5$ ГэВ получается $\mathscr{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = 53$ ГэВ. *Ускоритель на встречных пучках* при энергии 5 ГэВ дает такой же эффект, как и ускоритель с неподвижной мишенью на энергию 53 ГэВ. Еще больший эффект получается в случае легких частиц, например электронов. Для электронов $\mathscr{E}_0 = 0{,}511 \cdot 10^{-3}$ ГэВ, так что при том же значении $\mathscr{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}$ получается $\mathscr{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} \approx 10^5$ ГэВ, что уже недостижимо ни на каких реальных ускорителях с неподвижной мишенью.

Изложенного достаточно, чтобы уяснить принцип действия систем на встречных пучках. Наибольшее распространение получили устройства, в которых применяются электрон-электронные

(e^-e^-), электрон-позитронные (e^-e^+) и протон-протонные (pp) пучки. Существенным недостатком систем на встречных пучках является малая интенсивность пучков. Для увеличения интенсивности пучков до процесса соударения заряженных частиц производится их накопление в специальных *накопительных кольцах*, чтобы циркулирующий в них ток был не меньше десятков ампер. Накопительное кольцо — это кольцевая вакуумная камера, помещенная в магнитное поле. Ускоренные заряженные частицы поступают в нее из синхротрона, синхрофазотрона или линейного ускорителя. Магнитное поле, как правило, создается секторами, разделенными прямолинейными промежутками (в которых магнитного поля нет) для областей пересечения пучков частиц и для компенсации синхротронного излучения и других целей.

Если заряды сталкивающихся частиц одинаковы, то система должна содержать два накопительных кольца, в которых частицы движутся в противоположных направлениях. Если же эти заряды противоположны, то достаточно только одного накопительного кольца, так как в одном и том же магнитном поле обеспечивается движение частиц с разными знаками заряда в противоположных направлениях и их ускорение в одном и том же электрическом поле. Встречные пучки в настоящее время могут быть использованы только для стабильных частиц. Ускорители с фиксированной мишенью являются источниками различных вторичных частиц: π-, K-мезонов, Λ-, Σ-гиперонов, нейтрино, μ-мезонов и т. д.

§ 85. Источники нейтронов и других нейтральных частиц

1. Нейтроны, как и все электрически нейтральные частицы, нельзя ускорять и фокусировать электромагнитными полями. Такие частицы образуются только в результате ядерных реакций. Ниже описываются принципы действия некоторых нейтронных источников и приводятся для общей ориентировки некоторые их характеристики. Источники нейтронов можно разделить на три группы: 1) источники, в которых нейтроны создаются радиоактивными излучениями; 2) источники, в которых они создаются частицами, вылетающими из ускорителей; 3) ядерные реакторы. Во всех типах источников нейтроны, как правило, получаются быстрыми. Взаимодействие нейтронов с ядрами особенно интенсивно в случае медленных нейтронов (сечение взаимодействия пропорционально $1/v$). Полученные в источниках нейтроны используются либо сразу, либо после предварительного замедления. Особое значение имеют источники тепловых нейтронов (с энергиями порядка 1/40 эВ).

2. В так называемых (α, n)-источниках α-частицы от радиоактивного препарата облучают мишень, в результате чего и воз-

никают нейтроны. Помимо энергии получающихся нейтронов, источник характеризуется *выходом* нейтронов и *интенсивностью*. Выходом называется среднее число нейтронов, возникающих при одном акте взаимодействия α-частицы с ядром мишени (или при активности 1 Ku, т. е. при $3{,}7 \cdot 10^{10}$ α-распадов). Интенсивность источника характеризуется числом нейтронов, возникающих при тех же условиях в одну секунду.

В самых первых источниках нейтронов использовалась реакция

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + \mathrm{n} + 5{,}6\ \text{МэВ}, \qquad (85.1)$$

на которой Боте и Беккером (см. § 92) впервые наблюдалось нейтронное излучение. Дальнейшие опыты показали, что нейтроны образуются также при бомбардировке α-частицами изотопов элементов Li, B, N, F, Na, Mg, Al, ... Однако по интенсивности излучения реакция с бериллием значительно превосходит все остальные, поэтому эта реакция в течение долгого времени и использовалась при изготовлении источников нейтронов. Источник представляет собой герметическую ампулу, в которой помещена смесь порошка бериллия с α-активным препаратом, например полонием-210, испускающим α-частицы с энергией 5,298 МэВ. Альфа-частицы не могут проходить через стенки ампулы из-за их ничтожных пробегов. Нейтроны же, образующиеся в результате реакции (85.1), свободно выходят. Энергетический спектр нейтронов полоний-бериллиевого источника непрерывен и простирается примерно от 0,5 до 10 МэВ, интенсивность создаваемого нейтронного излучения около $0{,}8 \cdot 10^{-4}$ нейтронов в секунду на одну α-частицу, испускаемую полонием ($3 \cdot 10^{6}$ нейтронов в секунду на 1 Ки полония). Достоинством полоний-бериллиевого источника является незначительный фон нежелательного γ-излучения, недостатком — малый период полураспада (140 дней). В качестве источника α-частиц наряду с полонием применяются также радий, радон, плутоний. Радий-бериллиевый источник характеризуется практически неограниченным сроком действия (период полураспада 1600 лет) и в шесть раз большей интенсивностью нейтронного излучения, но у него очень велик фон мешающего γ-излучения. Плутоний-бериллиевый источник характеризуется малым фоном γ-излучения, большим сроком службы (период полураспада $2{,}3 \cdot 10^{4}$ лет) и дает интенсивность около $0{,}46 \cdot 10^{-4}$ нейтронов в секунду на одну α-частицу, испускаемую плутонием.

Альфа-частицы испускаются не только при радиоактивном α-распаде материнского вещества, но и при α-распаде всех его α-активных дочерних продуктов. В равновесном состоянии α-активность всех α-излучателей одинакова. Но их способность к образованию нейтронов не одинакова. Она тем выше, чем меньше время жизни короткоживущих продуктов распада, так как та-

кие продукты излучают более энергичные α-частицы. Поэтому если источник содержал вначале, например, чистый радий, то по мере накопления α-радиоактивных продуктов распада его способность излучать нейтроны возрастает в несколько раз и при насыщении стремится к постоянному пределу. Основной недостаток всех источников с использованием α-частиц — большой разброс по энергиям вылетающих нейтронов.

Относительно монохроматические нейтроны с энергиями 0,1 — 1 МэВ получают облучением γ-квантами ядер дейтерия и бериллия. При этом происходят реакции

$$\gamma + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{n}, \quad {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow {}^{8}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{n} \rightarrow \alpha + \alpha + \mathrm{n}, \qquad (85.2)$$

идущие с поглощением энергии. Гамма-кванты создаются каким-либо радиоактивным ядром ($^{24}_{11}$Na, $^{72}_{31}$Ga, $^{124}_{51}$Sb и пр.). Энергия этих γ-квантов не превышает нескольких мегаэлектронвольт. Поэтому в качестве мишеней и используются только легкие ядра d и ${}^{9}_{4}$Be, так как у них энергия отделения нейтрона аномально низка (2,23 и 1,67 МэВ соответственно). Интенсивность γ-нейтронных источников примерно на два порядка ниже, чем α-нейтронных. Зато γ-нейтронные источники дают более монохроматические нейтроны. Действительно, энергия γ-кванта $\mathscr{E}_\gamma = p_\gamma c$, а кинетическая энергия α-частицы $\mathscr{E}_\alpha = p_\alpha^2/2m_\alpha$. Если эти энергии одинаковы, то

$$p_\gamma c = p_\alpha^2/2m_\alpha,$$

откуда

$$p_\gamma/p_\alpha = p_\alpha/2m_\alpha c = v_\alpha/2c,$$

где v_α — скорость α-частицы. Таким образом, при энергии несколько мегаэлектронвольт импульс γ-кванта примерно на два порядка меньше импульса α-частицы той же энергии. С этим и связана большая монохроматичность γ-радиоактивных источников нейтронов по сравнению с α-радиоактивными источниками. Комбинацией различных γ-излучателей либо с дейтерием, либо с бериллием и получают сравнительно монохроматические нейтроны с различными энергиями от 0,12 до 0,87 МэВ. Существенным недостатком этих источников наряду с низкой интенсивностью является высокий фон γ-излучения и малое время жизни (период полураспада от нескольких часов до нескольких десятков часов).

Альфа- и гамма-нейтронные источники находят применения в прикладных исследованиях (особенно в полевых условиях) как небольшие лабораторные источники нейтронов, а также для калибровки нейтронных детекторов.

3. Получение нейтронов с помощью ускорителей отличается от способа, изложенного выше, в том отношении, что вместо α-частиц или γ-излучения естественных радиоактивных излуче-

ний применяются ускоренные заряженные частицы, при облучении которыми различных мишеней получаются нейтроны. Таким путем можно получать относительно моноэнергетические нейтроны самых разнообразных энергий. Дело в том, что при фиксированной энергии частиц в пучке и конкретном нейтронном канале реакции*) энергия получающегося нейтрона однозначно определяется углом его вылета и энергией реакции. Степень немоноэнергетичности образующихся нейтронов зависит от немонохроматичности исходного пучка заряженных частиц, их замедления в мишени и существования нескольких нейтронных каналов реакции. Для ослабления влияния этих факторов применяют тонкие мишени, в которых используемый нейтронный канал является единственным или по меньшей мере доминирующим.

В качестве бомбардирующих заряженных частиц обычно применяют протоны, дейтроны, α-частицы и пр. Например, для получения монохроматических нейтронов низких энергий используются реакции (p, n), т. е. такие реакции, в которых ядро-мишень бомбардируется протонами, а в результате реакции возникают нейтрон и другое ядро. Наиболее часто применяется реакция

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{7}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{n} - 1{,}6 \text{ МэВ}, \qquad (85.3)$$

с помощью которой получаются моноэнергетические нейтроны с энергиями от 30 до 500 кэВ (в зависимости от энергии протонов). Удешевление производства трития сделало доступным использование реакции

$$\mathrm{p} + \mathrm{t} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + \mathrm{n} - 0{,}735 \text{ МэВ}, \qquad (85.4)$$

достоинством которой является не столько низкий порог*), сколько отсутствие возбужденных состояний у ядра $^{3}_{2}\mathrm{He}$. С помощью реакции (85.4) получают моноэнергетические нейтроны с энергиями от 0,06 до 3 МэВ. Недостатком реакции (85.4) является фон жесткого γ-излучения, возникающий за счет параллельно идущей реакции

$$\mathrm{p} + \mathrm{t} \rightarrow \alpha + \gamma. \qquad (85.5)$$

Ограничиваясь приведенными примерами, заметим только, что применяется много реакций, в которых, в частности, получаются нейтроны относительно высоких энергий.

4. Наиболее мощным источником нейтронов является ядерный реактор, принцип действия которого описывается в § 95. В современных исследовательских реакторах плотность потока нейтронов в активной зоне и замедлителе ориентировочно сос-

*) Определение канала реакции дается в § 87, пункт 3, а порога реакции — в § 88, пункт 2.

тавляет 10^{15} $с^{-1} \cdot см^{-2}$. Спектр реакторных нейтронов, и в этом его недостаток, не моноэнергетичен, а заполняет широкую непрерывную область энергий. Но суммарная интенсивность нейтронного потока настолько велика, что из него можно выделять сравнительно мощные пучки нейтронов с высокой степенью моноэнергетичности.

Мощным источником нейтронов может служить интенсивный протонный или дейтронный ускоритель, пучок которого направляется на мишень из тяжелых элементов, в которой происходит деление ядер.

Источниками нейтронов являются также и некоторые термоядерные реакции (см. § 98). Об использовании нейтронов в ядерной энергетике подробно говорится в § 95, 98.

5. Существенным недостатком всех источников нейтронов является сплошной спектр или низкая степень моноэнергетичности. Одна из причин этого — рассеяние нейтронов в самом источнике (а при высоких энергиях и обилие нейтронных каналов). Между тем для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами крайне важно иметь нейтронные пучки высокой степени моноэнергетичности, чтобы, например, отделить друг от друга узкие и частые резонансы в сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами. Для выделения из непрерывного спектра источников монохроматических пучков применяются разные методы, основанные на том, что нейтроны различных энергий обладают и различными скоростями.

Один из таких методов применяется тогда, когда источник немоноэнергетических нейтронов импульсный. Нейтроны от такого источника летят в трубе длиной в сотни метров. За время полета нейтронный сгусток разделяется по скоростям. В конце трубы ставится заслонка (прерыватель), синхронно открывающаяся лишь в моменты пролета нейтронов определенной скорости. В результате из трубы выходят почти моноэнергетические нейтроны, энергия которых заключена в узких пределах.

Другой монохроматор нейтронов, в принципе, действует так же, как и монохроматор для атомных пучков, описанный в § 18 (пункт 8, рис. 37). Для него вращающиеся диски должны быть изготовлены из материала, непроницаемого для нейтронов (например, из кадмия, задерживающего тепловые нейтроны, или из специальных сплавов для задержания нейтронов, имеющих другие скорости). Как и предыдущий монохроматор, этот монохроматор является механическим. Механические монохроматоры эффективны для получения нейтронов с энергиями от тысячных долей до нескольких электронвольт.

6. В заключение коротко остановимся на получении других нейтральных частиц. К ним относятся прежде всего нейтральные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях: π^0, η, K^0, $\overline{K}^0$, Λ, Σ^0, $\overline{n}$, $\overline{\Lambda}$, $\overline{\Sigma}^0$ и пр., а также нейтрино и антинейтрино

всех сортов: ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ, $\bar{\nu}_\tau$, которые участвуют только в слабых взаимодействиях. Сильновзаимодействующие частицы в заметных количествах возникают при бомбардировке мишени пучком заряженных частиц из ускорителя очень высокой энергии. Из-за релятивистских эффектов подавляющая часть всех возникающих частиц летит вперед. Пучок заряженных частиц можно отклонить сильным магнитным полем и таким образом выделить пучок, состоящий из разных нейтральных частиц различной энергии. При энергиях первичного пучка до 700—800 МэВ в основном образуются нейтроны. При энергиях выше нескольких гигаэлектронвольт появляются нейтральные каоны и нейтральные гипероны и т. д. Нейтральные пионы образовать пучка не могут из-за слишком короткого времени жизни ($0{,}75 \cdot 10^{-16}$ с).

Нейтрино и антинейтрино подвержены только слабым взаимодействиям, а потому при столкновениях любых частиц с любыми мишенями рождаются в ничтожных количествах. Эти частицы рождаются при распадах. При β^--распаде рождается электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$, при β^+-распаде — электронное нейтрино ν_e. Мощным источником электронных антинейтрино является ядерный реактор, электронного нейтрино — Солнце. Мюонные нейтрино ν_μ и антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ возникают в современных протонных ускорителях: при столкновении первичного пучка с мишенью сначала возникают заряженные пионы, а затем идут следующие превращения:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \tag{85.6}$$

Из-за закона сохранения импульса при релятивистских скоростях все продукты распада в виде пучков летят в основном вперед. Если на пути пучков поставить достаточно толстую бетонную или железную стену, то все частицы будут поглощены, за исключением ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, которые беспрепятственно пройдут через нее (см. также § 74).

§ 86. Детекторы частиц

1. *Детекторами* называются приборы, служащие для регистрации частиц. Они разделяются на *счетчики* или *электронные детекторы*, вырабатывающие электрический импульс, когда в объем детектора попадает ионизующая заряженная частица, и *трековые детекторы*, позволяющие не только зарегистрировать факт и момент прохождения заряженной частицы, но и оставить след (или трек) частицы, воспроизводящий ее траекторию. Это дает более полную информацию о движении частицы, процессах столкновения ее с другими частицами и пр. Созданы приборы с использованием электронных детекторов, позволяющие определять траектории большого числа заряженных частиц,

Незаряженные частицы сами ионизацию не производят. Но в этом случае ионизация, а с ней и соответствующие треки создаются *вторичными заряженными частицами*, возникающими при прохождении нейтральных частиц через вещество. Так действуют, например, γ-кванты, вырывающие электроны из атомов и молекул или стенок счетчика, а также нейтроны, вызывающие ядерные превращения с образованием заряженных частиц.

Счетчики регистрируют прохождение частицы через определенное место пространства с погрешностью до 1—0,1 см, а время прохождения — с погрешностью до 10^{-4}—10^{-9} с. В некоторых счетчиках определяются и другие характеристики частицы: энергия, заряд, масса, скорость и пр.

К счетчикам относятся *импульсные ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера — Мюллера, сцинтилляционные, черенковские* и *полупроводниковые счетчики.*

В трековых детекторах след, оставленный заряженной частицей, тем или иным способом фиксируется. Еще совсем недавно (лет 10—20 тому назад) единственным способом регистрации треков было их фотографирование, обычно в двух проекциях. Обработка таких фотографий — весьма трудоемкий процесс. Сейчас все большее распространение получает так называемый безфильмовый метод, не использующий фотографию. В этом методе параметры трека непосредственно передаются на ЭВМ для последующей полной обработки. Это на несколько порядков сократило время обработки и увеличило объем материала, который можно обработать.

К трековым детекторам относятся *камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные фотоэмульсии, широкозазорные искровые* и *стримерные, пропорциональные* и *дрейфовые камеры.*

Искровая и пропорциональная камеры действуют как совокупности большого числа мелких счетчиков. Эти камеры напоминают счетчики в том отношении, что информация в них выдается мгновенно, без последующей обработки. Но они напоминают и трековый детектор, так как по действию многих счетчиков можно установить и трек частицы.

2. Основные характеристики детекторов.

1) *Эффективность* — отношение числа частиц, зарегистрированных детектором, к общему числу прошедших через него частиц (в долях от единицы или в процентах).

2) *Пространственное разрешение* — погрешность, с которой детектор может фиксировать положение частицы в пространстве.

3) *Временное разрешение* (разрешающее время) — минимальный промежуток времени между прохождениями двух частиц через детектор, когда сигналы от них еще не накладываются друг на друга. При меньших временах получится наложение сигналов, и две частицы будут регистрироваться детектором как одна частица.

4) *Время восстановления* (*мертвое время*) — время, за которое детектор, зарегистрировавший одну частицу, успевает вернуться в исходное состояние, чтобы быть готовым для регистрации следующей частицы. Частицы, прошедшие через детектор

Таблица 14

Характеристики различных детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, см	Временное разрешение, с	Время восстановления, с
Ионизационная камера	~ 1	10^{-2}	10^{-4}
Пропорциональный счетчик	~ 1	10^{-7}	10^{-5}
Счетчик Гейгера — Мюллера	~ 1	$> 10^{-6}$	10^{-4}
Сцинтилляционный счетчик	~ 1	10^{-9}	10^{-8}
Полупроводниковый детектор	< 1	10^{-9}	10^{-9}
Фотоядерные эмульсии	10^{-4}	—	—
Камера Вильсона	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-3}	1
Искровая камера	10^{-2}	10^{-6}	10^{-3}
Пропорциональная камера	10^{-2}	10^{-7}	10^{-5}
Стримерная камера	10^{-2}	10^{-6}	10^{-1}

ва это время, не регистрируются. Время восстановления является мерой инерционности детектора. Оно ограничивает максимальную интенсивность пучка частиц, при которой частицы еще могут регистрироваться детектором.

В табл. 14 приведены ориентировочные характеристики различных детекторов.

3. Наиболее обширную группу электронных детекторов составляют *ионизационные детекторы*, основанные на ионизации молекул и атомов, производимой первичными или вторичными заряженными частицами. Одним из старейших детекторов этой группы является *ионизационная камера*, применявшаяся еще в первых опытах Резерфорда. Ионизационная камера представляет собой электрический конденсатор (плоский, цилиндрический или сферический), заполненный газом, между электродами которого приложена разность потенциалов. На рис. 154 приведена схема ионизационной камеры с цилиндрическим конденсатором. Ионизующая частица, попадая в пространство между электродами, образует на своем пути электроны и ионы, которые перемещаются в электрическом поле и собираются на электродах. В цепи камеры появляется электрический ток, регистрируемый гальванометром G. Напряжение в камере подбирается таким

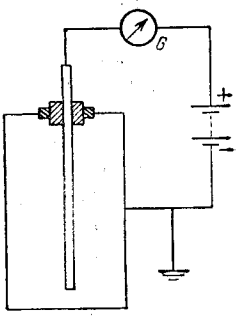


Рис. 154

(100—1000 В), чтобы все образовавшиеся ионы доходили до электродов, не успев рекомбинировать, но при этом не разгонялись бы настолько сильно, чтобы производить вторичную ионизацию. Поэтому в камере измеряется полная ионизация, производимая частицей, если только ее пробег целиком умещается в камере. Полная же ионизация согласно § 80 определяет и энергию частицы. Ионизационные камеры обычных типов пригодны лишь для регистрации короткопробежных частиц, т. е. тяжелых нерелятивистских частиц, так как пробеги электронов и релятивистских частиц в камере не умещаются.

Ионизационные камеры бывают *токовыми* и *импульсными*. Токовые ионизационные камеры дают сведения об общем количестве ионов, образовавшихся в 1 с. Соответствующие токи обычно малы (10^{-10}—10^{-15} А) и требуют усиления для регистрации. В импульсных ионизационных камерах регистрируются и измеряются импульсы напряжения на высокоомном сопротивлении R, которое должно быть включено в цепь вместо гальванометра G (рис. 154). Это напряжение появляется при прохождении через R ионизационного тока, вызванного движением частицы. Амплитуда и длительность импульса зависят от времени релаксации $\tau = RC$, где C — емкость конденсатора. Время релаксации τ должно быть велико по сравнению с временем собирания образовавшихся электронов на электродах, иначе электронный импульс рассосется уже во время его образования. Размеры ионизационных камер обычно порядка нескольких сантиметров. Скорость электронов при ионизации атома в тысячи раз превосходит скорость ионов. По этой причине электроны собираются на электродах примерно во столько же раз быстрее, чем ионы. Подбором сопротивления R можно добиться того, чтобы импульсы ионизационной камеры соответствовали бы сбору только электронов, а не ионов. Таким путем удается уменьшить длительность импульса до 1 мкс.

Рассмотрим в качестве примера прохождение α-частицы с энергией 5 МэВ через импульсную ионизационную камеру, наполненную аргоном. Средняя энергия ионизации атома аргона 25 эВ. Поэтому до замедления α-частица производит $5 \cdot 10^6 : 25 = 2 \cdot 10^5$ пар ионов. В результате через камеру проходит количество электричества $Q = 2 \cdot 10^5 e = 2 \cdot 10^5 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} = 3{,}2 \cdot 10^{-14}$ Кл. Если емкость конденсатора $C = 10^{-11}$ Ф, то ему соответствует импульс напряжения $V = Q/C = 3{,}2 \cdot 10^{-3}$ В. Так как сопротивление R высокоомное, то этот импульс напряжения почти весь приходится на R. Это весьма слабый импульс, поэтому он подается на вход усилителя. Наполнение камеры другим газом существенно ничего не меняет, так как средняя энергия, которая идет на образование одной пары ионов, для всех газов одного порядка (25—35 эВ). С другой стороны, увеличение импульса напряжения V за счет уменьшения емкости конденсато-

ра C может производиться также в ограниченных пределах, так как время релаксации $\tau = RC$, как мы видели, нельзя брать меньше определенной величины. Для составления ориентировочного представления о порядках встречающихся величин заметим, что при напряженности электрического поля 500 В/см в воздухе при нормальных условиях скорость дрейфа электронов равна примерно 10^6, а ионов — только 10^3 см/с. При размерах камеры порядка нескольких сантиметров время собирания на электродах для электронов составляет 10^{-6}, а для ионов 10^{-3} с.

Ионизационные камеры применяются до сих пор, в частности в дозиметрии. Они просты, характеризуются высокой эффективностью регистрации, позволяют, как мы видели, оценивать энергию частицы и т. д. Однако амплитуда электрического сигнала в ионизационной камере мала, требует усиления и поэтому делает аппаратуру чувствительной к помехам и шумам *).

4. Недостатки ионизационной камеры в значительной степени устранены в *пропорциональном счетчике*. Это разновидность газонаполненного счетчика, в котором обычно используются коаксиальные электроды: катодом служит цилиндр, а анодом тонкая нить (толщиной 10 — 100 мкм), натянутая по оси цилиндра. Пропорциональный счетчик, как правило, наполняют инертным газом с небольшой примесью многоатомных газов. При попадании в счетчик ионизующей частицы большая часть образовавшихся электронов дрейфует в электрическом поле к аноду без размножения. Но вблизи анода, на расстояниях, сравнимых с диаметром нити, электрическое поле E настолько велико, что электроны вызывают вторичную ударную ионизацию — возникает несамостоятельный электрический разряд (см. т. III, § 112). В результате на анод приходит электронная лавина и в ряде случаев сигнал, порождаемый первичной частицей, получается достаточно сильным, так что для его регистрации не требуется усиления. В этом отношении пропорциональный счетчик отличается от ионизационной камеры. Отношение полного числа собранных электронов к их первоначальному числу называется *коэффициентом газового усиления* M. Этот коэффициент тем больше, чем больше отношение $E/\mathcal{P}$ ($\mathcal{P}$ — давление газа; в формировании импульса участвуют и ионы). При полном торможении частицы в пропорциональном счетчике сигнал, как и в ионизационной камере, пропорционален энергии частицы, затраченной на ионизацию. Дело в том, что вторичная ионизация, вызываемая электронами, происходит в очень малой области порядка 10^{-2} см вокруг нити. Объем этой области нич-

*) Импульсные ионизационные камеры используются для регистрации сильноионизирующих частиц: α-частиц, ядер-осколков и др. Для регистрации фона γ-излучения (в дозиметрии) используются токовые ионизационные камеры.

тожен по сравнению с полным объемом счетчика. Практически первичная ионизация всегда происходит вне этой области. Поэтому любой первичный электрон вызывает вблизи нити электронную лавину одной и той же мощности. А так как число первичных электронов, возникающих при ионизации атомов, производимой частицей, пропорционально ее энергии, то отсюда и следует вывод, сформулированный выше. Этот вывод и дает основание называть счетчик пропорциональным.

Типичные характеристики пропорциональных счетчиков: коэффициент газового усиления $M \approx 10^3 - 10^4$, но иногда может достигать и 10^6; амплитуда импульса 10^{-2} В при электрической емкости самого счетчика около 20 пФ; развитие лавины происходит за время $10^{-9} - 10^{-8}$ с, однако момент появления сигнала на выходе счетчика зависит от места прохождения ионизующей частицы, т. е. от времени дрейфа первичных электронов до анода. Пропорциональные счетчики обладают практически стопроцентной эффективностью по отношению к заряженным частицам. Эти счетчики дешевы и просты в обращении.

Пропорциональные счетчики используются для регистрации всех видов частиц: α-частиц, электронов, осколков деления, атомных ядер и пр., а также всех сильно взаимодействующих нейтральных частиц (по порождаемым ими заряженным частицам). Эти счетчики сыграли важную роль в развитии ядерной физики довоенного времени, так как они наряду с ионизационной камерой были практически единственными электронными спектрометрическими детекторами.

Главным недостатком пропорциональных счетчиков является сильная зависимость амплитуды импульса от состава газовой смеси и приложенного напряжения, а также недостаточно высокое временное разрешение (порядка 10^{-7} с). При работе с полным импульсом разрешающее время определяется временем дрейфа положительных ионов к катоду. Это время по порядку величины равняется 10^{-4} с. Однако его можно значительно уменьшить, использовав то обстоятельство, что скорость нарастания импульса наибольшая в первые моменты отхода ионов от нити. Это дает возможность работать на начальном участке импульса и достичь разрешающего времени $10^{-6} - 10^{-8}$ с при не очень малом выходном импульсе (10^{-2} В). Пропорциональные счетчики применяются главным образом для регистрации и измерения энергии частиц с не слишком большими энергиями.

Заметим еще, что в связи с появлением ЭВМ в конце 60-х годов, в физике частиц высоких энергий начала применяться *пропорциональная камера*. Не вдаваясь ни в какие подробности, заметим, что она состоит из большого числа ($10^3 - 10^4$) небольших пропорциональных счетчиков, расположенных в одной плоскости и обычно в одном газовом объеме. С ее помощью можно воспроизводить траекторию частицы. Таким образом, она

одновременно выполняет функции быстродействующего спектрографа и трекового детектора.

5. Если повышать напряжение на электродах пропорционального счетчика, то, начиная с некоторого напряжения, импульс становится не зависящим от энергии первичной частицы, так как прибор начинает работать в режиме самостоятельного разряда, но этот импульс возрастает с повышением напряжения. Такая область напряжений называется *областью Гейгера*. Прибор, работающий в указанном режиме, носит общее название *счетчика Гейгера*. В сущности, он представляет собой газоразрядный промежуток с сильно неоднородным полем. В первоначальных вариантах счетчика, разработанных самим Гейгером, сильно неоднородное электрическое поле возникало вблизи металлического острия, служившего анодом. В более поздних вариантах, предложенных совместно с Мюллером, анод был заменен тонкой проволочкой, натянутой вдоль оси цилиндрического конденсатора. В этой конструкции прибор называют *счетчиком Гейгера — Мюллера*. Один из видов счетчика Гейгера — Мюллера уже был описан нами в § 8 (пункт 2, рис. 15).

В счетчике Гейгера — Мюллера электроды заключены в герметический резервуар, наполненный газом при давлении 100—200 мм рт. ст. К электродам прикладывается напряжение в несколько сотен вольт. При попадании в счетчик ионизующей частицы в газе возникают свободные электроны, которые начинают двигаться к нити-аноду. Так зарождается электронная лавина. Около анода, где напряженность электрического поля очень велика, электроны, образовавшиеся в результате первичной ионизации, ускоряются настолько, что сами начинают ионизовать газ, усиливая ранее образовавшуюся лавину. Вновь возникшие электроны сами могут набрать достаточную скорость, чтобы в свою очередь вызвать новую ионизацию и еще больше усилить лавину электронов. В результате возникает самостоятельный — коронный — разряд, распространяющийся вдоль нити. Разряд обрывается включением большого сопротивления $R \approx \approx 10^8 - 10^9$ Ом (несамогасящийся счетчик, рис. 155) либо использованием в счетчике газовой смеси, состоящей из инертного газа с примесью небольшого количества паров спирта (или другого многоатомного газа) и галоидов (самогасящийся счетчик).

В последнем случае механизм гашения разряда заключается в следующем. В отсутствие паров спирта фотоны достаточной энергии могут выбивать электроны с катода (см. т. III, § 115), а эти последние, направляясь к аноду, будут усиливать электронные лавины. Пары же спирта делают этот процесс невозможным, так как молекулы спирта сильно поглощают фотоны, возбуждаются и диссоциируют при этом, но практически не испускают электронов. Положительные ионы благородного газа

(аргона), возникающие при первичной или последующей ионизации, направляются к катоду. Но на своем пути они сталкиваются с молекулами спирта и нейтрализуются, так как потенциал ионизации спирта (11,7 В) ниже потенциала ионизации аргона (15,7 В), а потому при столкновении энергетически выгодно, чтобы электрон перешел от молекулы спирта к иону аргона.

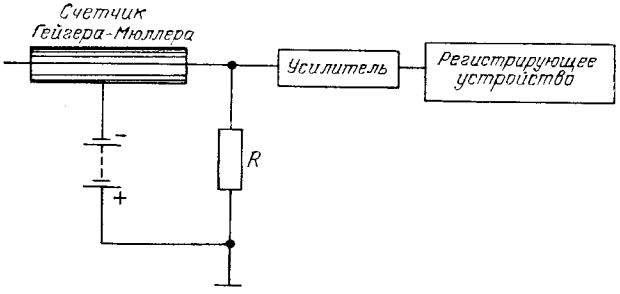


Рис. 155

Возбужденные атомы аргона испускают фотоны, которые в отсутствие молекул спирта вызывают фотоэффект с поверхностей электродов счетчика, способствующих развитию разряда. Но молекулы спирта поглощают фотоны и при этом диссоциируют; фотоэффекта не происходит, и разряд обрывается.

Электрические импульсы во внешней цепи, возникающие при вспышках разряда в счетчике Гейгера — Мюллера, усиливаются и регистрируются (см. рис. 155). Гамма-кванты регистрируются по вторичным заряженным частицам — фотоэлектронам, комптоновским электронам, электрон-позитронным парам; нейтроны — по ядрам отдачи и продуктам ядерных реакций, возникающих в газе счетчика.

Счетчики Гейгера — Мюллера характеризуются высокой эффективностью и большой амплитудой сигнала (2—40 В). Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками Гейгера — Мюллера близка к 100 %. Эффективность всех газоразрядных счетчиков по отношению к регистрации γ-квантов не превышает 1—3 %. Недостатки счетчиков Гейгера — Мюллера: невозможность измерять энергию частицы, невысокое временное разрешение (10^{-6} с), большое время восстановления их чувствительности (10^{-4} — 10^{-3} с). Последнее определяется временем дрейфа к катоду положительных ионов, возникающих при ионизации частиц газа.

6. Ионизационные газовые детекторы сыграли фундаментальную роль на раннем этапе развития ядерной физики. Они применялись для регистрации естественных радиоактивных излучений и космических лучей. Однако с появлением ускорителей,

создающих интенсивные пучки заряженных частиц (10^6—10^7 $с^{-1}$) высоких энергий, ионизационные газовые детекторы оказались слишком медленными и были дополнены *сцинтилляционными* и *черенковскими* счетчиками. Эти счетчики оказались удобными и при исследовании космических лучей.

Сцинтилляционный счетчик состоит из вещества, способного люминесцировать под действием заряженных частиц (сцинтиллятора), и фотоумножителя (ФЭУ) — прибора в высшей степени чувствительного и быстродействующего (см. т. III, § 103). Заряженная частица, попадая в сцинтиллятор, возбуждает атомы или молекулы. Возвращаясь в основное состояние, они испускают фотоны. Последние, попадая на катод ФЭУ, выбивают электроны, в результате чего на катоде возникает электрический импульс, который далее усиливается и регистрируется.

Благодаря высокой чувствительности и быстроте действия сцинтилляционный метод детектирования получил широкое распространение. Высокая чувствительность достигается тем, что в ФЭУ устанавливается до 10—20 эмитторов (*динодов*) из специально обработанного материала. В среднем каждый электрон, попадая на динод, выбивает из него от 3 до 10 новых электронов. С последнего динода усиленный поток электронов попадает на анод, создавая электрический импульс, регистрируемый радиотехническими методами. В результате достигается большой коэффициент усиления (10^6—10^8), малое время восстановления (около 10^{-8} с) при высокой его стабильности, высокое временное разрешение (около 10^{-9} с). Замечательной особенностью ФЭУ является хорошо соблюдаемая линейность усиления. Вторая, не менее важная причина распространенности метода состоит в том, что в качестве сцинтилляторов стали использовать вещества, прозрачные по отношению к собственному излучению сцинтиллятора. Благодаря этому эффективным в детекторе становится весь объем стинциллятора, а не только его поверхностный слой.

Доля энергии регистрируемой частицы, которая превращается в световую энергию, называется *конверсионной эффективностью* η. Наибольшими значениями η обладают кристаллы NaI, активированные Tl, кристаллы антрацена и ZnS. Для этих сцинтилляторов длина волны в максимуме лежит в видимой области спектра вблизи его фиолетового конца. Интенсивность свечения после прохождения частицы изменяется во времени экспоненциально: $I \sim e^{-t/\tau}$, где τ — среднее время высвечивания, определяемое временем жизни молекул или атомов на возбужденных уровнях. Для большинства сцинтилляторов $\tau \approx$ $\approx 10^{-9}$—10^{-5} с. Чем меньше τ, тем более быстродействующим будет счетчик. Наименьшими временами τ обладают пластмассы, активированные терфинилом.

7. Использование прозрачных жидкостей в качестве сцинтиллирующих веществ открыло возможность применять сцин-

тилляторы громадных размеров. Изготовить сцинтиллятор таких размеров из кристалла затруднительно и даже невозможно, так как кристалл надо вырастить однородным. В качестве примера укажем, что именно с помощью сцинтилляционных счетчиков с жидким сцинтиллятором Рейнесу и Коуэну в 1956 г. впервые удалось зарегистрировать взаимодействие антинейтрино с веществом (см. § 74, пункт 15). Для регистрации был использован сцинтиллятор, содержащий 5000 л воды с примесью люминесцирующего вещества и соли кадмия. Источником антинейтрино служил ядерный реактор, дающий плотность потока антинейтрино 10^{13} $с^{-1} \cdot см^{-2}$. Сцинтиллятор был помещен глубоко под землей для максимального ослабления фона космического излучения и отделен мощной защитой от реактора. Исследовалась реакция

$$\bar{\nu}_e + p \to n + e^+, \qquad (86.1)$$

в которой антинейтрино взаимодействовали с протонами воды сцинтиллятора. Позитрон аннигилировал с электроном вещества с испусканием двух γ-квантов, давая первую вспышку. Нейтрон за несколько микросекунд замедлялся до надтепловых скоростей, после чего захватывался кадмием. Ядро кадмия при захвате нейтрона превращалось в новое ядро с энергией возбуждения 9,1 МэВ. При переходе в нормальное состояние оно испускало каскад γ-квантов, дававших вторую вспышку. Обе вспышки регистрировались схемой запаздывающих совпадений, что позволяло уверенно отделить нужные события от фоновых излучений. В среднем регистрировались три события в час, причем на проведение опыта было затрачено около полугода. Для сечения реакции (86.1) получилось $\sigma \approx (11 \pm 4) \cdot 10^{-44}$ $см^2$.

8. Черенковские счетчики используют явление *излучения Вавилова — Черенкова* (см. § 6, а также т. IV, § 38). Такое излучение возникает, когда заряженная частица движется в среде со скоростью v, превышающей фазовую скорость света в этой среде c/n (n — показатель преломления). В черенковском счетчике эта среда называется *радиатором*. Радиатор должен быть прозрачен для черенковского излучения и иметь низкий уровень сцинтилляций, создающих фоновые сигналы. В качестве радиаторов для регистрации частиц со сравнительно небольшими скоростями применяют органическое стекло ($n = 1{,}5$), свинцовое стекло ($n = 1{,}5$) и воду ($n = 1{,}33$). Оптическая система счетчика фокусирует свет от частицы на катоде ФЭУ, превращающего световой сигнал в электрический. Общее количество света, попадающее на фотокатод черенковского счетчика, как правило, в несколько раз меньше, чем в сцинтилляционном счетчике. Но оно все же достаточно для регистрации после преобразования в ФЭУ в электрический сигнал и последующего усиления последнего. Именно фотоумножитель сделал возмож-

ным в черенковском счетчике уверенно регистрировать отдельные частицы. Так как излучение света в черенковских счетчиках происходит мгновенно, то их разрешающее время достигает 10^{-9} с.

Излучение Вавилова — Черенкова характеризуется резкой направленностью. Все оно концентрируется в тонком слое вблизи поверхности конуса, образующие которого составляют угол

$$\vartheta = \arccos(c/nv) = \arccos(1/\beta n) \qquad (86.2)$$

с направлением движения частицы. Эта особенность излучения и используется в черенковских счетчиках. Если скорость частицы v близка к скорости света, то используются *газовые радиаторы*. В этом случае из-за малого отличия n от единицы угол ϑ, а с ним и интенсивность излучения очень малы. Для получения интенсивности вспышки, достаточной для регистрации, приходится увеличивать длину черенковского счетчика до 10 м и больше. Зато газовый черенковский счетчик позволяет плавно менять n путем изменения давления газа.

Черенковские счетчики делятся на *пороговые*, *дифференциальные* и *полного поглощения*. Пороговые счетчики должны регистрировать все частицы со скоростями больше некоторой (пороговой) скорости. Дифференциальные счетчики регистрируют частицы, скорости которых заключены в определенном интервале: $v_1 < v < v_2$. Это достигается оптической системой, выделяющей лучи, распространяющиеся под определенными углами между ϑ_1 и ϑ_2 к направлению движения частицы. Линза или сферическое зеркало с фокусным расстоянием f, поставленные на пути этих лучей, фокусируют их на кольцевую щелевую диафрагму с радиусами $R_1 = f\vartheta_1$ и $R_2 = f\vartheta_2$ (углы ϑ_1 и ϑ_2 малы), а затем на фотоумножитель. В результате свет будет зарегистрирован только от частиц, излучающих в направлении выделенного интервала углов и имеющих скорости в соответствующем ему интервале скоростей. Таким путем удается выделить частицы, которые по величине β отличаются всего на 10^{-6} от других частиц.

Черенковский счетчик полного поглощения предназначен для регистрации и спектрометрии электронов и γ-квантов. Он содержит блок радиаторов большой толщины, в котором электрон или γ-квант образует электрон-фотонную лавину и теряет всю (или почти всю) свою энергию. Как правило, радиатор изготовляют из стекла с большим содержанием свинца. При толщине радиатора 40 см в нем практически полностью тормозятся электроны с энергией до 10 ГэВ. Количество света, излученного в черенковских счетчиках такого типа, пропорционально энергии первичного электрона или γ-кванта.

Для регистрации заряженных частиц с энергией порядка 10^2—10^3 ГэВ используются детекторы, в которых вспышки

света возникают при прохождении регистрируемой частицы через границу двух сред с резко различными свойствами (*переходное излучение*). Интенсивность света, излучаемого при этом, пропорциональна энергии частицы, но значительно меньше, чем в случае черенковского излучения. Поэтому детекторы на переходном излучении делают многослойными, содержащими сотни слоев газ — твердое тело.

9. К концу 50-х годов после преодоления различных технических трудностей появились *полупроводниковые счетчики*. Они используют переходное излучение в рентгеновской области и имеют большое будущее в физике ТэВ-области для идентификации частиц. Схема такого счетчика показана на рис. 156. Принцип работы полупроводникового счетчика тот же, что и ионизационной камеры, только вместо газа применяется полупроводник. Это имеет то преимущество, что в твердом теле на одном и том же отрезке пути заряженная частица отдает в сотни раз больше энергии, чем в газе. Проходя через полупроводник, частица вызывает переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, порождая пару электрон-дырка (см. т. III, § 100). Энергия W, необходимая для рождения такой пары, составляет 2,9 эВ в германии и 3,5 эВ в кремнии. Если энергия частицы равна $\mathscr{E}$, то на своем пути в полупроводнике она создает $\mathscr{E}/W$ электронно-дырочных пар. Приложенное электрическое поле оттягивает отрицательные заряды к поверхности, заряженной положительно, а положительные заряды — к поверхности, заряженной отрицательно. В результате во внешней цепи появляется электрический сигнал, который усиливается и регистрируется. Чтобы в отсутствие регистрируемой частицы через полупроводник не проходил ток, поверхности полупроводника обрабатывают сильно легированными донорными и акцепторными примесями (см. т. III, § 108). При этом отрицательный n-слой присоединяют к положительному, а положительный p-слой — к отрицательному полюсу внешнего источника. При комнатной температуре тепловое возбуждение может приводить к нежелательным импульсам тока в приборе, и поэтому полупроводниковые детекторы нередко охлаждают до температуры жидкого азота.

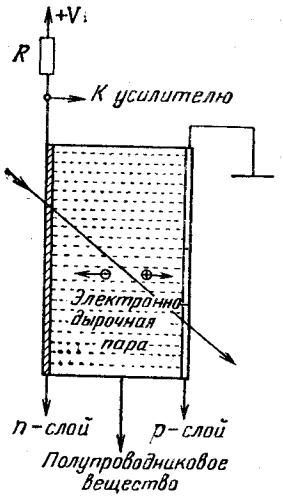


Рис. 156

Размеры полупроводниковых счетчиков невелики — несколько кубических сантиметров. Большими считаются полупроводни-

ковые счетчики, объем которых доходит до 100 см^3. Малые размеры рабочей области позволяют довести разрешающее время до 10^{-7} с. В области низких энергий (электроны до 2 МэВ, протоны до 20 МэВ) полупроводниковые счетчики обладают практически 100 %-ной эффективностью, малым разрешающим временем и превосходят счетчики других типов по компактности и точности измерения энергии.

10. Старейшим трековым детектором является *камера Вильсона* (1869 — 1959), изобретенная ее автором в 1912 г. Принцип действия этой камеры был подробно рассмотрен в т. III (§ 33, задача 4). Он основан на конденсации пересыщенных паров воды или спирта на ионах, образованных при движении вдоль траектории заряженной частицы. Камера в нужный момент освещается импульсным источником света и фотографируется несколькими фотоаппаратами для получения стереоскопических изображений треков. Природа и свойства частицы устанавливаются по длине ее пробега, толщине трека и его искривлению в магнитном поле. Измеряя кривизну трека в сильном магнитном поле, можно определить импульс частицы и знак ее заряда. Этот метод был предложен в 1923 г. независимо друг от друга П. Л. Капицей (1894—1984) и Д. В. Скобельцыным (р. 1892).

Камера Вильсона сыграла выдающуюся роль в ядерной физике и физике космических лучей. На протяжении нескольких десятилетий она была единственным трековым детектором заряженных частиц. Но в 50-е и 60-е годы она утратила свое значение, уступив место *пузырьковой* и *искровой камерам*. В настоящее время камера Вильсона используется главным образом как эффектный лекционный демонстрационный прибор.

Родственной с камерой Вильсона по принципу действия является *диффузионная камера*. В камере Вильсона пересыщение создается адиабатическим расширением газа (содержащего пары воды или спирта), а в диффузионной камере оно достигается за счет непрерывного потока пара от горячей поверхности у крышки камеры к более холодной поверхности у ее дна. В отличие от камеры Вильсона, в диффузионной камере пересыщение существует постоянно в некотором горизонтальном слое пара, в котором и получаются треки ионизующих частиц. Поэтому диффузионная камера чувствительна к ионизующим частицам непрерывно.

11. Важнейшим трековым детектором заряженных частиц является *пузырьковая камера*, изобретенная Глезером (р. 1926) в 1954 г. Принцип действия этой камеры был описан в т. II (§ 119). Он основан на том, что можно получать жидкость с температурой выше точки кипения. Такая перегретая жидкость нестабильна и через короткое время вскипает. Наиболее употребляемыми рабочими жидкостями служат жидкие водород, дей-

терий, смесь неона с водородом — в криогенных камерах, а также пропан (C_3H_8), фреон и Хе (обычно в смеси с пропаном) — в тяжеложидкостных камерах. Перегревание жидкости производится быстрым понижением давления от начального значения $\mathscr{P}_н > \mathscr{P}_0$ до $\mathscr{P} < \mathscr{P}_0$ ($\mathscr{P}_0$ — равновесное давление при температуре T). Понижение (снятие) давления достигается либо быстрым перемещением поршня в жидководородных камерах, либо посредством использования упругой мембраны (в пропановой и фреоновой камерах). Давление в камере снимается за 5—15 мс, после чего жидкость оказывается перегретой, т. е. чувствительной к регистрации заряженных частиц. В момент максимальной чувствительности частицы впрыскиваются в камеру.

Заряженная частица при прохождении через перегретую жидкость приводит к образованию центров кипения вдоль своей траектории. По современным представлениям причиной образования таких центров являются δ-электроны, т. е. вторичные электроны, испускаемые атомами среды при соударении с ними ионизующей частицы. Эти электроны поглощаются небольшими объемами жидкости, что приводит к нагреванию последних, возникновению зародышей кипения, а в дальнейшем — к образованию и росту пузырьков. За время порядка 0,5—3 мс пузырьки достигают размера 50—300 мкм и при освещении их импульсным источником света могут быть сфотографированы несколькими фотоаппаратами.

Пузырьковые камеры обычно применяются для регистрации актов взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами атомов жидкости, наполняющей камеру, а также актов распада частиц. В первом случае жидкость в пузырьковой камере одновременно выполняет и роль мишени, и роль детектора частиц.

Искажения следов частиц в пузырьковой камере невелики и определяются главным образом многократным рассеянием.

Эффективность регистрации определяется в основном размерами пузырьковой камеры. Камеры обычно имеют размеры 1—2 м. Однако на ускорителях сверхвысоких энергий используются и очень большие пузырьковые камеры. Так, пузырьковая камера СКАТ в Институте физики высоких энергий (г. Серпухов), заполненная жидким фреоном, имеет размеры $4{,}5 \times 1{,}6 \times 1{,}5$ м, водородная камера на ускорителе Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (США) — 33 м^3.

Пузырьковые камеры сыграли важную роль в открытии и изучении странных частиц, нестабильных частиц-резонансов и т. д. Отметим некоторые их недостатки. Главный недостаток пузырьковой камеры — невозможность в процессе работы отбирать нужные события, при исследовании редких событий — это приводит к необходимости просматривать очень много фотографий. Нельзя различить релятивистские частицы. На очень высоких энергиях требуется сепарирование пучка, а это трудно

сделать. Даже в самые большие камеры нельзя одновременно запускать более 5—6 заряженных частиц. Поэтому процессы с сечением меньше 1 микробарна практически недоступны (за исключением нейтрино, где проходит 10^{10} частиц), тогда как электронные приборы могут регистрировать до 10^7—10^8 частиц в секунду.

12. Самым дешевым трековым детектором заряженных частиц являются *толстослойные ядерные фотоэмульсии*. Они отличаются от обычных фотоэмульсий более высокой чувствительностью и большей толщиной (сотни микрометров, тогда как толщина обычных фотоэмульсий порядка 10 мкм). Пластинки, покрытые слоем чувствительной фотоэмульсии, ставятся на пути ионизующих частиц, после чего проявляются. В результате частица оставляет след, образованный зернами металлического серебра (размер зерна около 0,3 мкм). Этот след рассматривается в микроскоп с увеличением в 500—1000 раз. Измерение длины пробега при известной массе частицы дает ее энергию, а измерение плотности зерен — потери энергии на единицу пути, по которым можно судить о скорости частицы. Пластинку можно помещать в магнитное поле для измерения импульса частицы. Однако из-за короткой длины треков магнитное поле должно быть очень сильным. Главный недостаток метода — очень большая трудоемкость обработки пластинок, так как каждую пластинку приходится подолгу просматривать под сильным микроскопом.

В последние годы в связи с изучением частиц с тяжелыми кварками техника фотоэмульсий вновь возродилась (изучение частиц с временем жизни 10^{-12}—10^{-13} с.).

Используются *гибридные установки* с электронными детекторами для идентификации и определения вершин *) в эмульсии. В гибридных установках используются также в качестве вершинных детекторов небольшие быстродействующие пузырьковые камеры высокого разрешения с лазерным и голографическим съемом информации. Разрешение — десятки микрометров.

13. В *искровой камере*, появившейся в конце 50-х годов, сочетается немедленность регистрации (т. е. отсутствие последующей обработки) с полнотой информации трековых детекторов. Принцип действия искровой камеры основан на возникновении искрового разряда в газе при попадании в него ионизующей частицы. Простейшая искровая камера состоит из двух плоскопараллельных электродов, пространство между которыми заполнено газом (чаще всего Ne, Ar или их смесью). Площадь пластин — от десятков квадратных сантиметров до нескольких квадратных метров. Одновременно с прохождением частицы или с некоторым запаздыванием (около 1 мкс) по сигналу системы детекторов (сцинтилляционных счетчиков, черенковских счетчиков и пр.), выделяющих искомое событие, на электроды искровой камеры

*) Вершина — точка в фотоэмульсии, где произошло взаимодействие.

подается короткий (порядка 10—100 нс) импульс высокого напряжения (5—20 кВ/см). Электроны, возникшие вдоль траектории движения частицы при ионизации атомов газа, ускоряются электрическим полем и сами вызывают ионизацию и возбуждение атомов. В результате на очень коротком пути частицы возникают электрон-фотонные лавины, перерастающие либо в видимый глазу искровой разряд, либо в локальные светящиеся области небольшого объема (*стримеры*).

Узкозазорная искровая камера состоит из набора близко расположенных одинаковых плоскопараллельных электродов, отделенных друг от друга промежутками около 1 см. Электроды соединены через один. Половина электродов заземлена, а на другую в момент прохождения частицы подается короткий высоковольтный импульс напряжения порядка 1 кВ/см. Цепь искр, проскакивающих между пластинами в момент подачи этого импульса, воспроизводит траекторию частицы с точностью до долей миллиметра. Временное разрешение порядка 10^{-6} с, полное время восстановления порядка 10^{-3} с.

В широкозазорных искровых камерах расстояние между электродами 3—50 см. Электрон-фотонные лавины, развивающиеся в результате прохождения первичной частицы, сливаются в узкий светящийся канал вдоль траектории частицы. В этом режиме могут регистрироваться треки под углами не более 50° к направлению электрического поля в камере. Для наблюдения треков под большими углами вплоть до 90° используется так называемый *стримерный режим. Стримерная камера* есть разновидность искровой камеры, на которую подается импульс 20 кВ/см с более коротким фронтом и длительностью 10 нс. В этой камере разряд, вызванный импульсом высокого напряжения, обрывается на ранней стадии. В результате треки заряженных частиц, прошедших через камеру, выглядят как цепочки отдельных (несливающихся) стримеров, длиной в несколько миллиметров каждый.

Трековые искровые камеры и стримерные камеры характеризуются высокой эффективностью к одновременной регистрации многих частиц (ливней частиц), а также малой пространственной и угловой погрешностью определения траектории (около 10^{-3} рад).

Кроме фотографирования в искровых камерах широко применяют безфильмовые методы регистрации с использованием ЭВМ. Координаты искр записываются в память ЭВМ, где сразу же подвергаются математической обработке.

ГЛАВА XIII

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

* *

§ 87. Терминология и определения

1. О *ядерных реакциях* уже неоднократно говорилось на протяжении нашего курса. Рассмотрим теперь относящиеся сюда вопросы более систематично, допуская повторения в тех немногих случаях, где это необходимо.

В самом широком смысле слова ядерной реакцией называется процесс, возникающий в результате взаимодействия нескольких (как правило двух) сложных атомных ядер или элементарных частиц. Под это определение подходит и упругое рассеяние частиц, например нуклона на нуклоне, т. е. такое рассеяние, при котором не образуются новые частицы и не происходит их возбуждения, а происходит лишь перераспределение энергии и импульса между ними. При неупругом рассеянии также не возникают новые частицы, но по крайней мере одна из них переходит в возбужденное состояние.

В настоящей главе рассматриваются ядерные реакции только в узком смысле. В таких реакциях среди исходных частиц обязательно имеется по крайней мере одно ядро. Оно сталкивается с другим ядром или элементарной частицей, в результате чего происходит ядерная реакция и образуются новые частицы.

Как правило, ядерные реакции идут под действием ядерных сил. Но могут быть и исключения из этого правила. Например, процесс расщепления ядра под действием γ-квантов высоких энергий или быстрых электронов есть ядерная реакция, но она происходит под действием электромагнитных, а не ядерных сил, так как ядерные силы на фотоны и электроны не действуют. Точно так же к ядерным реакциям в широком смысле относятся процессы, возникающие при столкновениях нейтрино с другими частицами, но они совершаются под действием слабых сил.

Ядерные реакции могут происходить в естественных условиях (например, в недрах звезд или в космических лучах). Но их изучение обычно производится в лабораторных условиях на экспериментальных установках, в которых заряженные частицы ускоряются с помощью ускорителей. В этих случаях более тяжелые частицы обычно покоятся и называются *частицами мишени*, а более легкие налетают на них в составе *ускоренного пучка*. В ускорителях на встречных пучках частицы движутся навстречу друг другу, так что их деление на частицы мишени и частицы

пучка теряет смысл. Кроме того, мишень не может состоять из нейтронов и большинства элементарных частиц, так как не существует способов приготовления таких мишеней.

2. Ускорением достигается сближение частиц (двух ядер, ядра и нуклона и т. д.) на расстояния порядка 10^{-13} см, на которых начинают действовать ядерные силы. Энергия налетающей положительной частицы должна быть порядка или больше высоты кулоновского потенциального барьера ядра (для однозарядной частицы и средних ядер порядка 10 МэВ, а для легких ядер меньше). В этих случаях ядерная реакция, как правило, и осуществляется за счет ускорения бомбардирующей частицы на ускорителе. Энергия частицы может быть и меньше высоты кулоновского барьера, как это было в классических опытах Кокрофта (1897—1967) и Уолтона (р. 1903), которые в 1932 г. впервые осуществили искусственное расщепление ядер лития путем бомбардировки их ускоренными протонами (см. (87.1)). Но в их опытах проникновение протона в ядро лития происходило путем туннельного перехода через кулоновский потенциальный барьер. Вероятность такого процесса, разумеется, очень мала. Для отрицательно заряженных и нейтральных частиц кулоновский барьер не существует и ядерные реакции могут протекать даже при тепловых энергиях налетающих частиц.

3. Наиболее универсальная и наглядная запись ядерных реакций заимствована из химии. Слева пишется сумма исходных частиц, затем ставится стрелка, а за ней сумма конечных продуктов реакции. Например, запись

$$ {}^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{7}_{3}\mathrm{L} \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{7}_{4}\mathrm{Be} \qquad (87.1) $$

означает ядерную реакцию, возникающую при бомбардировке изотопа лития ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$ протонами, в результате которой возникают нейтрон и изотоп бериллия ${}^{7}_{4}\mathrm{Be}$. Запись

$$ \gamma + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} $$

означает реакцию расщепления ядра ${}^{9}_{4}\mathrm{Be}$ на две α-частицы и нейтрон. Такой способ записи ядерных реакций уже неоднократно применялся нами, хотя и без его расшифровки.

Ядерные реакции в узком смысле часто записывают в более короткой символической форме: A(a, bcd...)B, где A — ядро мишени, a — бомбардирующая частица, bcd.. — испускаемые в ядерной реакции частицы, B — остаточное ядро (в скобках после запятой записывают более легкие продукты реакции, вне — более тяжелые). Например, реакция (87.1) может быть записана так: $^{7}\mathrm{L}(\mathrm{p}, \mathrm{n})^{7}\mathrm{Be}$. Запись $^{40}\mathrm{Ca}(\gamma, \mathrm{pn})^{38}\mathrm{K}$ означает выбивание из ядра $^{40}\mathrm{Ca}$ протона и нейтрона под действием γ-кванта, в результате чего образуется ядро калия $^{38}\mathrm{K}$. Часто применяют и еще более короткую запись, указывая только легкие частицы и не

указывая ядра, участвующие в реакции. Например, запись (p, n) означает выбивание нейтрона из какого-то ядра под действием протона.

Ядерная реакция часто может идти несколькими способами, например: ^{63}Cu(p, n)^{63}Zn; ^{63}Cu(p, 2n)^{62}Zn; ^{63}Cu(p, pn)^{62}Cu; ^{63}Cu(p, p)^{63}Cu; ^{63}Cu(p, p′)*^{63}Cu (неупругое рассеяние протонов). Совокупность сталкивающихся частиц в определенном квантовом состоянии (например, p и ядро ^{63}Cu) называется *входным каналом ядерной реакции*. Частицы, рождающиеся в результате ядерной реакции в определенных квантовых состояниях (например, p, n и ядро ^{62}Cu с определенными орбитальными моментами и проекциями спинов на выделенное направление) образуют *выходной канал ядерной реакции*.

4. Количественное описание ядерных реакций с квантовомеханической точки зрения может быть только *статистическим*, т. е. таким, в котором принципиально можно говорить лишь о вероятностях различных процессов, характеризующих ядерную реакцию. Например, реакция $a + A \to b + B$ в начальном и конечном состояниях которой имеются по две частицы, в этом смысле полностью характеризуется *дифференциальным эффективным сечением* рассеяния $d\sigma/d\Omega$ внутрь телесного угла $d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi$, где ϑ и φ — полярный и азимутальный углы вылета одной из частиц (обычно легкой), причем угол ϑ отсчитывается от направления движения налетающей частицы. Зависимость дифференциального эффективного сечения от углов ϑ и φ называется *угловым распределением частиц*, образующихся в реакции. *Интегральным* или *полным сечением*, которым характеризуется интенсивность реакции, называется дифференциальное эффективное сечение, проинтегрированное по всем значениям углов ϑ и φ:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega. \qquad (87.2)$$

Если налетающая частица и частицы мишени не имеют спинов или ориентированы хаотически, то все процессы аксиально-симметричны относительно направления движения частицы. В частности, в этом случае $d\sigma/d\Omega$ зависит только от полярного угла ϑ и можно написать $d\Omega = 2\pi \sin\vartheta\, d\vartheta$. Подавляющее большинство экспериментальных исследований выполняется в *лабораторной системе координат* (ЛС), т. е. системе, в которой мишень покоится. В теоретических исследованиях удобнее *система центра масс* (СЦМ), или *система центра инерции* (СЦИ), в которой суммарный импульс сталкивающихся частиц равен нулю. Результаты, полученные в СЦМ, можно пересчитать в ЛС, на чем мы останавливаться не будем. В ядерных реакциях в узком смысле слова масса налетающей частицы обычно много меньше массы ядра. В этом случае при нерелятивистских движениях центр масс практически совпадает с центром тяжелой частицы, так что

обе системы координат фактически совпадают. Но при сверхвысоких скоростях налетающей частицы (почти совпадающих со скоростью света), когда ее кинетическая энергия значительно превосходит сумму энергий покоя обеих сталкивающихся частиц, системы ЛС и СЦМ уже сильно отличаются одна от другой.

При более детальной количественной характеристике ядерной реакции, идущей по нескольким каналам, вводят дифференциальные и интегральные сечения для отдельных каналов реакций. Для множественных процессов важное значение имеют так называемые *инклюзивные сечения*, определяющие вероятность появления в данном столкновении какой-либо определенной частицы или группы частиц.

5. Допустим теперь, что спины частиц, участвующих в реакции, не равны нулю. Если они как-то упорядочены, то частицы называются *поляризованными*. Так, поляризация света связана с ориентацией спинов фотонов. Частица с ненулевой массой покоя и спином I имеет $2I+1$ квантовых состояний, отвечающих различным значениям проекции спина на некоторое направление. Состояние частицы представляет собой суперпозицию этих состояний. Если коэффициенты суперпозиции полностью определены (*чистое состояние*), то говорят, что *частица полностью поляризована*. Если же они определены не полностью, а заданы некоторыми статистическими характеристиками (*смешанное состояние*), то говорят о *частичной поляризации*. В этом случае для характеристики состояния поляризации вводят *вектор поляризации*, модуль которого называется просто *поляризацией* и измеряется в процентах. Сам вектор поляризации равен среднему значению спина, деленному на максимальное значение его проекции. Если вектор поляризации не параллелен импульсу налетающей частицы, то угловое распределение частиц после реакции может оказаться не аксиально-симметричным, т. е. может зависеть от азимутального угла φ. Но и при отражении или рассеянии неполяризованного пучка частиц на неполяризованной мишени может возникнуть поляризация. Это явление, напоминающее поляризацию, возникающую при отражении естественного света от изотропных диэлектриков, используется для получения поляризованных частиц. Оказывается, что вектор поляризации частиц перпендикулярен к плоскости рассеяния.

6. Наглядно эффективное сечение можно рассматривать как *эффективную площадь мишени*, попадая в которую частица вызывает требуемую реакцию. Но из-за волновых и квантовых свойств частиц такое толкование имеет ограниченную область применимости. В частности, для квантовой частицы существует ненулевая вероятность пройти без отклонения в сторону через область, в которой на нее действуют силы. Тогда действительное полное эффективное сечение окажется меньше поперечного сечения области, в которой происходит взаимодействие. В этом

случае по аналогии с оптикой ядро-мишень называют *частично прозрачным* или *серым*.

Из-за волновых свойств частиц невозможно и чисто неупругое рассеяние, при котором рассеивающее тело только поглощает все падающие на него частицы. В противном случае за телом появилась бы резкая тень, что невозможно. Тень обязательно размоется из-за дифракции. А это означает, что появятся частицы, отклонившиеся в сторону, т. е. поглощение будет сопровождаться еще упругим рассеянием. Это рассеяние ввиду своего происхождения называется *дифракционным*.

Сечения ядерных реакций σ зависят от энергии $\mathscr{E}$ вылетающей частицы, типа ядерной реакции, углов вылетов и ориентации спинов частиц — продуктов реакции. Величина σ колеблется в пределах 10^{-27}—10^{-21} см^2. Если длина волны де Бройля $\lambda\!\!\!^{-}$ налетающей частицы мала по сравнению с радиусом ядра R, то применимы методы геометрической оптики. В этом случае (для нерезонансных реакций и непрозрачных ядер) эффективное сечение реакции определяется геометрическим поперечным сечением ядра: $\sigma \approx \pi R^2$. На это соотношение, разумеется, нельзя смотреть как на точное. Действительно, сечение σ есть точная, статистически определенная величина, тогда как в определении радиуса ядра R содержится известный элемент неопределенности и условности. Это, в частности, проявляется в том, что с изменением скорости налетающей частицы меняется и эффективное сечение реакции. При малых скоростях, когда $\lambda\!\!\!^{-} \gg R$, методы геометрической оптики уже неприменимы. Величиной, определяющей сечение реакции, становится главным образом $\lambda\!\!\!^{-}$, а не R (см. § 88). Ведь обе величины R и $\lambda\!\!\!^{-}$, как имеющие размерность длины, входят в формулы, определяющие эффективное сечение реакции.

Для суждения о том, какая из этих двух величин является определяющей в том или ином конкретном случае, представляет интерес определить энергию $\mathscr{E}$ бомбардирующего нуклона, при которой $R = \lambda\!\!\!^{-}$. Для этого замечаем, что $\mathscr{E} = p^2/2m$, где m — масса нуклона, $p = \hbar/\lambda\!\!\!^{-}$, так что при условии $\lambda\!\!\!^{-} = R$ получим

$$p = \hbar/R, \quad \mathscr{E} = \hbar^2/2mR^2.$$

Воспользуемся теперь формулой (65.1). Тогда

$$\mathscr{E} = \frac{\hbar^2}{2mr_0^2A^{2/3}} = \frac{(\hbar c)^2}{2\pi mc^2 r_0^2 A^{2/3}}$$

или после подстановки числового значения r_0 из формулы (65.2)

$$\mathscr{E} \approx 10/A^{2/3} \text{ МэВ}. \qquad (87.3)$$

7. В реальных физических опытах далеко не всегда удается непосредственно измерить само дифференциальное или интегральное эффективное сечение реакции. Непосредственно измеряемой

величиной является *выход реакции*. Выходом ядерной реакции W называется доля частиц пучка, испытавших ядерное взаимодействие с частицами мишени. Если S — площадь поперечного сечения пучка, а I — плотность его потока, то на такую же площадь мишени ежесекундно падает $N = IS$ частиц. Из них в одну секунду в среднем реагирует $\Delta N = ISn\sigma$ частиц, где σ — эффективное сечение реакции частиц пучка, а n — концентрация ядер в мишени. Таким образом,

$$W = \frac{\Delta N}{N} = \sigma n. \tag{87.4}$$

§ 88. Законы сохранения в ядерных реакциях

1. При рассмотрении ядерных реакций, как и других процессов, обсуждающихся в ядерной физике, используются следующие точные законы сохранения:

1) *закон сохранения энергии*;
2) *закон сохранения импульса*;
3) *закон сохранения момента импульса*;
4) *закон сохранения электрического заряда*;
5) *закон сохранения барионного заряда*;
6) *закон сохранения лептонных зарядов*.

Кроме того, используются и другие законы сохранения, а именно:

7) при пренебрежении слабым взаимодействием — *закон сохранения четности волновой функции*;

8) при пренебрежении электромагнитным взаимодействием — *закон сохранения изотопического спина*. Здесь этот закон рассматриваться не будет.

В физике элементарных частиц к перечисленным законам сохранения добавляются некоторые другие законы (см. § 109). Но здесь, в ядерной физике, мы рассматривать их не будем.

Законы сохранения позволяют предсказать, какие из мысленно возможных реакций могут действительно осуществляться, а какие невозможны или, как говорят, «запрещены» в силу невыполнения одного или нескольких законов сохранения. В этом отношении применительно к ядерным реакциям законы сохранения играют особо важную роль.

2. Начнем с законов сохранения энергии и импульса. Для процесса столкновения двух частиц эти законы в релятивистской форме можно записать так:

$$\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}_{2\,\text{рел}} = \mathscr{E}'_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{рел}}, \tag{88.1}$$

$$\boldsymbol{p}_{1\,\text{рел}} + \boldsymbol{p}_{2\,\text{рел}} = \boldsymbol{p}'_{1\,\text{рел}} + \boldsymbol{p}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \boldsymbol{p}'_{n\,\text{рел}}, \tag{88.2}$$

где величины без штриха обозначают релятивистские энергии и импульсы частиц до столкновения, а штрихованными буквами обозначены те же величины для частиц, образовавшихся в ре-

зультате столкновения. Разумеется, соотношения (88.1) и (88.2) написаны в любой инерциальной системе отсчета. В частности, в лабораторной системе отсчета, когда частица 2 до столкновения неподвижна, $p_{2\,\text{рел}} \equiv p_{2\,\text{нерел}} = 0$, а в системе центра масс $p_{1\,\text{рел}} + p_{2\,\text{рел}} = 0$.

В экспериментальных исследованиях под энергией частицы всегда понимают ее кинетическую энергию $\mathscr{E} \equiv \mathscr{E}_{\text{кин}} = \mathscr{E}_{\text{рел}} - mc^2$, где m — масса покоя частицы. Для безмассовых частиц $\mathscr{E}_{\text{кин}}$ и $\mathscr{E}_{\text{рел}}$ тождественно совпадают. В этом случае нерелятивистского приближения не существует. Вычитая из (88.1) соответствующие энергии покоя, получим

$$\mathscr{E}_1 + \mathscr{E}_2 = \mathscr{E}'_1 + \mathscr{E}'_2 + \ldots + \mathscr{E}'_n + Q, \tag{88.3}$$

где

$$Q = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n)\,c^2 - (m_1 + m_2)\,c^2. \tag{88.4}$$

Величина Q представляет собой энергию, выделяющуюся в результате реакции. Ее, как и в химии, часто включают в уравнение самой реакции. Например, реакция A(a, b)B в более полной форме записывается так:

$$\mathrm{a} + \mathrm{A} \to \mathrm{b} + \mathrm{B} + \mathrm{Q}. \tag{88.5}$$

Это равенство означает, что если покоящиеся частицы a и A вступают в реакцию друг с другом, то частицы b и B получаются не в состоянии покоя, а в состоянии, в котором их суммарная кинетическая энергия равна Q. В химии величина Q называется *теплотой реакции*. В ядерной физике ее принято называть *энергией реакции*.

Реакция называется *экзотермической*, если $Q > 0$, т. е. если она идет с выделением энергии. При этом в соответствии с (88.4) под энергией всегда понимается кинетическая энергия. Примером экзотермической реакции может служить реакция (в СЦМ)

$$\mathrm{p} + {}^7\mathrm{Li} \to \alpha + \alpha + 17\ \text{МэВ},$$

впервые полученная искусственно Кокрофтом и Уолтоном. Если же $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется *эндотермической*. Очевидно, всякая реакция, обратная экзотермической, будет эндотермической. Так, эндотермична реакция

$$\alpha + \alpha \to \mathrm{p} + {}^7\mathrm{Li} - 17\ \text{МэВ}.$$

Если не вводить отрицательных энергий, а воспользоваться обозначением $Q_{\text{энд}} = -Q$, то равенство (88.5) можно переписать так:

$$\mathrm{a} + \mathrm{A} + Q_{\text{энд}} \to \mathrm{b} + \mathrm{B}, \tag{88.6}$$

где величина $Q_{\text{энд}}$ уже положительна. Это равенство означает, что для возможности реакции между частицами a и A им необходимо сообщить суммарную кинетическую энергию $Q_{\text{энд}}$, чтобы конечные продукты реакции b и B получились в состоянии покоя.

Положительную величину $Q_{\text{энд}}$ условимся называть *энергией эндотермической реакции.*

Экзотермическая реакция может идти при сколь угодно малой энергии сталкивающихся частиц. Напротив, эндотермическая реакция может идти только тогда, когда энергия сталкивающихся частиц превосходит некоторое минимальное значение. Это минимальное значение энергии, начиная с которого эндотермическая реакция может идти, называется *порогом реакции.* Существенно заметить, что порог реакции измеряется всегда в лабораторной системе координат, в которой частица-мишень покоится. Что касается величины $Q_{\text{энд}}$, то она связана только с относительным движением реагирующих частиц. Кинетическая энергия, связанная с движением центра масс системы частиц, сохраняется и в реакции не участвует. Напротив, она оказывает существенное влияние на величину $\mathscr{E}_{\text{пор}}$. Поэтому порог реакции $\mathscr{E}_{\text{пор}}$ вообще говоря, не совпадает с энергией эндотермической реакции Q.

Возьмем, например, две одинаковые частицы, движущиеся навстречу друг другу с одинаковыми, но противоположно направленными скоростями. В этом случае центр масс системы находится в покое. Он останется в покое и после столкновения. Пусть в результате столкновения частицы сливаются в одну частицу (неупругое столкновение). Она будет находиться в состоянии покоя. На образование этой частицы затрачивается энергия, равная сумме кинетических энергий сталкивающихся частиц. Предположим, что это — минимальная энергия, при которой слияние частиц возможно. Тогда реакция будет эндотермической и будет иметь порог. Пусть теперь одна частица покоится, а другая на нее налетает с той же относительной скоростью. Тогда реакция и энергия эндотермической реакции останутся прежними, но не вся начальная кинетическая энергия пойдет на превращение. Останется еще кинетическая энергия движения центра масс. Таким образом, порог реакции больше энергии эндотермической реакции.

3. Найдем связь между порогом и энергией эндотермической реакции в общем случае, когда сталкивающиеся частицы, а также частицы, образующиеся в результате реакции, движутся с релятивистскими скоростями. Будем предполагать, что в лабораторной системе неподвижна частица 2 (мишень), а частица 1 движется с произвольной скоростью. Тогда $\boldsymbol{p}_{2\,\text{рел}} = 0$, $\boldsymbol{p}_{1\,\text{рел}} \neq 0$. В этой системе координат законы сохранения энергии и импульса запишутся так:

$$\boldsymbol{p}_{1\,\text{рел}} = \boldsymbol{p}'_{1\,\text{рел}} + \boldsymbol{p}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \boldsymbol{p}'_{n\,\text{рел}},$$

$$\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + m_2c^2 = \mathscr{E}'_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{рел}}.$$

Воспользуемся теперь тем обстоятельством, что в любой системе частиц с энергией $\mathscr{E}_{\text{рел}}$ и импульсом $\boldsymbol{p}_{\text{рел}}$ величина $\mathscr{E}^2_{\text{рел}} - (\boldsymbol{p}_{\text{рел}}c)^2$

инвариантна относительно выбора системы координат. Применим этот результат к нашей системе частиц. До столкновения возьмем указанный инвариант в лабораторной системе, а после столкновения — в системе центра масс. Так как в системе центра масс импульс равен нулю, то таким путем получим

$$(\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + m_2c^2)^2 - \boldsymbol{p}^2_{1\,\text{рел}}c^2 = (\mathscr{E}'_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{рел}})^2.$$

Напомним, что здесь $\mathscr{E}'_{1\,\text{рел}}$, $\mathscr{E}'_{2\,\text{рел}}$, ... представляют полные (релятивистские) энергии образовавшихся частиц в системе центра масс. В общем случае частицы движутся относительно друг друга. Если же относительного движения частиц не возникает, то $\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}$ будет минимальной релятивистской энергией частицы 1, при которой может начаться рассматриваемая реакция. Иными словами, $\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}$ и будет порогом реакции, если в порог включить и энергию покоя частицы 1. Таким образом, значение порога найдется из предыдущего уравнения, если потребовать, чтобы в нем все величины $\mathscr{E}'_{1\,\text{рел}}$, $\mathscr{E}'_{2\,\text{рел}}$, ... не содержали кинетических энергий, а являлись только энергиями покоя частиц, получающихся в результате реакции. Это дает

$$(\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + m_2c^2)^2 - \boldsymbol{p}^2_{1\,\text{рел}}c^2 = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n)^2c^4,$$

или, ввиду соотношения $\mathscr{E}^2_{1\,\text{рел}} - \boldsymbol{p}^2_{1\,\text{рел}}c^2 = \text{Inv} = (m_1c^2)^2$,

$$2\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}m_2 + (m_1^2 + m_2^2)\,c^2 = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n)^2c^2.$$

Исключим теперь из величины $\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}$ энергию покоя налетающей частицы m_1c^2. Тогда останется только кинетическая энергия этой частицы, которая и представляет собой пороговую энергию в обычном смысле этого слова: $\mathscr{E}_{\text{пор}} \equiv \mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_{1\,\text{рел}} - m_1c^2$. В результате простых преобразований получим

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = \frac{(m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n + m_1 + m_2)\,(m'_1 + m'_2 + \ldots - m_1 - m_2)\,c^2}{2m_2}. \tag{88.7}$$

Но

$$Q_{\text{энд}} = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n - m_1 - m_2)\,c^2, \tag{88.8}$$

так что

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}\left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q_{\text{энд}}}{2m_2c^2}\right) \quad \text{(релятив.)}. \tag{88.9}$$

4. Эта формула упрощается в нерелятивистском приближении, когда $Q_{\text{энд}} \ll m_2c^2$. А в химии, хотя формула (88.8) и остается справедливой, проверить ее не удается из-за недостаточной точности измерения масс. В ядерной физике такая проверка не составляет особых затруднений, но все же в случае обычных ядер-

ных реакций энергия $Q_{\text{энд}}$ мала по сравнению с энергией покоя мишени. Этим как раз и характеризуется нерелятивистский случай. Тогда квадратичным по $Q_{\text{энд}}$ членом в (88.9) можно пренебречь и получить

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) \quad \text{(нерелятив.)}. \tag{88.10}$$

Разумеется, это приближение проще получить непосредственно из нерелятивистской механики, что и рекомендуется сделать читателю. Когда $m_1 \ll m_2$, то в нерелятивистском случае $\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}$. Это и понятно, так как в этом случае можно считать, что центр масс все время совпадает с центром второй частицы, т. е. остается неподвижным.

В ядерной физике обычно можно ограничиться нерелятивистской формулой (88.10). Но в процессах с участием ультрарелятивистских частиц, как правило, надо применять релятивистские формулы (88.7) и (88.9). Например, в случае расщепления атомного ядра под действием γ-кванта высокой энергии формула (88.9) переходит в

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}(1 + Q_{\text{энд}}/2m_2c^2).$$

5. Рассмотрим теперь несколько примеров на применение релятивистских формул (88.7)—(88.9).

Пример 1. Рождение пары нуклон — антинуклон (например, нейтрон — антинейтрон) при столкновении двух протонов:

$$\text{p} + \text{p} \to \text{p} + \text{p} + \text{n} + \bar{\text{n}}. \tag{88.11}$$

В этом случае массы покоя всех частиц одинаковы (938 МэВ, если пренебречь различием масс протона и нейтрона) и формулы (88.7) и (88.8) дают

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = \frac{6m_{\text{p}} \cdot 2m_{\text{p}}}{2m_{\text{p}}} c^2 = 6m_{\text{p}}c^2 = 5{,}63 \text{ ГэВ},$$

$$Q_{\text{энд}} = 2m_{\text{p}}c^2 = 1{,}88 \text{ ГэВ}.$$

Таким образом, порог этой эндотермической реакции в три раза превышает энергию $Q_{\text{энд}}$.

Пример 2. Пусть теперь в результате столкновения двух протонов рождается N нуклон-антинуклонных пар. Тогда

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = 2(N+2)Nm_{\text{p}}c^2, \quad Q_{\text{энд}} = 2Nm_{\text{p}}c^2 = \mathscr{E}_{\text{пор}}/(N+2).$$

Если, например, $N = 3$, то $\mathscr{E}_{\text{пор}} = 5Q_{\text{энд}}$, так что только одна пятая пороговой энергии участвует в реакции. Остальные четыре пятых уносятся с движением центра масс частиц.

Пример 3. Рождение пары электрон — позитрон. Два γ-кванта одинаковой энергии распространяются навстречу друг

другу и взаимодействуют, в результате чего образуется пара электрон — позитрон:

$$\gamma + \gamma \to e^- + e^+. \qquad (88.12)$$

В этом случае $m_1 = m_2 = 0$. Формулами (88.7) и (88.9) пользоваться нельзя, так как они предполагают, что частица 2 перед столкновением покоится, что для γ-кванта невозможно. Но формулой (88.8), конечно, пользоваться можно. Полагая в ней $m_1' = m_2' = m_e$, получим $Q_{\text{энд}} = 2m_e c^2$, что очевидно и без вычислений. Величина $Q_{\text{энд}}$ в рассматриваемом случае одновременно является и порогом реакции, если, конечно, порог определять в системе центра масс.

Пример 4. Фоторождение пиона на протоне:

$$\gamma + p \to n + \pi^+. \qquad (88.13)$$

В этом случае

$$m_1 = 0; \quad m_2 = m_1' = m_p = 938 \text{ МэВ};$$

$$m_2' = m_\pi = 140 \text{ МэВ} = 0{,}149 m_p;$$

$$\mathcal{E}_{\text{пор}} = \frac{(m_p + m_\pi + m_p)(m_p + m_\pi - m_p)c^2}{2m_p} = 0{,}160 m_p c^2 =$$

$$= 150 \text{ МэВ} = 1{,}07 m_\pi c^2; \quad Q_{\text{энд}} = m_\pi c^2 = 140 \text{ МэВ}.$$

6. В ядерных реакциях действует закон сохранения электрического заряда, согласно которому алгебраическая сумма электрических зарядов частиц до реакции равна алгебраической сумме электрических зарядов частиц после реакции. Примером могут служить реакции (88.11)—(88.13). Наряду с этим законом в ядерной физике действует закон сохранения барионного заряда, аналогичный закону сохранения лептонного заряда (см. § 74, пункт 10). В ядерных реакциях в узком смысле при низких энергиях содержание этого закона сводится к тому, что суммарное число нуклонов не меняется в результате реакции. Но этот закон в расширенном смысле остается справедливым и при высоких энергиях, когда происходят превращения элементарных частиц (рождение античастиц). Хотя этот вопрос и выходит за рамки ядерной физики в узком смысле и рассматривается в физике элементарных частиц, мы считаем необходимым коротко остановиться на нем.

Под *барионами* понимают группу «тяжелых» элементарных частиц с полуцелым спином и массой не меньше массы протона. К ним относятся протон и нейтрон, гипероны, часть резонансов и «очарованных» частиц и, возможно, некоторые другие частицы. Как и у большинства элементарных частиц, у барионов существуют античастицы, называемые *антибарионами*. Они отличаются от барионов знаком некоторых характеристик (например, знаком электрического заряда и магнитного момента). Единствен-

ным стабильным барионом является протон (а антибарионом — антипротон). Остальные барионы *нестабильны* и путем последовательных распадов превращаются в протон и легкие частицы (например, в свободном состоянии нейтрон — нестабильная частица, но он становится стабильным в связанном состоянии — внутри стабильных ядер). Барионы участвуют во всех известных фундаментальных взаимодействиях: сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном.

Во всех наблюдавшихся процессах разность между числами барионов и антибарионов оставалась постоянной. Этому результату можно придать форму закона сохранения, напоминающего закон сохранения электрического заряда. Для этого условились каждой частице приписывать определенный *барионный заряд*. Его условились считать равным $+1$ для бариона, -1 для антибариона и нулю для всех остальных частиц. Тогда сформулированный выше результат принимает форму закона сохранения барионного заряда, согласно которому суммарный барионный заряд системы частиц при всех процессах, совершающихся в ней, остается постоянным. Одно из проявлений этого закона состоит в том, что рождение всякого антибариона обязательно должно сопровождаться рождением дополнительного бариона.

До 70-х годов считалось, что закон сохранения барионного заряда строго выполняется для всех типов фундаментальных взаимодействий. Однако в связи с созданием различных моделей единой теории поля (так называемого «великого объединения» слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий) строгая справедливость этого закона поставлена под сомнение. В частности, допускается возможность распада протона, например, по каналу

$$p \to e^+ + \pi^0$$

со временем жизни τ в различных моделях от 10^{30} до 10^{32} лет, что примерно в 10^{20}—10^{22} раз превосходит возраст наблюдаемой части Вселенной (согласно экспериментальным данным $\tau > > 10^{32}$ лет). Это предсказание требует еще экспериментальной проверки, трудность которой состоит в исключительно большом значении ожидаемого времени жизни протона.

7. Отметим теперь существенное обстоятельство, связанное с законом сохранения и квантованием момента импульса при низких энергиях сталкивающихся частиц. Орбитальный момент относительного количества движения двух сталкивающихся частиц может принимать только целочисленные значения $l = 0, 1, 2, \ldots$ (в единицах $\hbar$). Это обстоятельство в связи с ограниченным радиусом действия ядерных сил приводит к заключению, что реакция между частицами возможна практически только при небольших значениях l. Оценку максимального значения числа l строго можно получить на основе последовательной квантовой

механики. Не имея возможности сделать это, воспользуемся полуклассическими представлениями в духе теории Бора, а затем дополним их качественными соображениями квантовой механики.

Момент импульса частицы с импульсом p, налетающей на неподвижное ядро, равен pb, где b — прицельное расстояние (рис. 157). По классическим представлениям реакция может произойти только в тех случаях, когда b меньше радиуса действия ядерных сил: $b \leqslant R$, где R — радиус ядра, а потому $bp \leqslant Rp$ или $\hbar l \leqslant Rp$. Отсюда, вводя длину волны де Бройля, получаем

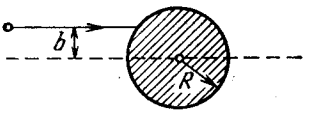


Рис. 157

$$l \leqslant 2\pi R/\lambda \approx R/\lambda\!\!\!^{-}. \qquad (88.14)$$

Это и есть искомое ограничение. Оно существенно при больших значениях λ, т. е. при низких энергиях налетающей частицы.

С учетом волновых свойств частицы реакция в принципе возможна при любых значениях l, но вероятность реакции резко падает, если соотношение (88.14) не выполняется. Если полное сечение реакции представить в виде суммы $\sigma = \sum \sigma_l$, где σ_l — *парциальное сечение реакции*, т. е. сечение реакции, идущей при определенном значении l, то оказывается, что в случае электрически нейтральной частицы $\sigma_l \sim (2l+1)p^{4l} \sim (2l+1)\mathscr{E}^{2l}$, т. е. при уменьшении энергии частицы $\mathscr{E}$ сечение σ_l убывает тем быстрее, чем больше l. Для электрически заряженных частиц это убывание происходит еще быстрее. В этих случаях в СЦМ (но не в ЛС) угловое распределение вылетающих частиц сферически-симметрично, т. е. частицы разлетаются по всем направлениям с одинаковой вероятностью.

8. О лептонных зарядах и законах их сохранения уже говорилось (§ 74, пункт 10). О четности состояния и законе сохранения четности было сказано в § 69. Напомним здесь, что закон сохранения четности выполняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушается в слабых. Для ядерной реакции $a + A \to b + B$ закон сохранения четности требует выполнения равенства

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}}, \qquad (88.15)$$

где P_a, P_A, P_b, P_B — внутренние четности взаимодействующих и образующихся частиц и ядер, а l_aA, l_bB — орбитальные угловые моменты частиц a и b в относительном движении около ядер A и B.

При упругом рассеянии состояния ядра и бомбардирующей его частицы не изменяются. У них может произойти только переориентация спинов, при которой четность сохраняется. Но тогда из (88.15) следует, что $(-1)^{l_{aA}} = (-1)^{l_{bB}}$, т. е. l может изменяться только на четное число (в пределах, допускаемых законом сохранения момента импульса).

§ 89. Составное ядро

1. Многие ядерные реакции при невысоких энергиях проходят через стадию образования так называемого *составного*, или *промежуточного*, *ядра*. Представление о составном ядре было введено в физику в 1936 г. Нильсом Бором. Он руководствовался следующими соображениями. Частица, проникшая внутрь ядра, как правило, сильно взаимодействует с его нуклонами — настолько сильно, что ее энергия взаимодействия с отдельным нуклоном обычно того же порядка, что и кинетическая энергия самой частицы. Поэтому весьма вероятен захват частицы ядром. Частица застревает в ядре, причем из-за взаимодействия с нуклонами ядра ее энергия уменьшается настолько, что она длительное время не может покинуть ядро. Более того, частица, попавшая в ядро, вообще теряет свою индивидуальность и действует как система новых нуклонов, присоединившихся к прежним нуклонам ядра. Из-за множества столкновений между нуклонами в поведении новых и прежних нуклонов принципиально пропадает всякое различие. С другой стороны, если первоначальная энергия влетевшей частицы не слишком велика, в системе не окажется нуклонов столь большой энергии, чтобы один или несколько из них немедленно покинули ядро. Задерживаясь в ядре на некоторое время, нуклоны образуют систему частиц, которую в течение этого времени можно рассматривать как связанную. Эта система и есть составное, или промежуточное, ядро.

Составное ядро возникает в возбужденном состоянии и стремится потерять энергию возбуждения за счет какого-либо возможного для него процесса. В принципе оно не отличается от радиоактивного ядра. Один из возможных механизмов радиоактивного превращения состоит в том, что энергия захваченной частицы, беспорядочно распределившаяся между нуклонами составного ядра, в результате флуктуационных процессов вновь сконцентрируется на одной из частиц. Тогда такая частица и вылетит из ядра. Не обязательно, чтобы это была та же частица, которая влетела в ядро. Она может быть и другой: протон, нейтрон, α-частица и пр. Возможны несколько каналов радиоактивного распада составного ядра.

2. Необходимо особо подчеркнуть, что говорить о возбужденном составном ядре имеет смысл только тогда, когда оно существует достаточно долго. «Достаточно долго», конечно, надо понимать не в макроскопическом, а в ядерном масштабе. Например, чтобы нейтрон со скоростью 10^9 см/с пролетел через ядро, не испытав столкновений, для него требуется время порядка $10^{-13} : 10^9 \approx 10^{-22}$ с. Это и есть «ядерное время», которым надо пользоваться для суждения о длительности процессов, происходящих в атомном ядре. Если составное ядро живет в возбужденном состоянии 10^{-14} с, то в ядерном масштабе это время должно

считаться «очень большим». Из-за короткодействующего характера ядерных сил за это время влетевший нейтрон успеет претерпеть в ядре более $10^{-14} : 10^{-22} \approx 10^8$ столкновений, чего с избытком достаточно, чтобы его движение в ядре приобрело запутанный характер, совершенно не зависящий от того, с какой скоростью и в каком направлении нейтрон влетел в исходное ядро. Таким образом, возникает система нуклонов, поведение которой совершенно не зависит от истории ее образования. В ядерном масштабе времени такая система ведет себя так, как если бы она существовала бесконечно долго. А это и есть необходимое условие того, чтобы такую систему можно было рассматривать как составное ядро.

Наряду с описанным процессом образования и распада составного ядра возможен и конкурирующий процесс. Это процесс *радиационного захвата*. В этом процессе ядро переходит в возбужденное состояние также в результате захвата какой-то частицы. Но в основное состояние оно возвращается путем испускания γ-кванта. Последний процесс происходит под действием уже электромагнитных сил, т. е. в ядерном масштабе по-прежнему достаточно «медленно». Поэтому и при радиационном захвате может также образоваться составное ядро.

Заслуживает внимания тот парадоксальный с точки зрения классической физики факт, что силы кулоновского отталкивания между протонами и другими положительно заряженными частицами ядра (например, между α-частицами) не способствуют, а препятствуют выходу этих частиц из ядра. Об этом факте уже говорилось (§ 73, пункт 12) в связи с влиянием центробежного барьера на α-распад. Объяснение его состоит в том, что силам отталкивания соответствует положительная энергия. Она увеличивает высоту, а с ней и ширину кулоновского потенциального барьера. Выход же протона и всякой положительно заряженной частицы из ядра есть *подбарьерный процесс*. Он тем менее вероятен, чем выше и шире потенциальный барьер. Особенно существенно это обстоятельство проявляется в случае средних и тяжелых ядер.

3. Таким образом, процесс столкновения частицы a с ядром A разбивается на два этапа. На первом этапе частица a сближается с ядром A. Завершением этапа является образование составного ядра C* в возбужденном состоянии. Схематически этот процесс можно изобразить так:

$$a + A \to C^*. \tag{89.1}$$

На втором этапе происходит распад составного ядра по схеме

$$C^* \to b + B. \tag{89.2}$$

Ядерная реакция в целом изображается схемой

$$a + A \to C^* \to b + B. \tag{89.3}$$

Эффективное сечение σ_{ab} реакции (89.3) найдется, если эффективное сечение σ_{C^*} образования составного ядра умножить на вероятность W_b распада этого ядра по каналу b:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{C^*} W_b. \tag{89.4}$$

Если то же составное ядро распадается по другому каналу b' с вероятностью $W_{b'}$, то $\sigma_{ab'} = \sigma_{C^*} W_{b'}$. Исключение σ_{C^*} дает

$$\sigma_{ab}/\sigma_{ab'} = W_b/W_{b'}. \tag{89.5}$$

Пусть теперь такое же составное ядро C* с той же энергией возбуждения образуется в результате столкновения других частиц m и M: $m + M \to C^*$. Ввиду тождественности этого ядра с прежним оно будет распадаться по тем же каналам с образованием тех же частиц b и b′ и с прежними вероятностями W_b и $W_{b'}$, а потому $\sigma_{mb}/\sigma_{mb'} = W_b/W_{b'}$. Таким образом,

$$\sigma_{ab}/\sigma_{ab'} = \sigma_{mb}/\sigma_{mb'}. \tag{89.6}$$

Выполнение такого соотношения является подтверждением того, что обе реакции, рассмотренные выше, идут с образованием составного ядра. Если же соотношение (89.6) не выполняется, то схема с образованием составного ядра либо не выполняется, либо составное ядро еще не совсем успело сформироваться.

4. Другой характерной особенностью ядерных реакций, идущих через составное ядро, при выполнении определенных условий является *симметрия в системе центра масс* углового распределения разлетающихся частиц, которые образуются при распаде составного ядра. Предположим, что результирующий спин составного ядра равен нулю. Тогда частицы, образующиеся при распаде составного ядра, в системе центра масс будут с одинаковой вероятностью разлетаться вперед и назад. (Направление «вперед» задается скоростью налетающей частицы.) Про такое угловое распределение говорят, что оно обладает *симметрией «вперед-назад»*. Для обоснования высказанного утверждения заметим, что первоначальная система из-за наличия импульсов и угловых моментов у налетающей частицы и исходного ядра симметрией «вперед-назад» не обладает. Но такая симметрия появится в процессе формирования составного ядра. В самом деле, в системе центра масс результирующий импульс исходной системы равен нулю. При формировании составного ядра не только сохранится равенство нулю полного импульса, но и произойдет хаотическое распределение импульсов отдельных нуклонов по направлениям в пространстве. То же самое относится и к их спинам, так как по предположению спин составного ядра равен нулю. Остается только орбитальный момент импульса частиц. Но в системе центра масс он перпендикулярен к импульсу налетающей частицы. При формировании составного ядра он, ко-

нечно, сохранится, но хаотически перераспределится между нуклонами составного ядра. Получится составное ядро, обладающее симметрией «вперед-назад». Естественно, что такая симметрия сохранится и при распаде составного ядра.

§ 90. Ядерные реакции, идущие через составное ядро

1. Энергетический спектр составного ядра — непрерывный. Действительно, пусть составное ядро образуется от слияния частицы a и другого ядра A. В начальном состоянии частица a и исходное ядро A бесконечно далеко удалены друг от друга. Движение такой системы двух частиц *инфинитно*, а потому ее полная энергия положительна и не должна квантоваться. Следовательно, она не будет квантоваться и после того, как частица проникнет в ядро, так как энергия сохраняется. Таким образом, энергия возбуждения составного ядра, вообще говоря, превышает энергию, которую необходимо затратить для удаления из ядра хотя бы одной частицы типа a.

Но если вероятность распада составного ядра достаточно мала, то имеет смысл говорить о почти стационарных, или *квазистационарных, состояниях* его, в которых оно длительное время совершает движение в ограниченной области пространства. Такое движение в течение ограниченного времени приближенно можно рассматривать как финитное. Время τ, в течение которого это движение допустимо, называется *временем жизни составного ядра*. Вероятность распада W ядра в единицу времени связана с τ соотношением $W = 1/\tau$. Для таких составных ядер приближенно можно говорить о *квазистационарных состояниях* и соответствующих им *квазистационарных уровнях энергии*. Но каждый квазистационарный уровень характеризуется не только энергией, но и определенной шириной Γ, которая может быть определена с помощью соотношения неопределенностей

$$\Gamma = \hbar/\tau. \tag{90.1}$$

Таким образом, энергетический спектр составного ядра состоит из ряда дискретных полос конечной ширины. Строго говоря, такова же структура энергетического спектра и всякого радиоактивного ядра. Только радиоактивное ядро живет настолько долго, что вероятность его распада ничтожна, так что квазистационарные уровни энергии обычно нет надобности отличать от стационарных.

2. Применим изложенные соображения к вопросу об эффективном сечении ядерных реакций, предполагая для простоты, что налетающая частица электрически нейтральна. Главнейшими из таких частиц являются нейтроны. Для них, в отличие от положительно заряженных частиц, не существует кулоновского потенциального барьера, а потому они легко могут проникать в

ядро и вызывать ядерные превращения. Подробнее ядерные реакции под действием нейтронов будут рассмотрены в гл. XIV. Сейчас же мы ограничимся кратким рассмотрением вопроса о зависимости эффективного сечения реакции от скорости налетающего нейтрона. Последовательное и строгое решение этого вопроса (насколько в теории ядра вообще можно говорить о строгости) возможно лишь с использованием вычислительных методов квантовой механики, что в общем курсе физики сделать невозможно. Поэтому мы должны ограничиться лишь качественными и нестрогими соображениями, а многие результаты привести вообще без обоснования.

3. Предположим, что кинетическая энергия нейтрона мала, так что энергия возникающего составного ядра значительно меньше энергии его первого возбужденного уровня. Этим исключаются резонансные явления в ядерных реакциях, о которых говорится ниже. Кроме того, предположим, что энергия нейтрона настолько мала, что длина волны де Бройля $\lambda\!\!\!^{-}$ значительно больше размеров ядра. Вероятность проникновения нейтрона в ядро, а с ней и среднее число актов распада N составного ядра в единицу времени пропорциональны $|\psi|^2$, где ψ — волна де Бройля для падающего нейтрона: $N \infty |\psi|^2$. С другой стороны, средний поток нейтронов на ядро $I \infty v|\psi|^2$, где v — средняя скорость нейтронов. Эти величины не зависят от длины волны де Бройля (а значит и от скорости v), так как последняя предполагается бесконечно большой по сравнению с размерами ядра. На основании определения эффективного сечения

$$\sigma = N/I \sim 1/v. \qquad (90.2)$$

Зависимость (90.2) носит название закона $1/v$. Ее происхождение легко понять и из других физических соображений: при уменьшении скорости нейтрона увеличивается время взаимодействия его с ядром, а это увеличивает вероятность захвата нейтрона ядром. Закон (90.2) имеет исключительно важное значение в ядерной энергетике и объясняет, почему в ядерных реакторах требуется замедление нейтронов (см. § 95).

4. Теперь рассмотрим случай, когда суммарная энергия $\mathscr{E}$ нейтрона и исходного ядра лежит в области расположения энергетических полос составного ядра. Согласно квантовой механике, если $\mathscr{E}$ равна энергии одного из квазистационарных уровней составного ядра, то вероятность образования последнего особенно велика. Сечение ядерных реакций при таких энергиях частиц резко возрастает, образуя так называемые *резонансные максимумы*. В этих случаях ядерные реакции называются *резонансными*. Вблизи резонансного уровня сечение реакции описывается зависимостью, напоминающей дисперсионную формулу оптики вблизи линии поглощения. Эта формула была получена в 1936 г. Брейтом (р. 1899) и Вигнером (р. 1902) и носит их имя.

Ограничимся случаем медленных нейтронов, когда достаточно учитывать лишь частицы с орбитальным моментом $l = 0$ (т. е. в s-состоянии). Кроме того, предположим, что на значение эффективного сечения оказывает заметное влияние только один резонансный уровень. Тогда для реакции A(n, b)B формула Брейта — Вигнера может быть записана в виде

$$\sigma_{nb} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{n} g \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{(\mathscr{E} - \mathscr{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}, \tag{90.3}$$

где $\mathscr{E}_0$ — энергия резонансного уровня, а $\lambda\!\!\!^{-}_{n}$ — длина волны налетающего нейтрона. Величина Γ в знаменателе есть *полная ширина уровня*, равная сумме ширин уровней по всем возможным входным и выходным каналам реакции. В частном случае одного входного и одного выходного каналов $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_b$, где Γ_b соответствует поглощению нейтрона, т. е. испусканию частицы b, а Γ_n — упругому рассеянию нейтрона. Статистический весовой множитель g учитывает возможные ориентации моментов импульса частиц до столкновения и частиц, образовавшихся после столкновения. При этом предполагается, что нейтрон и исходное ядро A линейно поляризованы, т. е. их спины имеют определенные направления.

Для вычисления весового множителя g предположим, что налетающий нейтрон и ядро A не поляризованы, а их спины I_n и I_A ориентированы хаотически. Тогда существуют $2I_n + 1$ возможных ориентаций нейтрона и $2I_A + 1$ ориентаций ядра — всего $(2I_n + 1)(2I_A + 1)$ исходных состояний. В результате столкновения получится составное ядро со спином I, которому соответствует $2I + 1$ возможных ориентаций. Если все эти ориентации равновероятны, то каждой паре линейно поляризованных нейтрона n и ядра A соответствует в среднем сечение, в g раз меньшее, чем в случае отсутствия поляризации. Таким образом,

$$g = \frac{2I + 1}{(2I_n + 1)(2I_A + 1)}. \tag{90.4}$$

Если числитель и знаменатель формулы (90.3) умножить и разделить на Γ, то эта формула приводится к виду (89.4), где

$$\sigma_C = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{n} g \frac{\Gamma_n \Gamma}{(\mathscr{E} - \mathscr{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}, \tag{90.5}$$

так как, очевидно, вероятность распада составного ядра по каналу b равна

$$W_b = \Gamma_b/\Gamma. \tag{90.6}$$

Следовательно, эффективное сечение образования составного ядра будет определяться выражением (90.5).

Так как спин нейтрона $I_n = 1/2$, то $(2I_n + 1) = 2$. В этом случае для спина составного ядра могут получиться только два значения: либо $I = I_A + 1/2$, либо $I = I_A - 1/2$.

При захвате медленного нейтрона возможны различные эффекты. Наиболее вероятным является испускание нейтрона (рассеяние) или γ-кванта (радиационный захват нейтрона). Возможны и другие процессы: например, ^{14}N при захвате нейтрона может испустить протон, а ^{10}B и ^{6}Li — α-частицу. Наиболее тяжелые ядра при захвате медленного нейтрона могут испытать деление. Как уже неоднократно говорилось, малая вероятность испускания заряженной частицы (α-частицы или протона) в результате захвата медленного нейтрона связана с тем, что при вылете из ядра положительная частица должна преодолеть кулоновский потенциальный барьер. Поэтому вылет заряженных частиц при захвате медленных нейтронов в подавляющем большинстве случаев наблюдается лишь для самых легких ядер (^{10}B, ^{6}Li). Для большинства тяжелых ядер захват нейтронов сопровождается γ-излучением, а при захвате нейтронов легкими ядрами наиболее вероятным оказывается вылет из ядра нейтронов же, т. е. осуществляется реакция упругого рассеяния нейтронов. Резонансное сечение захвата тепловых нейтронов может в 10^5—10^6 раз превосходить πR^2.

5. Зависимость эффективного сечения σ_{nb} от скорости v налетающего нейтрона определяется не только резонансным знаменателем $(\mathscr{E} - \mathscr{E}_0)^2 + \Gamma^2/4$ в формуле (90.3), но и числителем $\Gamma_n\Gamma_b$. Когда энергия $\mathscr{E}$ составного ядра очень близка к $\mathscr{E}_0$, основное значение имеет резонансный знаменатель. При $|\mathscr{E} - \mathscr{E}_0| < \Gamma/2$ слагаемым $(\mathscr{E} - \mathscr{E}_0)^2$ можно пренебречь. Тогда по формуле (90.3) $\sigma_{nb} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} g\Gamma_n\Gamma_b/\Gamma^2$, т. е. в сечении σ_{nb} возникает резкий максимум. Такие резкие максимумы для медленных нейтронов могут во много раз (например, в тысячи) превосходить геометрическое сечение ядра πR^2. Напротив, когда $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_0$, что имеет место для очень медленных нейтронов, знаменатель в формуле (90.3) меняется со скоростью мало, и этим изменением можно пренебречь. Можно также не учитывать зависимость Γ_b от v, так как Γ_b определяется только вероятностью распада самого составного ядра. Зависимость эффективного сечения от v определяется только множителями $\lambda\!\!\!^{-2}_n$ и Γ_n, а именно $\sigma_{nb} \infty \lambda\!\!\!^{-2}_n\Gamma_n$. Но $\Gamma_n = \hbar/\tau$, а время τ, в течение которого нейтрон проникает в поле ядра, пропорционально v, так что $\Gamma_n \infty v$. Кроме того, $\lambda\!\!\!^{-}_n \infty 1/v$. Поэтому $\sigma_{nb} \infty (1/v)^2 v \sim 1/v$. Это — закон (90.2), полученный выше другим путем. Как правило, он оправдывается для нейтронов, энергии которых лежат в интервале от 1/40 эВ (тепловые нейтроны) до 1 эВ. Впрочем, для легких ядер (He, Li, B), у которых первый резонансный уровень расположен высоко, зависимость (90.2)

остается справедливой и при энергиях вплоть до нескольких сотен электронвольт.

6. Теперь рассмотрим качественно нерезонансные реакции, по-прежнему идущие через составное ядро. Они возникают, например, тогда, когда налетающая частица сообщает ядру высокую энергию возбуждения, так что его энергетические уровни перекрываются. В этих случаях говорить об отдельных резонансных уровнях уже не приходится. Но представление о составном ядре можно дополнить статистическими соображениями. В результате получится *статистическая теория ядерных реакций*, или *модель испарения*. Частица, попавшая в ядро, быстро теряет свою энергию, передавая ее всем нуклонам ядра. Возникает равновесное внутреннее состояние ядра, аналогичное термодинамическому равновесию макроскопической системы. Можно даже для характеристики такого состояния ввести некоторую величину, подобную обычной термодинамической температуре. В течение некоторого времени — времени жизни составного ядра — энергии каждого нуклона недостаточно для вылета из ядра, хотя ядро в целом сильно возбуждено. Наконец, по истечении некоторого времени возникает какая-то большая флуктуация, в результате которой один из нуклонов (обычно нейтрон) получает энергию, достаточную для «испарения» из ядра. Затем может испариться другой нуклон, и т. д.

Следует ожидать, что в модели испарения составного ядра угловое распределение частиц, образующихся после распада составного ядра, в системе центра масс должно быть сферически-симметричным, а не только обладать симметрией «вперед-назад». Это должно происходить потому, что сферически-симметрично само составное ядро, поскольку его симметрия устанавливается в процессе достижения термодинамического равновесия. На самом деле, как показывает опыт, угловое распределение, как правило, содержит анизотропную часть, не обладающую даже симметрией «вперед-назад»: обычно бóльшая часть частиц летит вперед. Следует ожидать также, что в модели испарения процентная доля частиц, образующихся при распаде составного ядра по определенному каналу, не должна зависеть от способа образования составного ядра, так как в процессе установления термодинамического равновесия ядро совершенно «забывает» о способе своего образования. Эта закономерность обычно выполняется тоже лишь приближенно. Наконец, распределение по энергиям вылетающих частиц не полностью согласуется с тем, что предсказывает модель испарения. Напомним еще, что и в случае резонансных ядерных реакций, идущих через составное ядро, наблюдаются некоторые расхождения с опытом. Это свидетельствует о том, что помимо реакций, идущих через составное ядро, имеются и другие существенные механизмы ядерных реакций.

§ 91. Дополнительные сведения о ядерных реакциях

1. Помимо ядерных реакций, идущих через составное ядро, существуют *прямые ядерные реакции*. В таких реакциях энергия, вносимая в ядро, передается преимущественно одному или небольшой группе нуклонов, которые и покидают ядро. Прямые ядерные реакции могут вызываться всевозможными налетающими частицами — от γ-квантов до многозарядных ионов во всем доступном диапазоне энергий (до нескольких гигаэлектронвольт и выше). Первые из таких реакций были открыты в начале 50-х годов. Это были *реакции срыва* (d, p) и (d, n), а также *реакции подхвата* (p, d) и (n, d) при взаимодействии дейтронов с легкими ядрами. В реакции срыва (d, p), например, налетающий дейтрон, взаимодействуя с одним или несколькими периферийными нуклонами ядра, лишается своего нейтрона, который остается в ядре, а протон продолжает лететь дальше. Напротив, в реакции подхвата (p, d) налетающий протон уносит один из периферийных нейтронов, так что из ядра вылетает дейтрон. Образующиеся в этих реакциях протон и дейтрон вылетают в основном вперед (т. е. в направлении пучка налетающих частиц).

Известны прямые ядерные реакции, в которых нуклон (или группа нуклонов) переходит от одного из сталкивающихся ядер к другому (*реакции передачи*), прямые реакции квазиупругого рассеяния, например (p, 2p), реакции выбивания из ядра дейтронов, например (p, pd), и т. д. Все прямые ядерные реакции характеризуются сильной угловой анизотропией вылета частиц и сравнительно слабой зависимостью сечения σ от энергии налетающей частицы. Ядро, остающееся в результате прямой ядерной реакции, находится, как правило, либо в основном, либо в слабовозбужденном состоянии.

Особенности прямых ядерных реакций можно понять, если предположить, что вылетающая из ядра частица получает энергию и импульс в результате взаимодействия непосредственно с налетающей частицей. Надо также предположить, что такие процессы происходят на периферии атомного ядра. Это уже предполагалось, когда выше говорилось о реакциях срыва и подхвата. На периферии ядра плотность нуклонов заметно меньше, чем в центре, так что нуклон (или группа нуклонов), получив энергию и импульс от влетевшей частицы, может со значительной вероятностью покинуть ядро. Толщина периферического слоя ядра порядка 1 ферми, а радиус тяжелого ядра — 10 ферми. Поэтому относительная вероятность прямой ядерной реакции для тяжелого ядра должна быть около 10 % (у легких ядер она больше), что подтверждается опытом.

2. При низких энергиях налетающих частиц основным механизмом ядерных реакций является образование составного ядра (за исключением ядерных реакций с дейтронами). Если энергия

возбуждения составного ядра меньше энергии отделения от него нуклона или системы нуклонов, то единственным способом его распада является испускание γ-квантов (радиационный захват). Если же нуклоны или частицы, образованные из них, могут вылетать из ядра, то этот вылет может происходить еще до того, как сформируется равновесное составное ядро (так называемый *предравновесный распад*). При больших энергиях налетающих частиц преобладают прямые процессы.

Если энергия налетающей частицы превышает 100 МэВ, то представления Бора о составном ядре перестают оправдываться. Влетая в ядро и сталкиваясь с его нуклонами, частица высокой энергии не успевает потерять всю свою энергию, так как число столкновений ее с нуклонами может оказаться для этого недостаточным. Частица вылетает из ядра, потеряв лишь часть своей энергии. Ядерная реакция при больших энергиях обычно (но не всегда) проходит через две стадии. Сначала частица выбивает из ядра несколько быстрых нуклонов, энергия и угловое распределение которых зависят от энергии налетающей частицы и параметров столкновения. Часть вторичных нуклонов в течение некоторого времени совершает запутанное движение внутри ядра, в результате чего образуется составное ядро, сильно отличающееся от ядра-мишени. На второй стадии происходит распад составного ядра с вылетом из него нуклонов, групп нуклонов или элементарных частиц — пионов, каонов, гиперонов и пр. При очень высоких энергиях налетающих частиц (несколько сотен мегаэлектронвольт и выше) могут происходить «взрывы» ядер, в результате которых ядро разваливается на несколько более мелких осколков. Такой взрыв оставляет в фотоэмульсиях или пузырьковых камерах треки, образующие многолучевую «звезду». Соответствующие процессы называются *процессами с образованием звезд*.

Время протекания прямых ядерных реакций — это время, необходимое частице, чтобы пролететь область пространства, заполненную ядром (порядка 10^{-22} с), тогда как среднее время жизни составного ядра много больше (порядка 10^{-14}—10^{-16} с).

3. Эффективное сечение прямой ядерной реакции $\sigma(\mathscr{E})$ зависит от энергии $\mathscr{E}$ монотонно, тогда как для реакций, идущих через составное ядро, как мы видели, наблюдаются резонансные максимумы. Резонансные максимумы энергии составного ядра налагаются друг на друга и энергетический спектр приобретает сплошной характер, когда энергия налетающей частицы достаточно велика (1 МэВ и выше). В этих случаях ход поперечного сечения реакции в зависимости от энергии достаточно удовлетворительно передается так называемым *оптической моделью ядра*. В оптической модели ядро рассматривается как сплошная среда, преломляющая и поглощающая волны де Бройля падающих на

него частиц. Тем самым задача многих тел формально сводится к задаче о движении одной частицы в заданном силовом поле.

Свойства ядра в оптической модели по аналогии с оптикой характеризуются *показателем преломления*. Для учета поглощения волн де Бройля этот показатель считается комплексным и выражается через гамильтониан взаимодействия налетающей частицы с ядром, который также выбирается комплексным. Для согласования с опытными данными наряду с объемным поглощением ядра вводится еще *поверхностное поглощение*. Предельным частным случаем оптической модели является *модель черного ядра*. Она характеризуется тем, что всякая частица, упавшая на ядро, поглощается последним. Однако для согласования с опытом в случае больших энергий падающих частиц черное ядро приходится считать частично прозрачным.

Недостаток оптической модели состоит в том, что все параметры ядра — комплексный показатель преломления, комплексный гамильтониан, поверхностное поглощение, прозрачность черного ядра — подбираются эмпирически и вводятся искусственно для описания некоторых свойств ядер, а не получаются из какой-то последовательной физической теории ядра. Но этот недостаток присущ всякой искусственно вводимой модели, а не только оптической модели ядра.

4. Остановимся на некоторых особенностях ядерных реакций, отличающихся различной природой бомбардирующих частиц. Сюда относятся ядерные реакции под действием нейтронов, протонов, дейтронов, α-частиц, многозарядных (тяжелых) ионов, γ-квантов.

Реакции под действием нейтронов, протонов и α-частиц во многих отношениях сходны между собой. Причина этого — в одинаковости механизма этих реакций: в большинстве случаев все они идут с образованием и последующим распадом составного ядра. Различие же между ними в основном связано с различием зарядов бомбардирующих частиц. Оно сказывается на проницаемости кулоновского барьера, когда бомбардирующая частица находится за пределами ядра, и становится мало существенным для последующего распада образовавшегося составного ядра, когда начинают действовать ядерные силы, определяющие механизм реакции.

Сечения ядерных реакций, обусловленные захватом α-частиц малой (около 1 кэВ) и средней (от 1 кэВ до 1 МэВ) энергий, ничтожно малы даже при взаимодействии с легкими ядрами и быстро возрастают с увеличением энергии. Под действием α-частиц идут преимущественно реакции типа (α, p) и (α, n). Альфа-частицы, возникающие при радиоактивных распадах, могут вызывать реакции только на легких ядрах ($A \lesssim 50$), для которых высота кулоновского потенциального барьера порядка 10 МэВ, причем вероятность реакции (α, n) больше, чем реакции (α, p), так как испусканию протонов препятствует кулоновский потен-

циальный барьер, а для нейтронов такого барьера нет. В случае тяжелых ядер ($A \geqslant 100$) высота кулоновского барьера для α-частиц около 25 МэВ. Когда энергия α-частицы превышает это значение, реакции типа (α, p) и (α, n) идут практически с одинаковой вероятностью. При реакциях типа (α, p), как правило, образуются стабильные ядра, а при реакциях типа (α, n) — радиоактивные. Примером реакции типа (α, n) может служить реакция

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} + 5{,}6\ \text{МэВ},$$

до настоящего времени широко используемая в качестве простейшего источника нейтронов (см. § 85).

Реакции, идущие с вылетом заряженных частиц, в сильной степени зависят от прозрачности кулоновского барьера. По этой причине поглощение медленных нейтронов приводит к испусканию либо γ-квантов (радиационный захват), либо нейтронов первоначальной энергии (упругое рассеяние). Исключение составляют только самые легкие ядра. Но и на самых легких ядрах при малых энергиях падающих частиц ядерные реакции с испусканием заряженных частиц наблюдаются очень редко. У самых тяжелых ядер (например, у ^{235}U) возможен также процесс деления. Таким образом, в области малых энергий основной вклад в полную ширину уровня Γ вносят радиоционная Γ_γ и нейтронная Γ_n ширины. Остальные ширины пренебрежимо малы.

5. В соответствии с формулой (89.4) сечения радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}$ и упругого рассеяния σ_{nn} можно представить в виде

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_n \Gamma_\gamma / (\Gamma_\gamma + \Gamma_n), \qquad (91.1)$$

$$\sigma_{nn} = \sigma_n \Gamma_n / (\Gamma_\gamma + \Gamma_n), \qquad (91.2)$$

где σ_n — сечение образования составного ядра при захвате нейтрона. Следовательно,

$$\sigma_{n\gamma} / \sigma_{nn} = \Gamma_\gamma / \Gamma_n. \qquad (91.3)$$

У тяжелых ($A > 100$) ядер $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$. Следовательно, поглощение медленных нейтронов тяжелыми ядрами в основном приводит к испусканию γ-квантов. Однако с увеличением энергии падающей частицы увеличивается и энергия возбуждения составного ядра. Это ведет к увеличению нейтронной ширины Γ_n. При энергии падающего нейтрона 1—10 кэВ Γ_n начинает превосходить Γ_γ. При переходе к еще большим энергиям падающей частицы упругое рассеяние нейтронов начинает преобладать над радиационным захватом даже у тяжелых ядер. Для относительно легких ядер ($A \approx 50$) и энергии падающих нейтронов порядка 100 эВ Γ_n достигает величины порядка нескольких электронвольт и оказывается больше Γ_γ.

Поглощение нейтронов ядрами $^{10}_{5}$B в широком диапазоне энергий (вплоть до 10 кэВ) следует закону $1/v$. Сечение реак-

ции $^{10}_{5}B\,(n, \alpha)\,^{7}_{3}Li$ примерно в 10^5 раз превосходит сечение радиационного захвата нейтрона. Столь большая вероятность испускания заряженной α-частицы связана с тем, что захват нейтрона ядром сопровождается выделением энергии, значительная часть которой (1,77 МэВ) уносится α-частицей. Поэтому кулоновский барьер не оказывает α-частице серьезного препятствия для вылета из ядра. Следует отметить, что рассматриваемая реакция включает в себя своеобразное деление составного ядра $^{11}_{5}B$ на два осколка ($^{4}_{2}He$ и $^{7}_{3}Li$).

6. При больших энергиях падающих нейтронов становится возможным неупругое рассеяние (n, n′), при котором конечное ядро получается не в основном, а в одном из возбужденных состояний. В этом случае оказывается, что Γ_n значительно превышает все остальные ширины Γ_p, Γ_γ, Γ_α и т. д., так что $\Gamma \approx \Gamma_n$. Поэтому сильно возбужденное ядро с подавляющей вероятностью переходит в основное состояние с испусканием нейтронов, а вероятности реакций (n, p), (n, α), ... незначительны. Если бы эти последние реакции шли через составное ядро, то следовало бы ожидать, что их сечения должны представляться выражениями

$$\sigma_{np} \approx \pi R^2 \Gamma_p/\Gamma, \quad \sigma_{n\alpha} \approx \pi R^2 \Gamma_\alpha/\Gamma.$$

А так как $\Gamma_p \ll \Gamma$, $\Gamma_\alpha \ll \Gamma$ и т. д., то сечения этих реакций должны были бы быть значительно меньше геометрического сечения πR^2. Этот вывод не подтверждается опытом. Измерения для большого числа ядер по неупругому рассеянию нейтронов с энергией 14 МэВ показали, что действительные сечения во много раз превышают те, которые следует ожидать согласно модели составного ядра. Значит, рассматриваемые реакции, по крайней мере в значительной части, идут не через составное ядро, а являются реакциями прямого взаимодействия. Это может служить иллюстрацией того, что было сказано в начале настоящего параграфа.

7. Под действием протонов идут реакции (p, α), (p, n), (p, p), (p, γ) и с меньшей вероятностью — (p, d). Реакции (p, α) обычно экзотермические и идут преимущественно на легких ядрах, так как выход α-частиц из тяжелых ядер сильно затруднен кулоновским барьером. Напротив, реакции типа (p, n), как правило, эндотермические и обладают порогом 1—3 МэВ. В результате таких реакций заряд ядра увеличивается на единицу, а потому оно становится β^+- или K^+-активным. Примером могут служить реакции

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}p \rightarrow ^{7}_{4}Be + ^{1}_{0}n, \quad ^{7}_{4}Be \rightarrow ^{7}_{3}Li + e^+ + \nu.$$

Реакции (p, p) при энергии падающих протонов, превышающих высоту кулоновского барьера, идут примерно с той же вероятностью, что и реакции (p, n). Реакции типа (p, γ) обычно характеризуются меньшим выходом, так как Γ_γ меньше Γ_i для

всех других частиц ($i \neq \alpha$, n, p); такие реакции приобретают большое значение только в тех случаях, когда вылет частицы i из ядра почему-либо затруднен. Реакции типа (p, d), как правило, эндотермические. Они встречаются реже остальных, так как дейтрон — слабо связанное ядро. Энергия связи дейтрона равна 2,23 МэВ, и нуклоны в дейтроне находятся на довольно большом расстоянии друг от друга (порядка $4 \cdot 10^{-13}$ см).

Таким образом, дейтрон представляет собой сравнительно «рыхлое» ядро, и эта рыхлость проявляется также в реакциях под действием дейтронов, когда энергия падающей частицы составляет несколько мегаэлектронвольт. Из-за относительно больших размеров дейтрона входящий в него нейтрон может проникнуть в ядро мишени, тогда как протон продолжает находиться еще вне поля действия ядерных сил, а со стороны ядра подвергается только действию кулоновских сил отталкивания и по этой причине так и не проникает в ядро. Именно это кулоновское отталкивание вызывает развал дейтрона и приводит к реакции срыва (d, p), происходящей под действием дейтронов. Существование срыва объясняет, почему реакция (d, p) является преобладающей над всеми реакциями, производимыми дейтронами. Понятен тот факт, почему при малых энергиях реакция (d, p) более вероятна, чем реакция (d, n), Также понятно, почему выход реакции под действием дейтронов гораздо больше, чем соответствующий выход под действием других частиц. Продукты реакции в системе центра масс летят преимущественно вперед, что указывает на то, что все реакции срыва идут не через составное ядро.

Важная особенность реакции срыва состоит в том, что в результате нее получаются изотопы ядер мишеней с малой энергией возбуждения, которая в ряде случаев меньше энергии связи по отношению к отделению нейтрона. Этим открывается практическая возможность в реакции срыва под действием дейтронов получать ядра в слабовозбужденных состояниях. Процесс срыва остается основным и в ядерных реакциях под действием дейтронов при высоких энергиях. Только в этих случаях кулоновское отталкивание протонов не играет существенной роли и обе реакции срыва (d, p) и (d, n) становятся практически одинаково вероятными.

8. Остановимся теперь кратко на ядерных реакциях, идущих под действием γ-квантов. Такие реакции называются также *фотоядерными*. Они вызываются не ядерными, а *электромагнитными взаимодействиями*.

При малых энергиях γ-квантов последние могут испытывать при взаимодействии с ядрами только упругое рассеяние. При возрастании энергии γ-квантов возможны реакции типа (γ, n), (γ, p), (γ, 2n), (γ, pn), (γ, α) и пр. Эти реакции аналогичны поглощению γ-квантов атомами, а потому все они называются

ядерным фотоэффектом. В делящихся ядрах (см. § 93) с большой вероятностью идет реакция фотоделения ядра (γ, f). При энергиях, больших порога рождения мезонов, наряду с расщеплением ядра протекают процессы *фоторождения* (например, пионов).

Для того чтобы какая-либо из фотоядерных реакций могла идти, необходимо, чтобы энергия γ-кванта превосходила энергию освобождения соответствующей частицы или группы частиц из ядра. Например, для вылета нейтрона должно быть $\hbar\omega > \mathscr{E}_n$, и аналогично для протона и α-частицы. Энергия γ-квантов, испускаемых естественными радиоактивными веществами, для этого недостаточна, за исключением только двух случаев, когда величина $\mathscr{E}_n$ мала. Эти случаи осуществляются в реакциях

$$\gamma + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \to {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{1}_{1}\mathrm{p}, \quad \gamma + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \to {}^{8}_{4}\mathrm{Be} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}.$$

В других случаях используются γ-кванты, получаемые на ускорителях в реакции (p, γ) или при тормозном излучении электронов. Необходимо отметить, что в экспериментальном отношении исследование фотоядерных реакций (γ, n) и (γ, p) представляет значительно большие трудности по сравнению с исследованием реакций, вызываемых нейтронами и в особенности протонами и α-частицами, так как γ-кванты, получаемые на ускорителях, в высшей степени не монохроматичны.

Особенностью фотоядерных реакций является существование *гигантских резонансов* в сечениях поглощения γ-квантов — больших и широких максимумов в зависимости эффективных сечений $\sigma_{\gamma n}$ и $\sigma_{\gamma p}$ от энергии $\mathscr{E}_\gamma$. У легких ядер (^{12}C, ^{16}O) этот максимум расположен в области 20—25 МэВ, у средних и тяжелых — в области 13—18 МэВ. Ширина максимума около 3—4 МэВ. Основной вклад в полное сечение поглощения γ-квантов в области гигантского резонанса вносят реакции (γ, p) и (γ, n). Сечение поглощения γ-квантов ядрами даже в области гигантского резонанса равно $0{,}05 \cdot 10^{-24}$—$0{,}1 \cdot 10^{-24}$ см^2, т. е. на 1—2 порядка меньше сечения поглощения таких же γ-квантов, вызываемого атомными электронами. Таким образом, фотоядерные реакции слабо влияют на поглощение γ-излучения веществом.

Энергетическое и угловое распределение вылетающих частиц при ядерном фотоэффекте не согласуется с концепцией Бора о составном ядре. Так, выход фотопротонов и фотонейтронов из ядра обычно больше ожидаемого по концепции Бора, угловое распределение вылетающих быстрых протонов и нейтронов анизотропно и переходит в изотропное для медленных. Эти факты говорят в пользу предположения, что поглощение γ-кванта происходит на поверхности ядра одним или несколькими нуклонами.

9. Наряду с ядерным фотоэффектом отметим еще *электроядерные процессы*, проявляющиеся при бомбардировке ядра за-

ряженными частицами, например протонами или α-частицами. В этом случае идет конкуренция между процессами, происходящими под действием ядерных и электрических сил. Ядерные силы в области их действия примерно в 100—1000 раз сильнее электрических. Зато они очень быстро убывают с расстоянием и практически перестают действовать вне ядра. Электрические силы, напротив, слабо убывают с расстоянием, и поэтому именно они определяют поведение налетающей заряженной частицы вне ядра. Этим объясняется, почему α-частица, например, при высоких энергиях свободно проникает в ядро и вступает с ним в интенсивное ядерное взаимодействие. При высоких энергиях влияние электрических сил ничтожно. При низких энергиях, напротив, α-частица не может приблизиться к ядру вплотную и взаимодействует с ним только через электрическое поле. Граничной является энергия $\mathscr{E}_{\text{гр}}$ α-частицы, равная примерно кулоновской энергии при соприкосновении ядра с α-частицей, т. е.

$$\mathscr{E}_{\text{гр}} = 2Ze^2/(R + r),$$

где $2e$ — заряд α-частицы, r — ее радиус, Ze — заряд ядра, R — его радиус. Для средних ядер $\mathscr{E}_{\text{гр}} \sim 10$ МэВ.

Кулоновское взаимодействие тяжелых заряженных частиц с ядрами вызывает не только упругое рассеяние этих частиц, но и может приводить к неупругому рассеянию *с кулоновским возбуждением ядра*. Хотя этот процесс приводит к возбуждению только низких уровней ядра, однако он представляет интерес в связи с тем, что позволяет измерять внутренние квадрупольные моменты ядер Q_0 (см. § 70).

Взаимодействие электронов с ядрами при всех энергиях происходит исключительно через электромагнитное поле (если пренебречь слабым взаимодействием), так как электроны в сильных взаимодействиях не участвуют. Особое значение имеет изучение упругого рассеяния электронов высоких энергий на ядрах и на отдельных нуклонах. Такой процесс поддается точному расчету и позволяет измерять распределение электрического заряда в ядрах и нуклонах.

ГЛАВА XIV

НЕЙТРОНЫ И ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

* *

§ 92. История открытия нейтрона

1. Нейтрон в ядерной физике и ее приложениях играет не меньшую роль, чем электрон в электронике. Хотя при изучении физики ядра мы все время имели дело с нейтронами, до сих пор ничего не было сказано об истории открытия этих частиц. А этот вопрос в учебнике, несомненно, представляет определенный интерес. Заполним теперь коротко этот пробел.

Первая искусственная ядерная реакция

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \qquad (92.1)$$

наблюдалась Резерфордом в 1919 г. Протоны в этой реакции регистрировались по сцинтилляциям, вызываемым ими на экране из сернистого цинка. После открытия реакции (92.1) Резерфордом, Чедвиком и др. началось энергичное изучение аналогичных ядерных реакций. Однако до 1931 г. не существовало ускорителей, пригодных для этой цели. Искусственные превращения атомных ядер пытались осуществлять путем облучения их α-частицами, особенно наиболее энергичными, испускаемыми $^{214}_{84}\mathrm{Po}$ (радиохимическое обозначение этого изотопа RaC′). Было установлено, что многие элементы, преимущественно легкие, у которых кулоновский барьер сравнительно невысок, при таком облучении испускали протоны. Однако среди самых легких элементов оказались и такие, например Be и Li, которые при облучении α-частицами протонов не испускали.

2. Был поставлен вопрос, не появляется ли при α-облучении различных веществ какое-то новое излучение, которое не дает сцинтилляций на экране из сернистого цинка. Для ответа на этот вопрос Боте (1891—1957) и Г. Беккер в конце 1930 г. заменили экран из сернистого цинка счетчиком Гейгера. В качестве источника α-частиц был взят $^{218}_{84}\mathrm{Po}$, хотя энергия испускаемых им α-частиц и не очень велика (5,25 МэВ). Такой выбор был сделан потому, что $^{218}_{84}\mathrm{Po}$ испускает только α-частицы и не дает β- и γ-излучений, осложняющих опыт. Между источником α-частиц и счетчиком Гейгера вводилась пластинка из исследуемого вещества, например бериллия, которая и подвергалась облучению. За облучаемой пластинкой можно было вводить свинцовые

пластины различной толщины для суждения о поглощении неизвестных лучей, если таковые будут обнаружены.

Опыт действительно показал, что при облучении некоторых веществ (бериллий, бор, литий) возникает какое-то излучение, вызывающее слабые разряды счетчика Гейгера. Особенно сильное излучение давал бериллий. *Бериллиевые лучи*, как мы будем временно называть неизвестное излучение, оказались весьма проникающими. При прохождении через слой свинца толщиной 2 см интенсивность бериллиевого излучения уменьшалась всего на 13 %. На основании этого можно было заключить, что бериллиевые лучи должны состоять из электрически нейтральных частиц, так как заряженные частицы ионизуют среду и поэтому поглощаются значительно сильнее. Из нейтральных же частиц в 1930 г. были известны только фотоны. Поэтому Боте и Беккер вполне естественно предположили, что бериллиевые лучи состоят из γ-квантов, и притом очень жестких. Однако при более подробных исследованиях это предположение не подтвердилось.

Если бы бериллиевые лучи представляли собой γ-излучение, то по их поглощению в свинце, например, можно было бы оценить энергию соответствующего γ-кванта. Таким путем было найдено, что максимальная энергия γ-кванта должна быть около 7 МэВ. А это не согласовывалось с результатами, найденными из других опытов. Кроме того, поглощение γ-лучей тем больше, чем больше плотность поглотителя. Для бериллиевых лучей соотношение оказалось обратным.

3. И. Кюри и Ф. Жолио-Кюри в 1932 г. повторили опыты Боте и Беккера, заменив счетчик Гейгера ионизационной камерой. Помещая между источником бериллиевых лучей и ионизационной камерой листы парафина, они обнаружили, что из парафина исходили протоны, максимальный пробег которых в воздухе достигал 26 см. Такому пробегу соответствовала энергия протона $\mathscr{E} \approx 4{,}5$ МэВ. Появление протонов отдачи в этих опытах было непосредственно доказано путем наблюдения треков в камере Вильсона. Подобно парафину действуют также все водородсодержащие вещества.

Зная максимальную энергию протонов, на основе гипотезы Боте и Беккера о природе бериллиевого излучения супруги Кюри вычислили необходимую максимальную энергию γ-квантов. Расчет производился следующим образом.

Если протоны появляются под действием γ-квантов, то, очевидно, этот процесс есть комптон-эффект на протонах водорода, в котором их можно считать свободными. Поэтому для изменения длины волны λ при рассеянии γ-кванта на угол ϑ можно воспользоваться известной формулой

$$\lambda' - \lambda = (h/mc)\,(1 - \cos\vartheta),$$

в которой, однако, m означает массу протона, а не электрона

(см. § 3). Максимальное изменение длины волны получается при рассеянии назад, т. е. при $\vartheta = \pi$. В этом случае $\lambda' - \lambda = 2h/mc$. Отсюда находим частоту ν', а затем и энергию выбитого протона:

$$\mathscr{E} = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu}{1 + mc^2/2h\nu}. \qquad (92.2)$$

Подставляя сюда $\mathscr{E} = 4{,}5$ МэВ, $mc^2 = 938$ МэВ, вычисляем $h\nu = 48$ МэВ. Такова должна быть энергия γ-квантов, чтобы при их рассеянии получились протоны требуемой энергии. Сами γ-кванты должны возникать в бериллии под действием α-частиц, излучаемых полонием. Так как энергия последних всего 5,25 МэВ, то трудно допустить, чтобы они возбуждали γ-кванты столь высоких энергий. Кроме того, полученное значение 48 МэВ не согласуется с энергией 7 МэВ тех же γ-квантов, найденной по их поглощению.

4. Наиболее тщательные исследования природы бериллиевого излучения были произведены Чедвиком в 1932 г. Схема его установки принципиально не отличается от той, какой пользовались

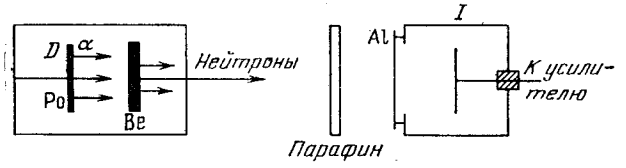


Рис. 158

супруги Кюри. Она изображена на рис. 158. На подложку D наносили слой полония Po. Альфа-частицы, испускаемые ядрами Po, вступали в ядерную реакцию (α, n) с ядрами Be. Нейтроны на пути к ионизационной камере пропускались через слой парафина. Заметим, что ионизационная камера I прикрывалась листами алюминия различной толщины для определения пробегов, а следовательно и энергий протонов, исходивших из парафина. Для максимальной энергии протонов из парафина Чедвик получил $\mathscr{E} = 5{,}7$ МэВ. Если бы бериллиевые лучи состояли из γ-квантов, то при таком значении $\mathscr{E}$ максимальная энергия γ-кванта получилась бы $h\nu = 55$ МэВ. Но Чедвик исследовал рассеяние бериллиевых лучей не только парафином, но и другими веществами и рассчитал по формуле (92.2) соответствующие максимальные энергии γ-квантов. Из измерения пробегов ядер отдачи в азоте получилось $h\nu = 90$ МэВ, а в аргоне $h\nu = 150$ МэВ.

Итак, гипотеза, отождествлявшая бериллиевые лучи с γ-квантами, приводила к противоречивым результатам. Для одной и той же величины различные методы давали значения 7, 55, 90, 150 МэВ. Это доказывало неправильность указанной гипотезы. Однако, как указал Чедвик, все противоречия устраняются, если

предположить, что бериллиевые лучи образуются потоком не γ-квантов, а других *нейтральных частиц*, названных им *нейтронами*.

Возможность существования нейтронов предусматривалась еще Резерфордом в 1920 г. Он допускал возможность существования сложной частицы, состоящей из протона и электрона. Но в этой частице протон и электрон связаны между собой еще более прочно, чем в атоме водорода в основном состоянии. Существование подобной нейтральной частицы подтвердилось, но гипотезу о ее строении из протона и электрона пришлось оставить (см. § 63).

Однако гипотеза Резерфорда о строении нейтрона позволяет сразу понять, почему для выбивания наблюдаемых протонов из парафина требуются нейтроны несравненно меньшей энергии, чем энергия γ-квантов. Дело в том, что в соответствии с гипотезой Резерфорда масса нейтрона должна быть с большой точностью равна массе протона. Примем, что масса m протона и нейтрона одна и та же. При лобовом столкновении γ-кванта с энергией $h\nu$ с протоном последний получает импульс $mv = h\nu/c$. Отсюда

$$\frac{mv^2/2}{h\nu} = \frac{v}{2c}.$$

Но при равенстве масс протона и нейтрона величина $mv^2/2$ равна также энергии нейтрона. Из последней формулы видно, что эта энергия должна быть значительно меньше энергии соответствующего γ-кванта. Отметим, что в этом рассуждении принималось во внимание только предположение о равенстве масс протона и нейтрона, а гипотеза о строении последнего совсем не использовалась.

5. Чедвик произвел и первое, хотя и недостаточно точное измерение массы нейтрона m_n. Он исходил из следующих соображений. Если нейтрон претерпевает лобовое столкновение с покоящимся ядром массой m, то на основании законов сохранения энергии и импульса в нерелятивистском приближении можно написать

$$m_n v_{n1}^2 = m_n v_{n2}^2 + mv^2, \quad m_n v_{n1} = m_n v_{n2} + mv,$$

где v_{n1} и v_{n2} — скорости нейтрона до и после столкновения, а v — скорость ядра отдачи. Отсюда

$$v = \frac{2m_n}{m + m_n} v_{n1}.$$

Производились измерения максимальных скоростей ядер отдачи в водороде (v_H) и в азоте (v_N). Максимум скорости ядер отдачи свидетельствовал о том, что в обоих случаях скорости нейтронов были одинаковы, а именно максимальны. Поэтому, полагая в предыдущем уравнении сначала $m = m_H$, а затем $m = m_N$, по-

ченным делением получаем

$$\frac{v_{\text{H}}}{v_{\text{N}}} = \frac{m_{\text{N}} + m_{\text{n}}}{m_{\text{H}} + m_{\text{n}}} = \frac{m_{\text{N}}/m_{\text{H}} + m_{\text{n}}/m_{\text{H}}}{1 + m_{\text{n}}/m_{\text{H}}}. \qquad (92.3)$$

Из своих измерений Чедвик нашел, что наиболее вероятные максимальные скорости отдачи ядер водорода (протонов) и азота равны $v_{\text{H}} = 3{,}3 \cdot 10^9$ см/с и $v_{\text{N}} = 4{,}7 \cdot 10^8$ см/с. Пользуясь этими значениями и полагая $m_{\text{N}}/m_{\text{H}} = 14$, из предыдущего соотношения находим $m_{\text{n}}/m_{\text{H}} = 1{,}15$. Учитывая довольно большую ошибку метода, Чедвик заключил, что $m_{\text{n}} = m_{\text{H}}$, т. е. масса нейтрона равна массе протона m_{p}. Точное значение массы нейтрона $m_{\text{n}} = (939{,}5731 \pm 0{,}0027)$ МэВ было получено из баланса масс различных ядерных реакций с участием нейтронов. Масса нейтрона отличается от массы протона $m_{\text{p}} = (938{,}2796 \pm 0{,}0027)$ МэВ на $m_{\text{n}} - m_{\text{p}} = (1{,}29343 \pm 0{,}00004)$ МэВ.

§ 93. Деление атомных ядер

1. Открытие деления атомных ядер — одно из важнейших фундаментальных открытий, получившее многочисленные научно-технические применения. Предыстория этого открытия начинается с 1934 г., когда Ферми со своими сотрудниками начали облучать нейтронами атомные ядра с целью получения новых химических элементов. Нейтроны не имеют электрического заряда — для них не существует кулоновского потенциального барьера. Поэтому им легче проникать внутрь ядра и вызывать различные ядерные превращения, чем заряженным частицам. При облучении самого тяжелого из естественных (встречающихся в природе) химических элементов — урана — Ферми надеялся получить еще более тяжелые химические элементы, называемые *трансуранами*. Эти элементы должны быть радиоактивными, так как в противном случае они встречались бы на Земле в естественном состоянии.

Стабильных изотопов у урана всего три: ^{238}U, ^{235}U и ^{234}U. Самым распространенным является ^{238}U. Относительная распространенность остальных двух изотопов весьма мала: ^{235}U составляет около 1/140, а ^{234}U — всего 1/17 000 долю ^{238}U. Допустим, что облучению подвергается один из этих изотопов, например ^{238}U. При таком облучении возникает новый радиоактивный изотоп $^{239}_{92}$U. Этот изотоп перегружен нейтронами, а потому должен испытывать β^--распад, в результате чего возникает трансурановый элемент с $Z = 93$. При последующем β^--распаде должен возникать элемент с $Z = 94$, и т. д.

Ферми и его сотрудники действительно обнаружили, что при облучении урана нейтронами возникают новые радиоактивные ядра. Доказательством этого служило появление новых периодов

полураспада. Особое внимание было уделено периодам в 13 и 90 мин, так как среди всех ядер с зарядовыми числами между $Z=86$ и $Z=92$ не было известно ни одного ядра, которое бы обладало таким периодом полураспада. Поэтому естественным было предположение Ферми, что новое β-излучение исходит от элемента с $Z=93$ или от элементов с еще более высокими зарядовыми числами. Такое предположение как будто бы подтверждалось исследованиями химических свойств гипотетических элементов методами радиохимии, но это было признано неубедительным.

2. Систематические многолетние исследования О. Гана (1879—1968), Лизе Мейтнер (1878—1968) и Штрассмана (1902—1980) показали, что кривая ослабления интенсивности различных излучений выглядела различно в зависимости от времени начала наблюдения. Это указывало на то, что, по-видимому, какие-то радиоактивные вещества возникают не сразу, а спустя некоторое время после начала облучения нейтронами. Отсюда вытекало, что существует цепь последовательных радиоактивных превращений, подобная радиоактивным рядам естественных радиоактивных веществ. Периоды полураспада 13 и 90 мин, найденные Ферми, были уточнены и по измерениям Мейтнер оказались равными 16 и 59 мин соответственно. Кроме того, было обнаружено много периодов полураспада, в особенности более длительных, которые раньше не были замечены Ферми. Общее число таких периодов достигло девяти, а наибольший атомный номер гипотетических радиоактивных элементов возрос до 97. Интересно отметить также, что период полураспада 23 мин появлялся при облучении только медленными нейтронами. Лишь по этой причине его удалось отделить от близкого к нему периода 16 мин.

И. Кюри и П. Савич (р. 1909) помимо периодов, найденных Ганом, Мейтнер и Штрассманом, обнаружили еще период полураспада в 3,5 ч. Оказалось, что по своим химическим свойствам соответствующий ему элемент является аналогом редкоземельного элемента лантана. Этот факт определенно приводил к гипотезе о *делении ядра*. Однако Кюри и Савич не заметили такой возможности и приписали наблюдаемое радиоактивное излучение трансурановым элементам.

Между тем Ган и Штрассман продолжали систематические опыты по исследованию радиоактивных веществ, возникающих из урана и тория при облучении их нейтронами. (Лизе Мейтнер не могла принять участия в этих опытах. Она была еврейкой и австрийской подданной. После захвата Австрии гитлеровской Германией она в середине 1933 г. была вынуждена эмигрировать из Германии в Швецию. Но она непрерывно поддерживала активную идейную связь с лабораторией Гана в Берлине.) Ган и Штрассман были химиками — ведущими специалистами в области радиохимии. Главный итог их исследований состоит в том, что

при облучении урана и тория нейтронами возникают изотопы химических элементов, лежащие где-то посередине периодической системы. К ним, в частности, относятся барий, а также лантан, наблюдавшийся в опытах Кюри и Савича.

3. Природа этих удивительных явлений была понята Л. Мейтнер и ее племянником О. Фришем (1904—1979) в середине января 1939 г. Они предположили, что возбужденное ядро урана или тория, получающееся после захвата нейтрона, делится на две более мелкие части приблизительно одинаковой массы, которые были названы *осколками*. Обнаруженные Кюри и Савичем, Ганом и Штрассманом радиоактивные изотопы, лежащие в середине периодической системы, и являются такими осколками ядер урана и тория. Поскольку относительная доля нейтронов в ядрах увеличивается с увеличением массы последних, эти осколки, получившиеся из тяжелых ядер, перегружены нейтронами. Поэтому в ядрах осколков происходят процессы превращения нейтронов в протоны путем испускания электронов. Такие же процессы происходят и в дочерних ядрах, возникающих в результате этих превращений. Этим и объясняются цепочки последовательных β^--превращений, наблюдавшиеся еще Ферми. Следует ожидать, и это было подтверждено последующими исследованиями, что ядро может делиться не только на два, но также на три и большее число осколков. Однако такие деления происходят значительно реже, чем деление на два осколка.

Предположение Мейтнер и Фриша сразу же было подтверждено опытами Фриша с атомами отдачи, которому удалось с убедительностью наблюдать взрывной характер деления ядер. В этих опытах малая ионизационная камера покрывалась изнутри окисью урана. Когда к этой камере подносили источник нейтронов (Rn + Be), то примерно раз 10—30 в минуту наблюдались сильные ионизационные толчки, которые после предварительного усиления фиксировались с помощью осциллографа. Такие толчки могли вызываться только атомными частицами, обладающими большими массами, зарядами и громадной энергией. Вся схема была рассчитана так, что импульсы, создаваемые α-частицами, были недостаточны для приведения в действие осциллографа. Это было видно из того, что толчки не наблюдались, когда не было урана или источника нейтронов. При окружении источника нейтронов слоем парафина число ионизационных толчков возрастало примерно в два раза. Это указывает на то, что для процесса деления ядер урана более эффективными являются *медленные нейтроны*.

После опытов Фриша такие же и аналогичные опыты, свидетельствующие о делении ядер, сразу же были поставлены во многих лабораториях. Не останавливаясь на этой стороне дела, перейдем к изложению основных закономерностей явления деления ядер и их простейшей теоретической интерпретации.

4. Ранее уже говорилось, что средняя энергия связи нуклона в тяжелых ядрах меньше, чем в ядрах середины периодической системы элементов (см. рис. 121). Допустим, что ядро урана ^{235}U после захвата нейтрона делится на два одинаковых осколка. Из рис. 121 видно, что средняя энергия связи нуклона в ядре урана равна 7,6 МэВ, тогда как в каждом из осколков она равна 8,5 МэВ. Таким образом, при делении ядра урана освобождается энергия $8{,}5-7{,}6=0{,}9$ МэВ на каждый нуклон. Так как полное число нуклонов при делении не изменяется, то полная энергия, освобождающаяся при одном акте деления урана, составляет $0{,}9\cdot 236\approx 210$ МэВ. Эта громадная энергия проявляется главным образом в кинетической энергии образовавшихся осколков.

Оценку энергии, освобождающейся при делении, можно произвести несколько точнее, использовав приводимые в таблицах значения дефектов массы ядер, т. е. разностей $\Delta=M-A$ между массой ядра M и массовым числом A. Допустим, что исходным ядром является ядро ^{235}U. После захвата нейтрона образуется промежуточное ядро ^{236}U, которое и испытывает деление на два осколка. Предположим, что массовые числа этих осколков одинаковы, т. е. равны каждое 118. Из таблиц дефектов массы ядер находим, что для промежуточного ядра урана $\Delta=^{236}M-^{236}A\approx\approx 42$ МэВ, а для каждого из осколков $\Delta=^{118}M-^{118}A\approx -86$ МэВ. Полная энергия, освобождаемая при делении, определяется разностью энергии промежуточного ядра и энергии двух образовавшихся осколков. Она составляет $42-(-2\cdot 86)=214$ МэВ, что в пределах ошибок совпадает с предыдущим результатом.

По существу те же результаты получаются и из полуэмпирической формулы Вейцзеккера (64.6). В этой формуле, поскольку она получена в предположении несжимаемости ядерного вещества, можно опустить первый член, так как его значение не меняется при делении ядра, а потому он не влияет на разность масс до и после деления. По той же причине можно опустить четвертый член, так как энергия симметрии также не меняется при делении. Отбросим еще последний член — энергию спаривания, так как ее изменением при делении можно пренебречь. С учетом этих упрощений энергию ядра можно представить формулой

$$\mathscr{E}=C_{\text{пов}}A^{2/3}+C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3}. \qquad (93.1)$$

Знаки в формуле (64.6) изменены, так как эта формула дает работу, которую надо затратить, чтобы полностью расщепить ядро на составляющие его нуклоны. А эта работа, взятая с противоположным знаком, как раз и дает энергию ядра. Воспользуемся еще значениями коэффициентов (64.7), из которых нам нужны только два: $C_{\text{пов}}=17{,}8$ МэВ и $C_{\text{кул}}=0{,}710$ МэВ. Простой расчет дает для энергии урана $\mathscr{E}_{236}=1653$ МэВ, а для каждого осколка $\mathscr{E}_{118}=735$ МэВ. Искомая энергия, освобождаемая при

делении, таким образом, равна $1653 - 2 \cdot 735 = 183$ МэВ, что практически совпадает с предыдущими результатами. (См. также задачу 3 к § 64.)

5. Простейшая теория деления ядра была разработана в 1939 г. Н. Бором и Д. Уилером (р. 1911) и независимо и даже несколько раньше их Я. И. Френкелем (1894—1952). В основу этой теории была положена капельная модель ядра. Конечно, капельная модель в состоянии описать только некоторые, простейшие черты такого сложного явления, какое представляет собой деление атомного ядра. Многие стороны этого явления остаются необъясненными и даже находятся в противоречии с теорией. В. М. Струтинский усовершенствовал капельную модель учетом оболочечных эффектов. Однако мы ограничимся изложением, в основном качественным, только простейшей — капельной — теории деления ядра.

Рассмотрим ядро ^{235}U, захватившее нейтрон, в результате чего образовалось составное ядро ^{236}U. Составное ядро ^{236}U в основном состоянии практически стабильно; хотя оно и α-радиоактивно, но период полураспада составляет $2{,}4 \cdot 10^7$ лет. Такое ядро может совершать внутренние колебания около своей равновесной формы, не подвергаясь делению. Однако в результате захвата нейтрона получается ядро ^{236}U в сильно возбужденном состоянии, и амплитуда колебаний может стать настолько большой, что ядро разделится на две части. Под действием кулоновских сил отталкивания эти части разлетятся со значительными скоростями. Ядерные силы, как силы притяжения, препятствуют этому разлету. Но при разлете превалируют электрические силы. В результате части разделившегося ядра и получают кинетическую энергию около 200 МэВ, о которой говорилось выше.

Если ядро уподобить жидкой капле, то различные стадии, через которые проходит форма ядра до и в результате деления, схематически представлены на рис. 159. Однако не вся энергия

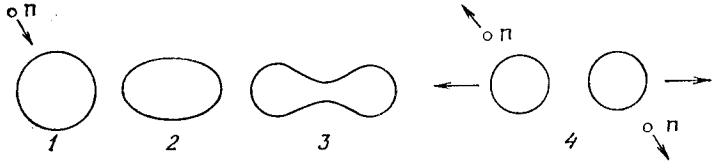


Рис. 159

деления переходит в кинетическую энергию осколков. Сами осколки получаются в возбужденном состоянии, и их внутренняя энергия высвобождается в первую очередь путем испарения нейтронов, а затем идет на испускание γ-лучей. Основными продуктами процесса деления являются, таким образом, два примерно равных ядра, несколько нейтронов и γ-квантов. Как уже ука-

зывалось в пункте 3, ядра-осколки, как правило, оказываются β^--активными и распадаются с самыми разными периодами полураспада.

6. При увеличении поверхности ядра энергия поверхностного натяжения возрастает, а энергия кулоновского отталкивания убывает. Изменениями объемной энергии, энергии симметрии и энергии спаривания можно пренебречь. Поверхностное натяжение стремится вернуть деформированное ядро в исходное состояние, а кулоновское отталкивание способствует его делению. Отношение кулоновской энергии к поверхностной пропорционально $Z^2A^{-1/3}:A^{2/3}=Z^2/A$. Поэтому отношение Z^2/A может служить основным параметром, определяющим способность ядра к делению. Чем больше значение этого параметра, тем легче ядро подвержено делению. Чтобы приближенно оценить критическое значение параметра Z^2/A, при котором ядро уже не может быть стабильным, рассмотрим устойчивость ядра относительно его малых деформаций.

При малых деформациях можно считать, что исходное сферическое ядро принимает форму вытянутого эллипсоида вращения с полуосями $a=R(1+\varepsilon)$ и $b=R/\sqrt{1+\varepsilon}$, где ε — малая величина, играющая роль параметра деформации. При таких значениях a и b объем ядра не меняется, что соответствует предположению о несжимаемости ядра. Нахождение поверхностной энергии сводится к геометрической задаче вычисления поверхности ядра, а вычисление кулоновской энергии — к задаче о поле заряженного эллипсоида, если предположить, что заряд ядра равномерно распределен по его объему. Расчет показывает, что при малых деформациях ядра суммарная энергия поверхностного натяжения и кулоновского отталкивания с точностью до членов ε^2 включительно меняется на величину

$$\Delta\mathscr{E}=(1/5)\,(2C_{\text{пов}}A^{2/3}-C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3})\,\varepsilon^2, \qquad (93.2)$$

где $C_{\text{пов}}$ и $C_{\text{кул}}$ — коэффициенты, входящие в формулу Вейцзекера (64.6). Конечно, это изменение происходит за счет внутренней энергии возбужденного ядра. Если $\Delta\mathscr{E}>0$, то поверхностные силы будут превалировать над силами кулоновского отталкивания, стремясь вернуть ядро к исходной сферической форме, около которой оно будет совершать колебания. Если же $\Delta\mathscr{E}<0$, то преобладающими будут силы кулоновского отталкивания, способствующие делению.

Критическое значение параметра Z^2/A, больше которого ядро становится абсолютно неустойчивым к делению, определится из требования, чтобы обратилось в нуль выражение в круглых скобках формулы (93.2). Это дает

$$(Z^2/A)_{\text{крит}}=2C_{\text{пов}}/C_{\text{кул}}\approx 50, \qquad (93.3)$$

причем мы использовали значения коэффициентов $C_{\text{пов}}$ и $C_{\text{кул}}$

из (64.7). Конечно, на вычисленное значение критического параметра Z^2/A надо смотреть как на ориентировочное, поскольку оно получено в предположении справедливости капельной модели и малых деформаций ядра.

Формулой (93.3) еще не определяются в отдельности критические значения Z и A, больше которых ядро абсолютно неустойчиво по отношению к делению, так как в общем случае между Z и A не существует однозначной связи. Такая связь имеет место только в случае β-стабильных ядер и определится формулой (64.8а). С помощью этой формулы можно исключить из (93.3) зарядовое число Z и получить иррациональное уравнение только для A. Решая это уравнение, находим критическое значение массового числа $A_{\text{крит}} \approx 385$, а затем и критическое значение зарядового числа $Z_{\text{крит}} \approx 138$.

7. Следующие качественные соображения позволяют уяснить влияние на процесс деления и конечных деформаций ядра. Разделим мысленно исходное стабильное ядро на две части (два осколка) с зарядовыми числами Z_1 и Z_2. Если эти осколки разойдутся достаточно далеко на расстояние r, то энергия их кулоновского отталкивания будет $Z_1Z_2e^2/r$. При этом появится еще кинетическая энергия осколков около 200 МэВ. Она, разумеется, возникает за счет потенциальной энергии ядра в исходном состоянии, так что потенциальная энергия в исходном состоянии составит около 200 МэВ, т. е. равна энергии, освобождающейся при делении. Однако исходное ядро по предположению стабильно. Следовательно, на кривой потенциальной энергии $V = V(r)$ должен существовать максимум — потенциальный барьер, который должен быть преодолен, чтобы фактически произошло деление (рис. 160). Вместо одного максимума, в особенности когда атомные ядра не сферические, возможны и два максимума (двухгорбая кривая). Но от такой возможности при выяснении основных вопросов деления можно отвлечься. Для абсолютно неустойчивых ядер, у которых $Z^2/A > 50$, максимума на кривой $V = V(r)$ нет. Такие ядра, если бы они возникли, мгновенно претерпевали бы деление за времена порядка 10^{-23}—10^{-24} с.

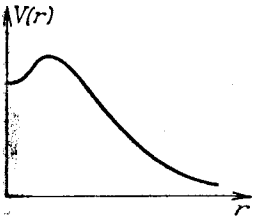


Рис. 160

Разность между максимальным значением потенциальной энергии $V(r)$ и ее значением при $r = 0$ для стабильных ядер называется *энергией активации*. По классическим представлениям для деления ядра необходимо сообщить ему энергию, не меньшую энергии активации. Эту энергию приносят нейтроны, при поглощении которых и образуются возбужденные составные ядра, удовлетворяющие указанному условию. Если же энергия возбуждения меньше энергии активации, то по классическим представлениям

деление невозможно. Исследования показали, что ядра ^{235}U претерпевают деление после захвата любых, в том числе и медленных (тепловых) нейтронов. Для деления же ядер ^{238}U, захвативших нейтрон, требуются быстрые нейтроны с энергиями больше 1 МэВ.

8. Такое различие в поведении ядер ^{235}U и ^{238}U связано в первую очередь с эффектом спаривания нуклонов (см. § 64). В нечетном ядре ^{235}U неспаренный нуклон связан слабее остальных нуклонов, которые спарены. Допустим, что ядро ^{235}U поглощает свободный нейтрон, превращаясь в четно-четное промежуточное ядро ^{236}U. При захвате свободного нейтрона промежуточное ядро получается в возбужденном состоянии. Возбуждение еще более возрастает за счет того, что бывший неспаренный нуклон находит себе партнера и тем самым становится связанным сильнее. Если же свободный нейтрон захватывается ядром ^{238}U, то получается четно-нечетное промежуточное ядро ^{239}U. В нем захваченный нейтрон, не имея себе партнера, связан слабее, чем остальные нуклоны. Поэтому в процессе захвата нейтрона ядро ^{238}U возбуждается слабее, чем ядро ^{235}U. Для его деления требуется дополнительная энергия возбуждения. Некоторое влияние на способность ядер к делению, возможно, оказывает и то обстоятельство, что параметр Z^2/A для ядер ^{236}U (35,86) больше, чем для ядер ^{239}U (35,41).

Изложенное в основном справедливо и в отношении других четно-нечетных ядер. Особенно следует отметить ядра ^{239}Pu и ^{233}U, которые делятся медленными нейтронами, тогда как их четно-четные изотопы, как правило, требуют для деления быстрых нейтронов (^{240}Pu делится и на тепловых нейтронах). Это обстоятельство играет решающую роль в ядерной энергетике (см. § 95).

9. С квантовой точки зрения не обязательно, чтобы энергия возбуждения превосходила энергию активации ядра. Ядро может разделиться и в том случае, когда имеет место обратное соотношение. В этом случае деление может произойти путем *туннельного просачивания* через потенциальный барьер, как это имеет место при α-распаде. Однако вероятность этого процесса мала. Она тем меньше, чем выше потенциальный барьер. В частности, возможно и *спонтанное деление* ядра, происходящее при полном отсутствии внешнего возбуждения.

Спонтанное деление ядер урана впервые наблюдали К. А. Петржак и Г. Н. Флеров (р. 1913) в 1940 г. В их опытах была использована многослойная ионизационная камера с рабочей площадью пластин около 1000 см^2 и больше, на которую наносился уран. При поднесении к ионизационной камере источника нейтронов в осциллографе наблюдались мощные ионизационные толчки, происходящие от вынужденного деления ядер урана. Эти предварительные опыты позволяли изучить характер

ионизационных толчков, происходящих от деления ядер урана. При удалении источника нейтронов такие толчки полностью не прекращались, что свидетельствовало о спонтанном делении ядер. В начальных опытах Петржак и Флеров наблюдали в среднем примерно 6 толчков в час. Окончательные опыты были поставлены на одной из станций Московского метрополитена на глубине 50 м, чтобы как можно лучше защитить аппаратуру от мешающего фона космических лучей. В одном грамме урана за час самопроизвольно делится в среднем всего около 25 ядер урана. Пользуясь этим, легко рассчитать, что период полураспада урана по отношению к спонтанному делению составляет около

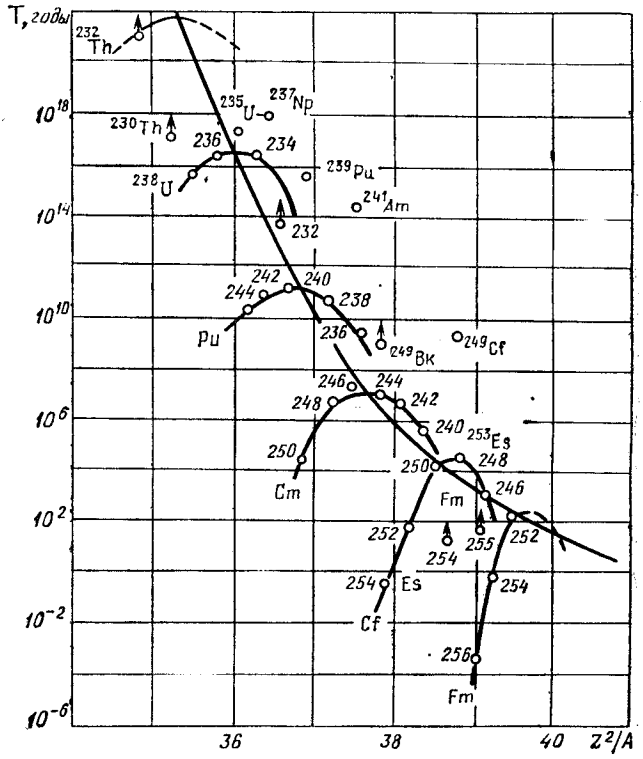


Рис. 161

10^{16} лет. На рис. 161 приведена зависимость периода T спонтанного деления от параметра Z^2/A для различных тяжелых ядер. Светлые кружки (точки) соответствуют экспериментальным данным, пересекающая рисунок сплошная кривая рассчитана по модели жидкой капли.

10. Как уже указывалось выше, ядро чаще всего делится на два осколка. Но отношение масс этих осколков может быть разным. При делении тепловыми нейтронами осколки равных или близких масс почти не наблюдаются, хотя все числовые оценки выше мы делали в предположении равенства масс осколков, так как для этой цели такое предположение не существенно. На самом деле наиболее вероятно деление на осколки, один из которых примерно в полтора раза тяжелее другого. Это иллюстрируется рис. 162, на котором приведено количество осколков различных массовых чисел в процентах для ^{235}U при делении тепловыми нейтронами. Считается, что такая асимметрия деления

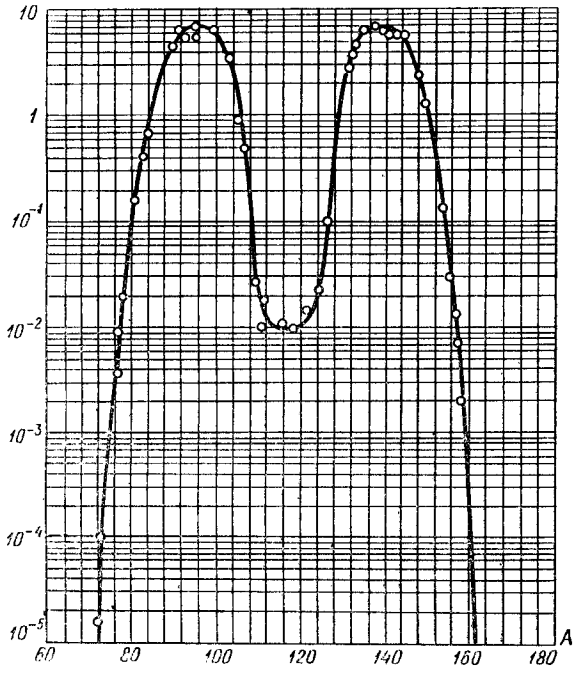


Рис. 162

объясняется влиянием ядерных нейтронных оболочек — ядру энергетически выгоднее делиться так, чтобы число нейтронов в каждом из осколков было близко к одному из магических чисел — 50 или 82.

11. Процесс деления ядра сопровождается вылетом *вторичных нейтронов*. Этого следует ожидать на основе следующих простых соображений. Отношение числа нейтронов N к числу протонов Z в ядре, вообще говоря, тем больше, чем тяжелее ядро.

Для β-стабильных ядер это видно из рис. 120, а также из формулы (64.8а), если ее переписать в виде

$$N/Z = 0{,}97 + 0{,}0150\, A^{2/3}.$$

Допустим теперь, что тяжелое ядро разделилось на два осколка. Если бы при делении общее число нейтронов в системе не изменилось, то отношения N/Z в обоих осколках были бы либо равны такому же отношению в исходном тяжелом ядре, либо в одном из них оно было бы больше, а в другом меньше. Значит, по крайней мере один из осколков получился бы нейтроноизбыточным и должен был бы освобождаться от лишних нейтронов.

Появление вторичных нейтронов можно понять и с точки зрения капельной модели ядра. В шейке гантелеобразного ядра (положение *3* на рис. 159) почти нет протонов, так как из-за кулоновского отталкивания они сосредоточиваются главным образом в удаленных — шарообразных — частях ядра. Поэтому при разрыве шейки в процессе деления из нее могут вылетать лишь нейтроны, и притом за времена порядка ядерных (10^{-22}—10^{-23} с), т. е. практически мгновенно. Такие вторичные нейтроны называются *мгновенными*.

Наряду с мгновенными при делении ядер появляются и *запаздывающие вторичные нейтроны*. Дело в том, что осколки деления ядер радиоактивны. При их β-распаде могут появляться нейтроноизбыточные ядра в сильно возбужденных состояниях.

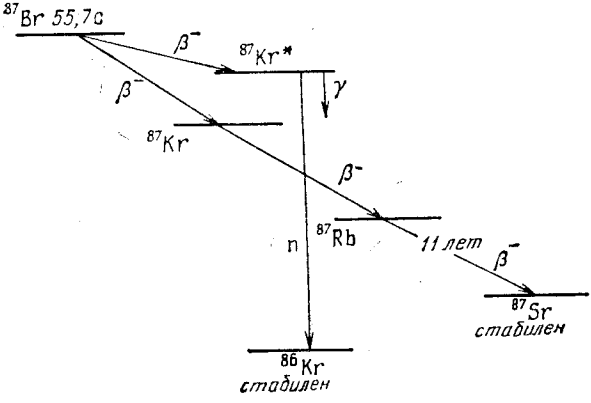


Рис. 163

Возбуждение таких ядер снимается путем конкурирующих процессов испускания нейтронов и γ-квантов. Оба процесса происходят практически мгновенно. Первый из этих процессов и порождает запаздывающие нейтроны. Запаздывание понимается в смысле временного отставания момента вылета рассматривае-

мых нейтронов от момента испускания мгновенных нейтронов (появляющихся непосредственно при делении ядра). Оно определяется периодом полураспада изотопа-предшественника, при β-распаде которого и получилось возбужденное ядро, испустившее затем нейтрон.

Процесс возникновения запаздывающих нейтронов поясняется схемами на рис. 163 и 164. На рис. 163 показано ядро ^{87}Br,

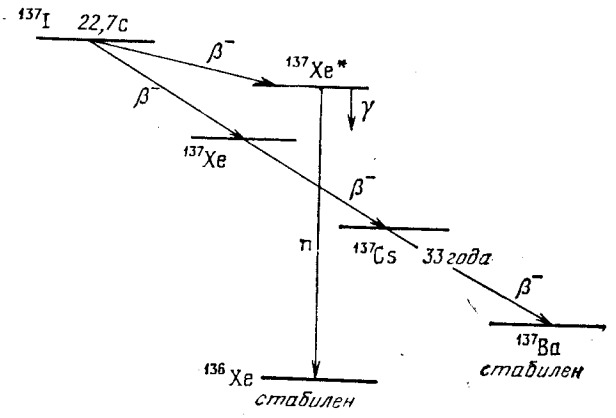


Рис. 164

появившееся в результате ядерного деления. Это ядро испытывает β^--распад с периодом полураспада 55,6 с. В результате таких распадов возникают ядра ^{87}Kr, бо́льшая часть которых находится в невозбужденном состоянии и лишь незначительная часть — в сильно возбужденном состоянии $^{87}Kr^*$. Невозбужденное ядро после двух последовательных β^--распадов переходит в стабильное ядро ^{87}Sr. Сильно же возбужденное ядро $^{87}Kr^*$ почти мгновенно переходит в невозбужденное состояние ^{87}Kr (с испусканием γ-квантов) или же в стабильное состояние ^{86}Kr (с испусканием нейтрона). В последнем процессе и возникает запаздывающий нейтрон*). Аналогичная схема приведена и на рис. 164.

Запаздывающие нейтроны делятся на несколько групп, различающихся временем запаздывания и энергией. В табл. 15 приведены характеристики запаздывающихся нейтронов, возникающих при делении ядер урана-235.

Свыше 99 % от всех выделяющихся при делении нейтронов освобождается мгновенно. На долю запаздывающих нейтронов приходится примерно 0,75 %. Несмотря на это, запаздывающие

*) Следует отметить, что изотоп ^{87}Kr не случайно оказался «нейтроноактивным». В ядре этого изотопа 51 нейтрон, т. е. на один нейтрон больше магического числа 50; этот «лишний» нейтрон и покидает возбужденное ядро. У изотопа ^{137}Xe (рис. 164) число нейтронов равно 83, так что ситуация аналогична.

Таблица 15

Запаздывающие нейтроны

Период полураспада, с	Выход, % (к общему числу вторичных нейтронов)	Кинетическая энергия запаздывающих нейтронов, МэВ
55,7	0,021	0,25
22,7	0,140	0,56
6,2	0,125	0,43
2,3	0,253	0,62
0,6	0,074	0,42
0,2	0,027	—
Средние 8,97	0,64	0,508

нейтроны играют важную роль в ядерной энергетике — они позволяют сделать управляемыми ядерные реакции, происходящие при делении в ядерных реакторах (см. § 95, пункт 5).

12. В заключение приведем более точное примерное распределение энергии деления между различными способами ее освобождения при делении ^{235}U тепловыми нейтронами:

кинетическая энергия осколков	166,2±1,3 МэВ
энергия нейтронов деления	4,8±0,1 МэВ
энергия мгновенных γ-квантов	8,0±0,8 МэВ
энергия β-частиц продуктов деления	7,0±0,3 МэВ
энергия γ-излучения продуктов деления	7,2±1,1 МэВ
энергия антинейтрино продуктов деления	9,6±0,5 МэВ
Всего	202,8±0,4 МэВ

§ 94. Трансурановые элементы

1. Причину, по которой периодическая система химических элементов, встречающихся в природе в естественном состоянии, обрывается на уране $_{92}U$, надо искать в происхождении химических элементов и их последующих радиоактивных превращениях. В настоящее время можно считать доказанным, что все химические элементы Солнечной системы образовались свыше 5 млрд лет назад в результате гравитационного сжатия огромных масс галактического водорода, при котором сильно повысилась его температура. Чрезвычайно высокая температура и обеспечила синтез сложных ядер из более простых ядер водорода. При этом были синтезированы и многочисленные изотопы химических элементов с атомными номерами больше 92. Однако период их полураспада оказался значительно меньше времени существования Земли (около $4{,}5 \cdot 10^9$ лет). К настоящему времени все эти изотопы из-за радиоактивных превращений полностью распались и исчезли на Земле (см. пункт 10). Самым тяжелым из сохра-

нившихся оказался изотоп урана ^{238}U, период полураспада которого ($4{,}5 \cdot 10^9$ лет) того же порядка, что и возраст Земли.

2. Истинные границы периодической системы, за которыми существование более тяжелых элементов невозможно, казалось бы, должны определяться нестабильностью электронной оболочки атома. Дело в том, что самый глубокий электрон атомной оболочки не может приблизиться к центру ядра на расстояние, меньшее радиуса последнего. Такой электрон был бы сразу поглощен ядром, что привело бы к уменьшению атомного номера элемента. Расстояние самого глубокого электрона атомной оболочки до центра атомного ядра с зарядовым числом Z по теории Бора равно r_B/Z, где r_B — боровский радиус. Радиус самого ядра определяется формулой (65.1). Таким образом, для возможности существования атома, во всяком случае, необходимо выполнение условия $r_B/Z \geqslant r_0 A^{1/3}$, или

$$ZA^{1/3} \leqslant r_B/r_0 \approx 38\,000. \qquad (94.1)$$

Исключение Z с помощью соотношения (64.8а) приводит к неравенству

$$\frac{A^{4/3}}{1{,}97 + 0{,}015A^{2/3}} \leqslant 38\,000. \qquad (94.1а)$$

Решение этого неравенства сводится к решению квадратного уравнения относительно $A^{2/3}$. В результате получается $A \leqslant 17\,700$ и, следовательно, $Z \leqslant 1460$. Итак, совершенно невозможно существование атомов с порядковым числом $Z \geqslant 1460$.

Приведенная оценка дает слишком завышенное значение для верхней границы Z. Она, в сущности, основана на безусловно верном утверждении, что атом не может существовать, если ближайший к ядру электрон находится на уровне, с которого практически мгновенно происходит электронный захват, в результате которого зарядовое число Z (равное порядковому номеру элемента) уменьшается на единицу. А такой захват (из-за туннельного эффекта) с большой вероятностью происходит не только с расстояния до центра ядра, равного его радиусу, но и с расстояний, значительно больших. Поэтому стабильность электронной оболочки атома должна нарушаться уже при Z, значительно меньших найденного выше значения. Более подробное рассмотрение показывает, что такое нарушение должно начинаться при $Z = 180-200$. И все же периодическая система элементов обрывается еще раньше. Ее верхняя граница связана не с неустойчивостью электронной оболочки, а определяется *неустойчивостью самого ядра*.

3. Элементы с атомными номерами больше 92, как уже указывалось, называются *трансурановыми* («заурановыми») или, короче, *трансуранами*. Все они получаются искусственно, т. е. в результате различных ядерных реакций, в которых тот или

иной (тяжелый) элемент подвергается облучению или бомбардировке различными ядерными частицами. Наиболее важными из них являются нейтроны, поскольку они лишены электрического заряда и, следовательно, им не требуется преодолевать кулоновский потенциальный барьер. Но и заряженные частицы являются эффективными снарядами для получения трансурановых элементов, если только их энергия достаточно велика.

При облучении нейтронами изотопа урана ^{238}U получается промежуточное ядро ^{239}U. Обладая излишком нейтронов, оно испытывает β^--распад и превращается в ядро трансуранового элемента с $Z = 93$. Этот элемент был назван *нептунием* (Np) по аналогии с Солнечной системой, в которой за планетой Уран следует планета Нептун. Претерпевая дальнейший β^--распад, нептуний превращается в наиболее важный искусственный трансуран с $Z = 94$, названный *плутонием* (Pu), опять-таки по аналогии с Солнечной системой, в которой за Нептуном следует планета Плутон.

Такая схема получения трансуранов с $Z = 93$ и $Z = 94$ была абсолютно ясна Ферми уже в 1934 г., когда он начал облучать нейтронами уран. Правда, в то время Ферми не удалось наблюдать Np и Pu из-за их больших периодов полураспада (2, 3 дня для $^{239}_{93}Np$ и $2{,}4 \cdot 10^4$ лет для $^{239}_{94}Pu$) и слабости радон-бериллиевого источника нейтронов, которым он тогда пользовался. В опытах Ферми в действительности наблюдались не радиоактивные излучения трансуранов, а излучения радиоактивных изотопов, получающихся при *делении ядер урана* (см. § 93). Только после создания ядерных реакторов, из которых исходят мощные потоки нейтронов (до 10^{15} нейтронов через 1 см^2 в 1 с), открылась возможность получать Np и Pu и притом в промышленных масштабах. Их получение можно представить следующей схемой:

$$^1_0n + {}^{238}_{92}U \to {}^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{94}Pu \xrightarrow{\alpha} . \qquad (94.2)$$

Это, конечно, не единственная схема получения нептуния и плутония. Например, изотоп нептуния $^{238}_{93}Np$ был получен в результате облучения урана ^{238}U дейтронами с энергией 16 МэВ:

$$^2_1d + {}^{238}_{92}U \to {}^{238}_{93}Np + 2n. \qquad (94.3)$$

Всего в настоящее время известно не менее 12 изотопов нептуния с массовыми числами от 230 до 241. Изотоп нептуния $^{239}_{93}Np$ представляет собой тяжелый ($\rho = 19{,}5$ г/см^3) металл с серебристым блеском, медленно окисляющийся на воздухе. Температура плавления нептуния 640°С.

В настоящее время известны не менее 15 изотопов плутония с массовыми числами от 232 до 246. Элемент плутоний — блестящий металл с голубоватым оттенком. Плотность его в разных

модификациях изменяется от 15,9 до 19,8 г/см^3. Температура плавления плутония 640 °С. Коэффициент линейного расширения плутония отрицательный.

4. Путем облучения нейтронами плутония получается следующий трансуран с $Z = 95$. Он был получен в США и назван *америцием* (Am). Способ его получения в ядерном реакторе представляется следующей схемой:

$$^1_0n + {}^{239}_{94}Pu \rightarrow {}^{240}_{94}Pu,$$

$$^1_0n + {}^{240}_{94}Pu \rightarrow {}^{241}_{94}Pu \xrightarrow{\beta^-} {}^{241}_{95}Am.$$

Америций $^{241}_{95}Am$ представляет собой серебристый металл с плотностью 11,7 г/см^3.

Облучение $^{241}_{94}Am$ нейтронами с последующим β^--распадом промежуточного ядра приводит к образованию трансурана с $Z = 96$ по схеме

$$^1_0n + {}^{241}_{95}Am \rightarrow {}^{242}_{95}Am \xrightarrow{\beta^-} {}^{242}_{96}Cm. \qquad (94.4)$$

Он был назван *кюрием* (Cm) в честь Марии и Пьера Кюри. Это также серебристый металл с плотностью 7 г/см^3. Он α-радиоактивен с периодом полураспада 160 дней. Его α-радиоактивность настолько велика (10^{13} α-частиц в 1 мин на 1 мг), что она приводит к разогреванию, разбрызгиванию и даже разложению воды в водных растворах солей кюрия, а также к свечению их в темноте.

Не вдаваясь в подробности, заметим, что 97-й и 98-й элементы также могут быть получены путем длительного облучения нейтронами плутония $^{239}_{94}Pu$ в ядерных реакторах. Они были названы соответственно *берклием* (Bk) и *калифорнием* (Cf). Эти названия происходят от города Беркли (США) и Калифорнийского университета в Беркли, где впервые были получены рассматриваемые трансураны. Существуют различные способы получения берклия и калифорния, равно как америция и кюрия. Однако в больших количествах все эти элементы получаются только реакторным способом. В настоящее время известно 11 изотопов америция с массовыми числами от 237 до 247, 13 изотопов кюрия ($238 \leqslant A \leqslant 252$), 9 изотопов берклия ($243 \leqslant A \leqslant 251$) и 16 изотопов калифорния ($240 \leqslant A \leqslant 255$).

5. Реакторный способ, хотя он и является единственным способом получения трансуранов в больших количествах, все же не всегда применим. Оказалось, что следующие за калифорнием ($Z = 98$) новые элементы вблизи ядерного реактора упорно не появляются. Причина этого в том, что не все ядра одного и того же изотопа после поглощения нейтрона претерпевают β^--распад. Большая часть ядер или испытывает деление, или распадается иным способом, не приводящим к образованию нового элемента

с бо́льшим атомным номером. Эти процессы идут тем интенсивнее, чем тяжелее атомные ядра, и, наконец, полностью вытесняют β^--распад. Можно было бы думать, что указанные трудности имеют только технический характер и могут быть преодолены путем повышения мощности реактора. Но помимо технических трудностей есть и трудности принципиальные, когда в результате длинного ряда радиоактивных превращений опять возникает исходный элемент, подвергнутый облучению нейтронами. К этому, в частности, может привести α-распад какого-либо ядра. Примером может служить следующая цепочка превращений:

$$^{239}_{94}\mathrm{Pu} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{240}_{94}\mathrm{Pu},$$

$$^{240}_{94}\mathrm{Pu} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{241}_{94}\mathrm{Pu} \xrightarrow{\beta^-} {}^{241}_{95}\mathrm{Am},$$

$$^{241}_{95}\mathrm{Am} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{242}_{95}\mathrm{Am} \xrightarrow{\beta^-} {}^{242}_{96}\mathrm{Cm} \xrightarrow{\alpha} {}^{238}_{94}\mathrm{Pu},$$

$$^{238}_{94}\mathrm{Pu} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{239}_{94}\mathrm{Pu}.$$

Непреодолимое препятствие для реакторного способа возникает также, когда одно из звеньев в цепочке превращений выпадает. Такое препятствие возникает, когда в этом звене время жизни ядра очень мало, а также тогда, когда ядро, входящее в звено, полностью распадается нежелательным образом, например путем спонтанного деления.

6. Указанные затруднения связаны прежде всего с тем, что при облучении нейтронами от ядерных реакторов облучаемое ядро, как правило, поглощает только один или малое число нейтронов. Если увеличить поток облучающих нейтронов во много раз, то некоторые ядра, возможно, будут поглощать сразу несколько нейтронов и окажутся в состоянии перепрыгнуть через «запрещенную» область в реакторном методе. Таким путем могут образовываться новые трансурановые элементы или новые изотопы уже известных элементов. И действительно, в 1952 г. в США произвели испытание водородной бомбы, в которой происходит сгорание дейтериево-тритиевой смеси. Реакция происходит при температуре порядка ста миллионов градусов и длится всего доли секунды. В течение такого короткого времени через урановую оболочку бомбы проходит поток нейтронов, на много порядков превышающий поток нейтронов в ядерных реакторах за то же время. В радиоактивной пыли, образовавшейся при взрыве, были обнаружены ранее неизвестные изотопы плутония $^{244}\mathrm{Pu}$ и $^{246}\mathrm{Pu}$. Они образуются в результате захвата ядром $^{238}\mathrm{U}$ сразу 6 или 8 нейтронов с последующим β^--распадом, т. е.

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + 6\,{}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{244}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{244}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}^{244}_{94}\mathrm{Pu}, \qquad (94.5)$$

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + 8\,{}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{246}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{246}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}^{246}_{94}\mathrm{Pu}. \qquad (94.6)$$

Американские ученые запросили срочно доставить с атолла Бикини, где произошел взрыв водородной бомбы, около тонны кораллов. После весьма кропотливого труда из этих кораллов были выделены ничтожные количества 99-го и 100-го элементов. Они были названы соответственно *эйнштейнием* и *фермием* в честь Эйнштейна и Ферми. Обнаруженные изотопы эйнштейния ($^{253}_{99}$Es) и фермия ($^{255}_{100}$Fm) получаются в результате следующих процессов. При взрыве водородной бомбы некоторые ядра урана одновременно захватывают 15 или 17 нейтронов. Последующая цепь β^--распадов и приводит к образованию новых трансуранов:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + 15\,^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{253}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{253}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} \ldots \xrightarrow{\beta^-} {}^{253}_{99}\mathrm{Es}, \qquad (94.7)$$

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + 17\,^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{255}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{255}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} \ldots \xrightarrow{\beta^-} {}^{255}_{100}\mathrm{Fm}. \qquad (94.8)$$

Всего в настоящее время известно 14 изотопов эйнштейния с массовыми числами от 243 до 256 и 16 изотопов фермия с массовыми числами от 242 до 258. Эйнштейний и фермий характеризуются еще меньшими периодами полураспада относительно процессов спонтанного деления и испускания α-частиц, чем предшествующие трансураны. Самый долгоживущий изотоп эйнштейния $^{254}_{99}$Es имеет период α-распада около 480 дней, а самый долгоживущий изотоп фермия $^{257}_{100}$Fm — только 80 дней. У изотопа фермия $^{256}_{100}$Fm очень небольшой период полураспада относительно спонтанного деления — всего около 160 мин.

Можно было бы надеяться, что дальнейшие трансураны могут быть получены таким же способом, что и эйнштейний и фермий, если только увеличить мощность потока облучающих нейтронов. Но эти надежды не оправдались. В 60-х годах в США была произведена серия подземных ядерных взрывов. Поток нейтронов в наиболее мощном из них по своей интенсивности превосходил примерно в 10 раз соответствующий поток на атолле Бикини. Но трансураны с атомным номером выше атомного номера фермия не образовывались. Причиной этого является спонтанное деление ядер. В цепочке ядерных превращений появляется ядро, практически мгновенно испытывающее спонтанное деление и тем самым обрывающее эту цепочку.

Изложенные методы не позволяют получить ядра с $Z > 100$. Причины — недостаточная плотность нейтронных потоков, малая вероятность захвата большого числа нейтронов и (что наиболее важно) быстрый радиоактивный распад ядер с $Z > 100$.

7. Для получения трансуранов с $Z > 100$ пришлось обратиться к более старому методу, который применялся еще до открытия нейтрона. В этом методе мишень, содержащую атомные ядра одного элемента, подвергали бомбардировке атомными ядрами другого элемента. Происходило столкновение двух атомных ядер,

в результате чего образовывалось новое атомное ядро. Оно могло оказаться промежуточным и испытать в дальнейшем радиоактивный распад с образованием других атомных ядер. В качестве мишени брали чаще всего уран или какой-либо из ранее полученных трансуранов, а в качестве бомбардирующего ядра — более легкие атомные ядра, например α-частицы.

Недостаток метода состоит в том, что оба сталкивающихся ядра заряжены положительно, а потому они отталкиваются друг от друга. Принято говорить, что между ядрами существует *кулоновский потенциальный барьер*. Чтобы при проникновении частицы-снаряда внутрь ядра-мишени между этими частицами произошла ядерная реакция, необходимо этот барьер преодолеть. Это сделать тем легче, чем больше энергия бомбардирующей частицы.

Естественные α-частицы, испускаемые радиоактивными элементами, обладают сравнительно небольшими энергиями (не превышающими 8 МэВ). Хотя они и могут преодолевать потенциальный барьер, но это происходит только в результате маловероятного квантовомеханического эффекта — туннельного просачивания через барьер. Поэтому-то вместо α-частиц, возникающих при распаде, применяются искусственные α-частицы, т. е. ускоренные ионы гелия ${}^4_2\mathrm{He}$, а также ускоренные ионы других элементов.

В 1940—1950 гг. в распоряжении физиков имелись только маломощные ускорители, которые могли ускорять до небольших энергий лишь простейшие ядра водорода — протоны ${}^1_1\mathrm{H}$, дейтроны ${}^2_1\mathrm{H}$, а также ядра гелия ${}^4_2\mathrm{He}$ (α-частицы). Для синтеза нового трансурана сначала получали в реакторе ядра самого тяжелого из известных трансуранов и из них приготовляли мишень, а затем бомбардировали ее протонами, дейтронами или α-частицами. В результате получался элемент, атомный номер которого на одну или две единицы больше, чем у ядра мишени.

Примерами могут служить ядерные реакции

$$
\begin{aligned}
&{}^2_1\mathrm{H} + {}^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow 2{}^1_0\mathrm{n} + {}^{238}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[2{,}1\ \text{дня}]{\beta^-} {}^{238}_{94}\mathrm{Pu},\\
&{}^4_2\mathrm{He} + {}^{239}_{94}\mathrm{Pu} \rightarrow {}^{242}_{96}\mathrm{Cm} + {}^1_0\mathrm{n},\\
&{}^4_2\mathrm{He} + {}^{241}_{95}\mathrm{Am} \rightarrow {}^{243}_{97}\mathrm{Bk} + 2{}^1_0\mathrm{n},\\
&{}^4_2\mathrm{He} + {}^{242}_{96}\mathrm{Cm} \rightarrow {}^{245}_{98}\mathrm{Cf} + {}^1_0\mathrm{n},
\end{aligned}
$$

с помощью которых впервые были синтезированы изотопы элементов 94, 96, 97, 98. Они были получены в США в 1940, 1944, 1949 и 1950 гг. соответственно. Отметим, что сначала был открыт кюрий, а потом америций. Впоследствии другие изотопы тех же элементов получались другими способами, в частности путем

облучения ядер трансуранов и самого урана нейтронами. На образном языке технику эксперимента путем облучения трансуранов легкими заряженными частицами можно было бы назвать «легкой артиллерией».

Последним элементом, синтезированным с помощью «легкой артиллерии», был 101-й элемент, названный *менделевием* в честь великого русского химика Д. И. Менделеева. Его впервые удалось получить в Беркли (США) в 1955 г. в результате реакции

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{253}_{99}\mathrm{Es} \rightarrow {}^{256}_{101}\mathrm{Md} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}. \qquad (94.9)$$

Мишенью служил невидимый глазом тонкий слой атомов изотопа эйнштейния-253 (всего около миллиарда атомов), нанесенный на тонкую (тоньше человеческого волоса) золотую фольгу. На ускорителе в Беркли эта фольга облучалась α-частицами с энергией 41 МэВ. Альфа-частица, проникая в ядро эйнштейния, увеличивала его заряд на 2 единицы. В результате образовывались нейтрон и ядро 101-го элемента, которые попадали на расположенную сзади вторую золотую фольгу и осаждались на ней. Со второй фольги в первом опыте химикам удалось собрать всего 17 атомов 101-го элемента. И все же химики определили некоторые радиоактивные и химические свойства этого элемента. Работой по синтезу 101-го элемента руководил А. Гиорсо (р. 1915).

8. Все трансурановые элементы от 93-го до 101-го включительно были впервые получены в США под руководством Г. Сиборга (р. 1912) и А. Гиорсо. Для получения трансуранов с большими атомными номерами от «легкой артиллерии» требовалось перейти к «артиллерии среднего калибра», что и было сделано. В качестве снарядов для бомбардировки мишеней стали использоваться ускоренные ионы углерода $_{6}\mathrm{C}$, азота $_{7}\mathrm{N}$, кислорода $_{8}\mathrm{O}$, неона $_{10}\mathrm{N}$, аргона $_{18}\mathrm{Ar}$. Существенно, чтобы бомбардирующие ионы были многозарядными, так как при прочих равных условиях энергия, приобретаемая ионом в циклическом ускорителе, пропорциональна квадрату заряда иона. В середине 60-х годов лишь физики Дубны (СССР) и Беркли (США) располагали ускорителями, пригодными для ускорения ионов аргона.

В дальнейшем для бомбардировки мишеней стали применять еще более массивные ионы:

$$_{26}\mathrm{Fe},\ _{27}\mathrm{Co},\ _{28}\mathrm{Ni},\ _{29}\mathrm{Cu},\ _{30}\mathrm{Zn},\ _{32}\mathrm{Ge},\ _{36}\mathrm{Kr},\ _{54}\mathrm{Xe}$$

и т. д. вплоть до $_{92}\mathrm{U}$ включительно. Короче говоря, в строй вступила «тяжелая артиллерия». Но чем больше заряд ядра иона, тем до большей кинетической энергии должен быть ускорен ион. Действительно, чтобы ядро ускоренного иона могло слиться с ядром мишени, кинетическая энергия иона должна превышать высоту кулоновского барьера между ядрами. А последняя пропорциональна зарядам обоих сталкивающихся ядер. Например, ку-

лоновский барьер для цинка ($Z = 30$) в 15 раз выше кулоновского барьера для α-частицы ($Z = 2$). Вот почему для использования тяжелых ионов требуются ускорители на высокие энергии.

Для ускорения ионов при получении новых трансуранов в США пользовались линейными ускорителями различных типов, в том числе и перезарядными линейными ускорителями (тандемами), принцип действия которых такой же, по которому работает соответствующий тандем-генератор Ван-де-Граафа (см. § 84, пункт 2). Линейными ускорителями пользовались и ученые Дармштадта (ФРГ) и во многих других лабораториях мира. В СССР в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) в Лаборатории ядерных реакций, руководимой Г. Н. Флеровым, для получения новых трансуранов и изучения их свойств применялись циклотроны. Поскольку ученым Дубны при изучении трансуранов принадлежит ведущее место в мире, мы остановимся только на краткой характеристике этих циклотронов. При этом мы совершенно не будем касаться способов выделения полученного трансуранового изотопа из смеси или соединения его с другими элементами, а также способов идентификации заряда и массового числа соответствующего ему ядра, хотя эти вопросы не менее трудны и важны, чем и получение самого изотопа.

9. В 1961 г. в Дубне для ускорения тяжелых ионов был построен циклотрон У-300, который для того времени был самым мощным в мире и специально приспособлен для синтеза новых трансурановых элементов. (Число 300 означает, что диаметр полюсов магнита в циклотроне составляет 300 см, точнее, 310 см. Аналогично, символы У-200 и У-400 означают циклотроны с диаметрами полюсов магнитов 200 и 400 см соответственно.)

Энергия, приобретаемая ионом в циклотроне, пропорциональна квадрату заряда иона q, квадрату радиуса r полюсов магнита и квадрату напряженности магнитного поля H (см. задачу 2 к этому параграфу). Масса магнита в циклотроне У-300 2200 т, мощность высокочастотного генератора, питающего циклотрона 500 кВт, напряжение между высокочастотными электродами-дуантами 260 кВ.

В 1966 г. в Дубне появился новый циклотрон У-200. Он стал одним из лучших в своем классе ускорителей (т. е. ускорителей с такими же диаметрами полюсов магнита) и оказался непревзойденным по интенсивности пучка легких ионов, а это очень важно для синтеза трансуранов. На строившихся до него циклотронах того же класса напряженность магнитного поля составляла, как правило, 14—16 кГс с вариацией амплитуды относительно этого значения около 4 кГс. На циклотроне У-200 удалось довести напряженность поля до 20 кГс, а амплитуду — до 6. В результате энергия ускоряемых частиц на циклотроне увеличилась вдвое, если учесть ее зависимость от магнитного поля, отмеченную выше. На циклотроне У-200 впервые были син-

тезированы изотопы 106-го и 107-го элементов, о чем подробнее будет сказано ниже.

С момента вступления в строй циклотрона У-200 появилась возможность дальше повышать энергию ускоряемых ионов комбинацией циклотрона У-300 с меньшим циклотроном У-200. Таким путем получался *перезарядный* или *тандем-циклотрон*, работающий по принципу, сходному с тем, по которому работает тандем-генератор Ван-де-Граафа (см. § 84, пункт 2). В тандем-циклотроне ион сначала ускорялся циклотроном У-300, затем поступал в циклотрон У-200, пройдя предварительно через угольную пленку толщиной 0,2 мкм. В пленке частично «обдирается» электронная оболочка иона, так что положительный заряд иона увеличивается. Благодаря этому появляется возможность дальнейшего ускорения иона в циклотроне У-200, хотя он и меньше циклотрона У-300. Однако этот метод не получил распространения из-за своей сложности, а главным образом потому, что интенсивность ионных пучков на выходе получалась очень малой.

На циклотроне У-200, как уже отмечалось выше, были произведены важные исследования по синтезу трансурановых элементов. Но циклотрон У-200 главным образом был задуман как уменьшенная вдвое модель более мощного циклотрона У-400, который вступил в строй в конце декабря 1979 г. Циклотрон У-400 проектировался как специализированный ускоритель для получения ускоренных пучков ионов средней массы от неона ^{20}Ne до серебра ^{108}Ag. При его сооружении был учтен опыт строительства, эксплуатации и модернизации циклотронов У-300 и У-200, а также тандем-циклотрона. В результате У-400 оказался лучшим в мире в своем классе ускорителей. В частности, при той же массе электромагнита и том же потребляемом им токе питания, что и у ускорителя У-300, интенсивность ускоренных пучков на циклотроне У-400 возросла в сотни раз.

10. Обращаемся к вопросу о синтезе трансурановых элементов после получения 101-го элемента — менделевия. В 1956 г. к работам по синтезу 102-го элемента приступили ученые Нобелевского института физики в Стокгольме, Калифорнийского института в Беркли и Института атомной энергии в Москве.

Не прошло и года, как из Нобелевского института сообщили, что на стокгольмском циклотроне при облучении мишени из кюрия $^{244}_{96}Cm$ ионами углерода $^{13}_{6}C$ обнаружены атомы 102-го элемента. Авторы работы предложили называть новый элемент *нобелием* ($_{102}No$) в честь учредителя Нобелевской премии. Однако через несколько месяцев ученые в Беркли в точности воспроизвели стокгольмские опыты и не нашли активности с описанными свойствами. Но и они сообщили данные о свойствах якобы 102-го элемента, впоследствии опровергнутые. Поэтому и их работа не может претендовать на открытие 102-го элемента.

Впервые элемент 102, точнее, его изотоп $^{254}102$*) был с достоверностью синтезирован в Дубне в 1963 г. путем бомбардировки $^{238}_{92}U$ ионами $^{22}_{10}Ne$ и правильно по порядку величины был определен период полураспада синтезированного изотопа (уточненное значение этого периода 55 с). Эта работа и может претендовать на приоритет в получении 102-го элемента. Впоследствии данные, полученные в Дубне по всем изотопам 102-го элемента, были согласованы с данными, полученными в Беркли.

В 1961 г. из Беркли пришло сообщение о синтезе изотопа $^{257}103$. Элемент с $Z = 103$ был назван *лоуренсием* в честь изобретателя циклотрона Лоуренса. Однако данные, сообщенные об изотопе $^{257}103$, оказались ошибочными. Впоследствии сами авторы выразили сомнение в том, что массовое число обнаруженного ими изотопа равно 257, а не 258 или 259. В 1965 г. в Дубне с достоверностью был открыт изотоп $^{256}103$ путем бомбардировки америция атомами изотопа кислорода:

$$^{18}_{8}O + ^{243}_{95}Am \rightarrow ^{256}103 + 5^{1}_{0}n. \qquad (94.10)$$

При этом были получены правильные данные о вновь открытом изотопе $^{256}103$. Поэтому можно считать, что элемент 103 был также впервые синтезирован в Дубне в 1965 г.

Элементы 102 и 103 не получили еще общепринятых названий. Ученые социалистических стран, работающие в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне, где впервые с достоверностью были синтезированы указанные элементы, предложили называть элемент 102 *жолиотием* (Jl) в честь Фредерика Жолио-Кюри, а элемент 103 — *резерфордием* (Rf) в честь Резерфорда. Но и эти названия до сих пор еще не получили всеобщего признания. Споры о приоритете открытия элементов 102 и 103 и их названиях продолжаются до сих пор. По этой причине мы условно и сохраняем первоначальные названия — нобелий и лоуренсий.

В 1964 г. в Дубне на циклотроне У-300 был синтезирован 104-й элемент (точнее, изотоп $^{260}104$), названный *курчатовием* (Ku) в честь видного советского физика и организатора науки И. В. Курчатова (1903—1960). При синтезе этого элемента в качестве бомбардирующих частиц применялись ионы неона $^{22}_{10}Ne$ с энергией 115 МэВ, а в качестве мишени использовался $^{242}_{94}Pu$. Происходила ядерная реакция

$$^{22}_{10}Ne + ^{242}_{94}Pu \rightarrow ^{260}_{104}Ku + 4^{1}_{0}n, \qquad (94.11)$$

в результате которой и получился указанный изотоп курчатовия. Всего в настоящее время открыто восемь изотопов курчатовия.

*) Символ $^{254}102$ означает, что порядковый номер элемента равен 102, а его массовое число 254. Такая символика употребляется тогда, когда название элемента еще не установлено.

11. Во всех рассмотренных выше способах получения трансурановых элементов путем бомбардировки мишеней заряженными ионами в качестве мишеней брался либо уран, либо ранее полученный трансуран. Последним элементом, найденным таким путем, был элемент 105, впервые синтезированный в Дубне в 1970 г. в результате реакции

$$^{22}_{10}\mathrm{Ne} + {}^{243}_{95}\mathrm{Am} \rightarrow {}^{261}105 + 4^{1}_{0}\mathrm{n}. \qquad (94.12)$$

Он был назван *нильсборием* (Ns) в честь Нильса Бора.

В 1973 г. Ю. Ц. Оганесян в Дубне предложил вместо тяжелых радиоактивных мишеней применять обычный свинец. Это предложение основывалось на следующих соображениях. Бомбардирующее ядро должно быть ускорено до громадной кинетической энергии, достаточной для преодоления кулоновского потенциального барьера между этим ядром и ядром мишени. Пусть в результате взаимодействия этих ядер сначала образуется компаунд-ядро. Оно получается в сильно возбужденном, или, как принято говорить, в сильно «нагретом» состоянии. В дальнейшем происходит «остывание» ядра.

С точки зрения капельной модели механизм остывания аналогичен тому, который описан в предыдущем параграфе (см. пункт 11). Сильно возбужденное компаунд-ядро начинает совершать колебания. Если эти колебания становятся достаточно интенсивными, то ядро принимает форму гантели (см. рис. 159, положение *3*). Из шейки гантели, как было выяснено в указанном параграфе, начинают интенсивно испаряться мгновенные нейтроны. За счет этого испарения и происходит остывание компаунд-ядра. При испускании нейтрона ядро может разделиться на части, но может и не разделиться. Испарение одного нейтрона без деления ядра — процесс, больше чем в 100 раз менее вероятный по сравнению с испарением, которое сопровождается делением. При испускании двух нейтронов доля ядер, не испытавших деления, уменьшается больше чем в $100^2 = 10\,000$ раз, при испускании трех нейтронов — больше чем в $100^3 = 1\,000\,000$ раз, и т. д.

Таким образом, чем больше нейтронов испустит компаунд-ядро при образовании нового трансуранового элемента, тем менее вероятно появление последнего.

Допустим сначала, что мишенью служит малоустойчивое, или «рыхлое», ядро. При слиянии его с ядром-снарядом лишь относительно малая часть энергии последнего тратится на дополнительное «разрыхление» образовавшегося компаунд-ядра. Основная доля энергии ядра-снаряда расходуется на дальнейшее возбуждение уже «рыхлого» компаунд-ядра. Поэтому последнее получается сильно возбужденным, или «горячим». Такая ситуация имеет место, когда мишенью служит тяжелое радиоактивное ядро. Так, при использовании ионов C, O, Ne и мишеней из Pu,

Cm, Cf образуются сильно возбужденные ядра с энергией возбуждения 40—60 МэВ. Каждый испаряемый нейтрон способен унести из ядра энергию, в среднем равную 10—12 МэВ, так что для «остывания» компаунд-ядра и образования более устойчивого трансурана из компаунд-ядра должно вылететь до 5 нейтронов. Подтверждением этого могут служить ядерные реакции (94.10), (94.11), (94.12), рассмотренные выше. Таким образом, вероятность образования трансурана будет очень малой.

Допустим теперь, что в качестве мишени берется очень устойчивое, или «плотноупакованное», ядро. Тогда ядро-снаряд предварительно «разрыхляет» его, на что тратится значительная доля энергии. Лишь оставшаяся энергия ядра-снаряда идет на дальнейшее возбуждение образовавшегося компаунд-ядра. Последнее получается менее возбужденным, или «холодным».

Наиболее устойчивыми плотноупакованными ядрами являются магические и в особенности дважды магические ядра. У ядер с магическим числом протонов энергия, как функция числа N нейтронов, минимальна. Минимальна энергия и у ядер с магическим числом нейтронов, если ее рассматривать как функцию зарядового числа Z. Для дважды магических чисел энергия минимальна уже как функция обоих переменных Z и N. Ядро изотопа свинца $^{208}_{82}Pb$ ($Z = 82$, $N = 126$) дважды магическое, все остальные ядра этого элемента магические ($Z = 82$, $N \neq 126$). Магическим является и ядро висмута $^{209}_{83}Bi$. При использовании мишеней из этих ядер компаунд-ядро получается сравнительно мало возбужденным. Так, при бомбардировке плотноупакованного ядра свинца ионами аргона, титана, хрома энергия возбуждения оказывается сравнительно низкой (всего 10—15 МэВ), так что для снятия возбуждения достаточно испускания уже одного-двух нейтронов. Примерами могут служить ядерные реакции (94.13), (94.14), приводимые ниже.

На основании изложенного можно было надеяться, что метод так называемого «холодного» или «магического» синтеза трансурановых элементов, предложенный Оганесяном, более эффективен, чем метод, в котором в качестве мишеней используются тяжелые радиоактивные элементы. Эти надежды оправдались.

12. Эффективность метода Оганесяна была испытана в Дубне прежде всего при облучении свинцовой мишени $_{82}Pb$ ускоренными ионами $_{22}Ti$. В результате этого сразу были открыты три новых изотопа курчатовия $_{104}Ku$ (в зависимости от того, какие изотопы свинца и титана применялись на опыте). Несмотря на то что ускоренных ионов титана было в сотни раз меньше, чем ионов неона в реакции (94.11), на изучение свойств каждого изотопа курчатовия потребовалось всего несколько десятков часов работы циклотрона У-300, в то время как длительность первых опытов, в которых был синтезирован элемент 104, составляла свыше 10^4 ч.

Методом Оганесяна в Дубне в 1974 г. был открыт 106-й элемент. Он получался в реакции

$$^{54}_{24}\mathrm{Cr} + {}^{207}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{259}106 + 2^{1}_{0}\mathrm{n}, \qquad (94.13)$$

а в 1976 г. в реакции

$$^{54}_{24}\mathrm{Cr} + {}^{209}_{83}\mathrm{Bi} \rightarrow {}^{261}107 + 2^{1}_{0}\mathrm{n} \qquad (94.14)$$

был синтезирован 107-й элемент. Попутно были получены новые изотопы предшественников этих элементов по периодической системе Менделеева — от 100-го до 105-го.

Группа западно-германских экспериментаторов в Дармштадте на линейном ускорителе «Унилак» синтезировала методом Оганесяна новый изотоп 107-го элемента, воспроизвела и подтвердила многие другие результаты дубненских исследователей и получила ряд новых данных.

Предпринятые затем в Дубне и в Дармштадте попытки синтезировать 109-й элемент в реакции между висмутом ^{209}Bi и железом ^{58}Fe встретили затруднения. Выяснилось, что вероятность его образования в десятки раз меньше вероятности образования 107-го элемента. В 1982 г. в опыте западно-германских физиков, который длился двенадцать суток подряд, удалось зарегистрировать только одно событие, которое могло претендовать на распад 109-го элемента с атомной массой 266. Для дальнейшего продвижения вперед требовалось значительно повысить чувствительность опытов. В Дубне она была повышена в несколько десятков раз. Там же на рубеже 1982—1983 гг. в ходе 260-часового опыта было зафиксировано восемь событий, свидетельствовавших о рождении ядер 109-го элемента. Несмотря на столь малый эффект, можно было сделать первые общие суждения о свойствах этого элемента.

В начале 1984 г. в Дубне впервые были синтезированы два изотопа элемента 108 с массовыми числами 264 и 265. Они получались путем бомбардировки изотопов свинца $^{207}_{92}$Pb и $^{208}_{92}$Pb ионами железа ^{58}Fe. Изотоп с массовым числом 265 примерно в то же время был синтезирован и в Дармштадте. Весной 1984 г. в трех ядерных реакциях, проведенных на новом циклотроне У-400 (в реакциях свинца с железом и висмута с марганцем), были зарегистрированы 44 случая распада трех изотопов 108-го элемента с массовыми числами 263, 264 и 265. Все они чрезвычайно короткоживущи и распадаются не спонтанно, а испуская α-частицы. По спонтанному же делению они не менее живучи, чем 104-й и 106-й элементы,— вывод очень важный для теории и практики.

Одновременно три ядра 108-го элемента (точнее, изотопа ^{265}108) были зарегистрированы в аналогичной ядерной реакции, проведенной на ускорителе «Унилак» группой западно-герман-

ских физиков. Располагая уникальным, пока единственным в мире чрезвычайно селективным масс-спектрографом, западно-германские физики установили важнейшие характеристики изотопа $^{265}108$: период полураспада — около 2 мс, энергия α-частиц — 10,4 МэВ.

В середине 1987 г. появилось сообщение о получении 110-го элемента периодической таблицы Менделеева. Ядро этого элемента было получено в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне в результате бомбардировки тория и изотопов урана мощным пучком ускоренных ядер кальция и аргона. Всего было получено около 40 ядер 110-го элемента. Время жизни этих ядер оказалось порядка сотых долей секунды. Для столь тяжелых элементов такое время жизни исключительно велико. Возможно, что это является указанием на существование острова стабильности сверхтяжелых элементов. Существование такого острова стабильности современная теория предсказывает в районе элементов с атомными номерами 110—114 (см. пункт 13).

13. Трансурановые элементы испытывают все виды радиоактивного распада. Однако процессы β-распада относительно медленные; для ядер с $Z > 100$, имеющих короткие времена жизни относительно α-распада и спонтанного деления, роль β-распада невелика. С ростом Z конкуренция между спонтанным делением, α- и β-распадами проявляется все более отчетливо.

Нестабильность относительно спонтанного деления и определяет верхнюю границу периодической системы элементов. Период полураспада относительно спонтанного деления $^{238}_{92}U$ равен 10^{16} лет, $^{239}_{94}Pu$ — 10^{10} лет, $^{255}_{100}Fm$ — 20 ч. Для $^{260}_{104}Ku$ он снижается до 0,1 с, а для 106-го и 107-го элементов измеряется тысячными долями секунды.

Естественно, возникает вопрос, почему физики упорно работают над получением столь короткоживущих элементов и исследованием их свойств? К тому же такие элементы получаются в ничтожных количествах, иногда составляющих всего несколько атомов. Возможно, что в чисто научном отношении это и представляет интерес, но на непосредственное практическое применение рассматриваемых элементов вряд ли можно рассчитывать. Однако такое заключение в настоящее время является поспешным.

В 1966 г. В. М. Струтинский предложил метод расчета ядерных оболочек, который неплохо воспроизводил периодические изменения свойств изученных ядер. Экстраполируя найденные таким путем закономерности на неисследованную область, можно было попытаться предсказать свойства еще не полученных трансуранов. В последующее десятилетие физиками разных стран были произведены расчеты на самых сложных вычислительных машинах. Согласно этим расчетам ядра с числом протонов 114

или числом нейтронов 184 должны быть магическими, а ядро $^{298}114$ — дважды магическим.

Гипотетические элементы с числом протонов, близким к 114, и числом нейтронов около 184 называются *сверхэлементами*, а их ядра — *сверхъядрами*. Есть основание ожидать, что сверхъядра должны характеризоваться повышенной стабильностью, проявляющейся в относительно больших временах жизни. Поэтому совокупность значений Z и A сверхэлементов называют *островом стабильности*.

Основными типами радиоактивного распада сверхъядер являются спонтанное деление и α-распад. По теории самым устойчивым по отношению к спонтанному делению должно быть дважды магическое ядро $^{298}114$. Однако время жизни по отношению к α-распаду у всех ядер сильно уменьшается с увеличением зарядового числа Z. Конкуренция между α-распадом и спонтанным делением должна по теории приводить к тому, что самым долгоживущим сверхэлементом будет изотоп $^{294}110$. Ожидается, что наиболее вероятное время жизни для него должно составлять 10^8—10^9 лет. Однако этот вывод основан на теории ядра, а она далеко не совершенна. Удовлетворительная теория ядра еще не создана. Не исключено, что истинное время жизни во много раз больше или меньше приведенного выше, а самым долгоживущим ядром окажется одно из ядер с зарядовым числом между 108 и 126.

Предсказываемое теорией поведение гипотетических элементов в окрестности магического ядра $^{298}114$ характеризуется резким изменением устойчивости и времени жизни даже при незначительных изменениях хотя бы одного из чисел Z или N. Так, если у самого долгоживущего ядра $^{294}110$ изменить всего на 2—3 единицы число протонов или нейтронов, то время жизни по теории уменьшится примерно в миллионы раз. Такой эффект аналогичен тому, что наблюдается у обычных элементов в окрестности предшествующего дважды магического ядра свинца $^{208}_{82}Pb$. Это ядро настолько устойчиво, что его радиоактивный распад никому еще не удавалось наблюдать. Но стоит к нему добавить всего один нейтрон, как время жизни полученного изотопа $^{209}_{82}Pb$ из-за β^--распада снизится до 4,8 ч.

Таким образом, по теории при приближении к сверхэлементам и в их окрестности время жизни меняется нерегулярно: с возрастанием атомного номера оно то уменьшается, то снова увеличивается, достигая очень больших значений для некоторых изотопов на острове стабильности, так что они могут считаться практически стабильными. В этом отношении элементы в окрестности дважды магического ядра $^{298}114$ ведут себя аналогично элементам в окрестности предшествующего дважды магического ядра $^{208}_{82}Pb$. У таллия ($Z=81$) и следующих за ним свинца и висмута есть

изотопы со столь большими временами жизни, что эти времена практически не удается измерить. За висмутом идут радиоактивные элементы: полоний ($Z=84$), астат ($Z=85$), радон ($Z=86$)... Все изотопы элементов от полония до актиния превращаются в дочерние за очень короткие времена. Зато периоды полураспада наиболее стабильных изотопов урана и тория — элементов с большими порядковыми номерами — равны соответственно 4,5 и 14 млрд лет и сравнимы с возрастом Земли. Нептуний, плутоний, америций, кюрий менее радиоактивны, чем полоний или радий, хотя их порядковые номера значительно выше.

14. Если гипотетический остров стабильности действительно существует и если бы удалось найти способ синтезирования долгоживущих сверхэлементов в макроскопических количествах, то научно-техническое значение такого открытия было бы трудно переоценить. Поэтому понятен интерес ученых к вопросу о сверхэлементах.

Вопрос о существовании сверхэлементов, в особенности стабильных и долгоживущих, может быть окончательно решен только экспериментально. Для этой цели можно воспользоваться уже рассмотренным нами методом синтеза трансурановых элементов путем слияния ядра-мишени с ядром-снарядом с последующим охлаждением образовавшегося компаунд-ядра в процессе испускания нейтронов. Помимо этого метода слияния есть и другой метод получения трансурановых элементов — метод деления ядер, предложенный Г. Н. Флеровым в 1965 г. В этом методе для бомбардировки урана используются ускоренные тяжелые ионы (Xe, U). Ядро-снаряд на очень короткое время (порядка 10^{-21} с) сливается с ядром-мишенью с образованием сильно перегретого гантелеобразного ядра, быстро вращающегося вокруг его центра масс (см. задачу 4 к этому параграфу). В это время нуклоны в количестве до нескольких десятков имеют возможность перейти из одной половины гантелеобразного ядра в другую. Затем под действием громадной центробежной силы гантелеобразное ядро разрывается. Образовавшиеся осколки, будучи сильно перегретыми, сами испытывают деление. В результате деления образуются сотни изотопов самых разных элементов, в том числе и тяжелых.

И действительно, уже в первом опыте в Дубне на тандем-циклотроне были обнаружены нейтроноизбыточные ядра тяжелых трансуранов, которые ранее получались при термоядерных взрывах.

В дальнейшем подобные опыты неоднократно повторялись не только в Дубне, но и в других странах, в частности в ФРГ (Дармштадт), где был использован наиболее мощный в мире ускоритель ионов урана, причем мишенью служил также уран. Ученые ФРГ обнаружили, что ядерные «гантели» чаще всего делятся на два равных ядра урана. Более тяжелые и легкие осколки встречались реже. Чем больше различие в массах оскол-

ков, образовавшихся при делении ядерной «гантели», тем менее вероятно такое деление. Была надежда, что среди изотопов, образовавшихся при делении, появятся и изотопы сверхэлементов. Но эта надежда не оправдалась. С большим трудом удалось найти лишь ничтожные количества 102-го элемента.

15. Во многих лабораториях мира пытались найти ядерные реакции, в которых по предположению должны получаться магические ядра $^{298}114$, хотя бы и в ничтожных количествах. Примерами могут служить предполагаемые реакции

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + {}^{238}_{92}\mathrm{U} \to {}^{476}184 \to {}^{166}_{70}\mathrm{Yb} + {}^{298}114 + 12\,{}^{1}_{0}\mathrm{n}, \qquad (94.15)$$

$$^{136}_{54}\mathrm{Xe} + {}^{238}_{92}\mathrm{U} \to {}^{374}146 \to {}^{298}114 + {}^{72}_{32}\mathrm{Ge} + 4\,{}^{1}_{0}\mathrm{n}. \qquad (94.16)$$

Однако практически осуществить все гипотетические реакции подобного рода пока никому не удалось. Таким образом, на вопрос о существовании острова стабильности сверхэлементов опыты пока не дают ответа.

16. Быть может, сверхэлементы или следы их существования надо искать в самой природе — на Земле или, лучше, в метеоритах? Не останавливаясь на подробностях, ограничимся только некоторыми, далеко не полными, принципиальными замечаниями по этому трудному вопросу.

Ядра урана и всякого трансуранового элемента испытывают спонтанное деление. Получающиеся осколки в момент своего образования обладают большой кинетической энергией — порядка 100 МэВ. Если деление произошло в кристаллической среде (минерале), то, двигаясь в ней, осколок до замедления производит множество разрушений — ведь атомы в решетке связаны относительно слабыми силами, для преодоления которых достаточно всего 2—3 эВ. Осколки оставляют в среде следы, или треки, в виде микроскопически узких каналов. Подвергнув минерал травлению, т. е. подействовав на него подходящей кислотой или щелочью, эти каналы можно расширить в сотни раз, так как вещество нарушенных участков кристалла гораздо легче подвергается травлению, чем ненарушенных. Расширенные треки легко увидеть в обычный оптический микроскоп (с увеличением в 100 и более раз).

Продукты деления, накапливающиеся при делении, являются изотопами элементов, лежащих в середине периодической системы. Они могут быть выделены из исследуемого минерала, например, при нагревании его до 1000 °С и выше (разумеется, для этого не требуется производить травления минерала), а затем подвергнуты анализу с помощью масс-спектрографа. По изотопному составу того или иного элемента можно однозначно судить о том, какие ядра испытали спонтанное деление, в результате которого образовались выделенные элементы. Конечно, за время, прошедшее с момента образования изотопов, часть их могла рассеяться и уйти из исследуемого образца. Однако это обстоятельство не играет роли, так как для рассматриваемого метода существен лишь *относительный* изотопный состав, а не абсолютные количества образовавшихся изотопов. А относительный изотопный состав одного и того же элемента не меняется при их рассеянии.

В изложенном методе наиболее удобны изотопы ксенона, так как естественная распространенность этого элемента в земных и космических минералах очень мала — она в миллионы и миллиарды раз меньше, чем распространенность других химических элементов. Поэтому даже незначительные добавки ксенона, образующиеся при делении, легко зафиксировать на слабом фоне обычного ксенона, содержащегося, например, в атмосфере. У других элементов природный фон полностью маскирует такие добавки.

Для проблемы обнаружения следов спонтанного деления ядер сверхэлементов более подходящими являются минералы космического, а не земного происхождения. Дело в том, что на Земле такие следы не могут сохраняться столь длительное время, как это возможно в метеоритах. На Земле они исчезают под действием многочисленных разрушающих факторов. При исследовании рассматриваемой проблемы предпочтение было отдано *метеоритам-ахондритам*. Так называются метеориты, в состав которых входят *хондры* — затвердевшие капли силикатного вещества, возможно, образовавшегося еще в начальной стадии формирования Солнечной системы. Размеры хондр колеблются от долей миллиметра до сантиметров.

17. При исследовании кристаллов минералов, извлеченных из некоторых метеоритов-ахондритов, были обнаружены миллионы следов осколков деления каких-то ядер на каждом квадратном сантиметре. Однако сами ядра обнаружены не были. Естественно было предположить, что время жизни их недостаточно велико, так что за время существования Солнечной системы они полностью распались. Что же это за ядра?

При термоядерных взрывах, как уже говорилось в пункте 6, обнаружен плутоний-244 — наиболее долгоживущий элемент из всех известных трансурановых элементов (период полураспада ^{244}Pu равен $8{,}3 \cdot 10^7$ лет). Состояние вещества, подобное тому, какое было при термоядерном взрыве, но уже в громадных космических масштабах существовало и при возникновении Солнечной системы — в период образования химических элементов. Несомненно, что в этот период образовывался и плутоний-244, и другие трансурановые элементы, но к настоящему времени все они полностью исчезли на Земле из-за сравнительно коротких времен жизни.

Следы спонтанного деления ядер, оставленные в метеоритах-ахондритах, не могут принадлежать ядрам урана-238 или тория-232, так как в противном случае эти долгоживущие элементы сохранились бы в метеоритах до настоящего времени, как это имеет место на Земле. Можно думать, что эти следы оставлены ядрами трансуранов. Однако все известные относительно короткоживущие трансураны должны быть сразу же исключены, поскольку они распались бы еще задолго до затвердевания метеоритов. Исключение составляет только самый долгоживущий трансуран, а именно плутоний-244. Только он мог оставить рассматриваемые следы, а затем еще задолго до настоящего времени полностью исчезнуть из метеоритов. Это предположение подтвердилось экспериментально.

В метеоритах сохранились не только треки, оставленные осколками деления ядер, но и сами осколки в виде соответствующих атомов. Эти атомы частично можно было извлечь из метеоритов путем нагревания их до температуры 1000—1200 °С и масс-спектроскопически определить изотопный состав извлеченного газа. Оказалось, что в этом газе среди прочих изотопов содержатся и изотопы ксенона, представляющие для нас основной интерес. Как уже подчеркивалось, важно знать только относительное содержание изотопов ксенона, а не количество его, сохранившееся в метеорите.

С другой стороны, в потоке нейтронов, исходящем из ядерного реактора, синтезируется множество элементов, в том числе и ^{244}Pu. Несколько миллиграммов этого изотопа было помещено в кварцевую ампулу, из которой затем был выкачан воздух, после чего сама ампула была герметически запаяна. Из-за спонтанного деления ядер плутония в ампуле среди прочих продуктов образовывался и ксенон. Примерно через два года ампулу вскрыли, а образовавшийся ксенон был исследован с помощью масс-спектрометра. Хотя за это время путем деления распалась мизерная часть плутония-244, однако при высокой чувствительности современных приборов ее оказалось достаточно, чтобы исследовать изотопный состав полученного ксенона. Он оказался в точности таким же, как и в метеоритах-ахондритах. Это и доказывает, что следы деления, наблюдавшиеся в метеоритах, оставлены ядрами именно плутония-244.

18. Возникла идея, что в углистых метеоритах-хондритах надо искать следы деления ядер гипотетических сверхэлементов. (Углистыми называют

метеориты, в состав которых входят углеродсодержащие минералы и соединения. В этих веществах в метеорите и содержатся хондры.) Их былое существование можно было бы обнаружить по изотопному составу ксенона, содержащегося в метеоритах. В основе такой идеи лежали следующие соображения. На основе квантовой механики с использованием ЭВМ было рассчитано строение электронных оболочек гипотетических сверхтяжелых атомов и тем самым определены их химические свойства. Оказалось, что наиболее устойчивые сверхэлементы должны быть химическими аналогами легколетучих элементов вроде свинца. А из всех метеоритов наиболее богаты такими элементами именно углистые метеориты.

Из углистых метеоритов-хондритов путем нагревания до 1000—1200 °С были выделены нейтроноизбыточные изотопы ^{136}Xe, ^{134}Xe, ^{132}Xe и ^{131}Xe. Казалось, что эти изотопы выделялись при делении ядер какого-то трансурана. Но все ядра известных трансуранов при делении не выделяют ксенон с таким же изотопным составом. Первоначально это считалось доказательством былого существования сверхэлемента, при делении ядер которого и получился ксенон наблюдаемого изотопного состава. Однако такое заключение вскоре было опровергнуто. Действительно, непосредственно при делении сначала получаются нейтроноизбыточные, но β^--неустойчивые ядра (см. § 93, пункт 11). Претерпев β^--распад, они в конце концов переходят в стабильные ядра ксенона. Эти стабильные ядра также еще должны быть нейтроноизбыточными. Нейтронодефицитные ядра ксенона при делении получиться не могут. А между тем в метеоритах они содержатся. Оказалось, что чем больше нейтроноизбыточных стабильных ядер, тем больше и нейтронодефицитных стабильных ядер. Это не согласуется с предположением, что все стабильные изотопы ксенона в метеоритах получились в результате деления. Другие контрольные опыты также подтвердили такое заключение.

Таким образом, исследование изотопного состава ксенона в метеоритах не принесло доказательства существования в настоящее время или в отдаленном прошлом сверхэлементов. Другие методы, основанные на измерении длины треков в метеоритах и на Земле, также пока не дали окончательного ответа на вопрос о существовании сверхэлементов. Для этого требуются дальнейшие исследования.

ЗАДАЧИ

1. Для качественного уяснения влияния электронного захвата на стабильность электронной оболочки атома можно предположить, что захват электронов как бы мгновенно происходит с боровской орбиты с главным квантовым числом n. Исходя из такого представления, оценить наименьшее значение числа Z, выше которого стабильность электронной оболочки атома становится невозможной, предполагая, что $n = 1, 2, 3, 4, 5$.

Решение. Такое представление эквивалентно предположению, что внутри сферы с радиусом n-й боровской орбиты электронов нет, а размер ядра (при том же заряде) как бы увеличен до размеров этой сферы. Но радиус n-й боровской орбиты пропорционален n^2. Тем самым задача свелась к задаче, разобранной в пункте 2, если только в уравнении (94.1) r_0 заменить на $r_0 n^2$. Иначе говоря, надо оперировать с неравенством

$$\frac{A^{4/3}}{1{,}97 + 0{,}015A^{2/3}} \leqslant \frac{38\,000}{n^2}. \qquad (94.1б)$$

Из него находим, что для стабильности электронной оболочки необходимо выполнение условий:

$$Z \leqslant 1460 \quad (n = 1), \qquad Z \leqslant 370 \quad (n = 3),$$
$$Z \leqslant 630 \quad (n = 2), \qquad Z \leqslant 250 \quad (n = 4),$$
$$Z \leqslant 185 \quad (n = 5).$$

2. Определить в нерелятивистском приближении кинетическую энергию, приобретаемую зарядом q массой m, если радиус орбиты, по которой он вращается, равен r, а магнитное поле H однородно.

Ответ. $\mathscr{E} = q^2R^2H^2/2mc^2$.

3. Ядро ускоренного иона ^{238}U сталкивается с покоящимся ядром того же урана и на короткое время сливается с ним в гантелеобразное вращающееся ядро. Оценить минимальную угловую скорость вращения ω полученного гантелеобразного ядра.

Решение. Момент импульса вращающегося гантелеобразного ядра определяется формулой $L^2 = l(l+1)\hbar^2$, в которой следует положить $l = 1$. Таким образом, $L = \sqrt{2}\hbar$. С другой стороны, $L = J\omega$, где J — момент инерции гантелеобразного ядра относительно его центра масс. Для оценки J заменим гантель двумя соприкасающимися ядрами урана. Момент инерции сплошного шара относительно касательной к нему равен $^7/_5mr^2$, а двух шаров относительно общей касательной — $^{14}/_5mr^2$. Радиус ядра урана $r = 8{,}7 \times 10^{-13}$ см, $m = 4\cdot10^{-22}$ г, $J = 8{,}5\cdot10^{-46}$ г·см^2. Следовательно,

$$\omega = \frac{\sqrt{2}\cdot1{,}05\cdot10^{-27}}{8{,}5\cdot10^{-46}} = 1{,}7\cdot10^{18}\ \text{с}^{-1}.$$

4. В урановых рудах обнаружены ничтожные количества $^{239}_{94}Pu$. Такой плутоний образуется из $^{238}_{92}U$ под действием нейтронных потоков, всегда имеющихся в руде. Нейтронные потоки в свою очередь возникают и поддерживаются при спонтанном делении ядер урана или под действием космических лучей.

Оценить долю атомов $^{239}_{94}Pu$, отнесенную к числу атомов руды, предполагая, что руда состоит из чистого урана-238 и что плутоний образуется только под действием нейтронов от спонтанного деления ядер урана. Период полураспада урана-238 относительно спонтанного деления $T^U_{1/2} \approx \approx 10^{16}$ лет, плутония $T^{Pu}_{1/2} \approx 2{,}4\cdot10^4$ лет.

Решение. Предположим, что каждый нейтрон, возникающий при спонтанном делении ядра урана, поглощается ядром того же урана с образованием плутония. Как при всяком радиоактивном равновесии, искомая доля плутония N_{Pu}/N_U найдется из требования, чтобы число распадающихся в единицу времени при спонтанном делении ядер урана было равно числу распадающихся за то же время ядер плутония. Это дает

$$N_{Pu}/N_U = T^U_{1/2}/T^{Pu}_{1/2} \approx 10^{-12}.$$

В действительно встречающихся рудах отношение числа атомов плутония к числу атомов руды примерно на два порядка меньше приведенного значения. Причина расхождения заключается в том, что $N_U < N_{руды}$, а главное в том, что большая часть нейтронов, возникающих при спонтанном делении ядер урана, поглощается ядрами других веществ руды, а также уходит наружу. Кроме того, не всякий нейтрон, поглощенный ядром урана, вызывает деление.

§ 95. Цепная реакция и ядерные реакторы

1. При делении тяжелых ядер освобождается энергия, равная в среднем около 200 МэВ на каждое делящееся ядро (см. § 93). Эта величина в сотни миллионов и миллиарды раз превосходит энергию, освобождающуюся в единичном акте химических реакций (последняя величина в лучшем случае составляет несколько

электронвольт, а обычно — десятые и даже сотые доли электронвольта). Энергия, освобождающаяся при делении атомных ядер, называется *ядерной* или *атомной энергией*. Ее получение в больших макроскопических количествах производится в *ядерных реакторах*. Теория ядерных реакторов, включающая наряду с физическими множество технических проблем, весьма обширна и сложна. Из этой теории в общем курсе физики, понятно, можно затронуть только немногие принципиальные вопросы чисто физического порядка.

Вещества, используемые в ядерных реакторах для осуществления ядерных реакций деления, называются *ядерным топливом*. В природе в естественном состоянии встречается только одно ядерное топливо — уран. Естественный уран содержит примерно 0,7 % изотопа ^{235}U. Собственно, изотоп ^{235}U и является *ядерным горючим*, поддерживающим реакцию ядерного деления. В естественном уране почти 99,3 % составляет изотоп ^{238}U. Он, а также ^{232}Th являются сырьевыми материалами, из которых искусственно получаются делящиеся изотопы ^{239}Pu и ^{233}U, являющиеся также ядерным горючим. Но эти изотопы в естественном состоянии в природе не встречаются. Плутоний-239 получается в реакции (94.2), а уран-233 — в реакции

$$^{232}_{90}\mathrm{Th}\,(n,\gamma)\,^{233}_{90}\mathrm{Th}\xrightarrow[22{,}4\text{ мин}]{\beta^-}{}^{233}_{91}\mathrm{Pa}\xrightarrow[27{,}4\text{ дня}]{\beta^-}{}^{233}_{92}\mathrm{U}\xrightarrow[1{,}6\cdot10^5\text{ лет}]{\alpha}. \qquad (95.1)$$

Высшие трансураны — америций, кюрий, берклий, калифорний, ввиду трудности и дороговизны их получения, не могут быть использованы для освобождения ядерной энергии в больших количествах.

Основную роль в ядерной энергетике играют ядра изотопов $^{235}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$, $^{233}_{92}U$, содержащие нечетное число нейтронов, так как они делятся нейтронами любых энергий, в том числе и тепловыми. Под *тепловыми* понимают нейтроны, энергия которых порядка kT. При комнатной температуре (300 К) $kT \approx 4{,}14 \times \times 10^{-14}$ эрг $\approx 0{,}025$ эВ. При таких малых энергиях сечение деления пропорционально $1/v$, где v — скорость нейтрона. Если энергия нейтрона $\mathcal{E} \gtrsim 1$ МэВ, то такие нейтроны называются *быстрыми*. Ядра ^{238}U и ^{232}Th медленными нейтронами не делятся, а делятся только быстрыми нейтронами.

Важнейшей величиной, характеризующей делящееся ядро, является среднее число вторичных нейтронов ν, вылетающих при делении одного ядра. Другая величина η характеризует уже не отдельное ядро, а однородную среду из одинаковых ядер, причем размеры среды достаточно велики (в пределе — бесконечно велики). Это есть среднее число вторичных нейтронов, приходящееся на единичный акт захвата нейтрона ядром. Числа ν и η не совпадают между собой, так как нейтроны в среде вы-

зывают не только деление ядер, но также захватываются последними, не производя деления, но испуская γ-кванты, т. е. вступают в реакцию *радиационного захвата* (n, γ). (Упругое рассеяние нейтронов на ядрах в размножении числа нейтронов непосредственной роли не играет.) Пусть σ_{nf} — сечение деления, а $\sigma_{n\gamma}$ — сечение радиационного захвата. Тогда средняя доля ядер, способных к делению и фактически испытавших последнее, будет $\sigma_{nf}/(\sigma_{nf}+\sigma_{n\gamma})$. Среднее число испущенных вторичных нейтронов, приходящееся на один акт захвата нейтрона способным к делению ядром, будет

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf}+\sigma_{n\gamma}}. \qquad (95.2)$$

Все величины, входящие в эту формулу, зависят от энергии нейтронов, так что сама формула относится только к моноэнергетическим нейтронам.

В табл. 16 приведены значения ν и η для ядер, делящихся тепловыми и быстрыми нейтронами. В области не слишком больших возбуждений ядра ($\mathscr{E} \lesssim 10$ МэВ) при возрастании энергии возбуждения на 1 МэВ число ν увеличивается примерно на 0,11.

2. Из табл. 16 видно, что $\eta > 1$ (и притом заметно больше единицы). Это есть необходимое (но недостаточное) условие для

Таблица 16

Ядро		$^{233}_{92}U$	$^{235}_{92}U$	$^{239}_{94}Pu$
Тепловые нейтроны ($\mathscr{E}$ = 0,025 эВ)	ν	2,48	2,42	2,86
	η	2,28	2,07	2,11
Быстрые нейтроны ($\mathscr{E}$ = 1 МэВ)	ν	2,59	2,52	2,98
	η	2,45	2,3	2,7

осуществления *цепной ядерной реакции деления атомных ядер*. Термин «цепная реакция» заимствован из химии. Под цепной понимают такую реакцию, в которой воспроизводится, и притом в большем количестве, одно из исходных реагирующих веществ, которое вновь вступает в такую же реакцию. В результате это вещество снова воспроизводится, но в еще большем количестве.

В цепной ядерной реакции деления атомных ядер воспроизводятся нейтроны. Приведем идеализированный пример такой реакции. Пусть тело достаточно больших размеров (что считается достаточно большим, выяснится само собой в ходе изложения) состоит из чистого урана-235. Допустим, что в результате спонтанного деления или под действием космических лучей в теле появился нейтрон. Отвлекаясь от всех усложняющих об-

стоятельств, примем для простоты, что каждый нейтрон рано или поздно захватывается одним из ядер ^{235}U и вызывает деление последнего с возникновением двух новых нейтронов, которые мы будем называть нейтронами *первого поколения*. Эти два нейтрона в свою очередь вызовут деление двух ядер; в результате появятся четыре нейтрона *второго поколения*. На смену четырем нейтронам второго поколения придут $2^3 = 8$ нейтронов *третьего поколения*, и т. д. Число нейтронов n-го поколения будет экспоненциально нарастать со временем.

Среднее время жизни одного поколения нейтронов в уране-235 порядка 10^{-7}—10^{-8} с. Возьмем для примера завышенное значение 10^{-7} с. Тогда уже через время 10^{-5} с после начала реакции появятся нейтроны сотого поколения в количестве $N_{100} = 2^{100} = 1{,}27 \cdot 10^{30}$. Всего за это время произойдет $1 + 2 + 2^2 + \ldots + 2^{100} \approx 2^{101} \approx 2{,}54 \cdot 10^{30}$ ядерных делений с выделением энергии $200 \cdot 2{,}54 \cdot 10^{30} \approx 5 \cdot 10^{32}$ МэВ $\approx 8 \cdot 10^{26}$ эрг. Это вызовет колоссальный взрыв, средняя мощность которого равна около $8 \cdot 10^{31}$ эрг/с. Для сравнения заметим, что полная мощность излучения Солнца составляет $3{,}8 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Масса всех ядер урана-235, претерпевших деление за рассматриваемое время, будет $235 \cdot 1{,}68 \cdot 10^{-24} \cdot 2{,}54 \cdot 10^{30} \approx 10^9$ г $\approx 10^6$ кг $= 10^3$ т. Поэтому, чтобы рассматриваемый взрыв мог произойти реально и реакция деления к рассматриваемому моменту времени не затухла, начальное количество делящегося вещества должно быть заметно больше 10^3 т. В земных условиях приведенные числа нереальны. Однако проведенные вычисления могут служить хорошим примером для уяснения принципа действия атомной бомбы.

3. Цепная реакция деления и есть основной процесс, который идет в ядерных реакторах. Объем, занимаемый делящимся веществом, называется *активной зоной* реактора. Цепная реакция практически осуществляется на так называемом *обогащенном уране*. Как уже было сказано, основную массу естественного урана составляет изотоп ^{238}U (99,3 %), а изотоп ^{235}U содержится в нем в количестве примерно 0,7 %. В обогащенном уране содержание изотопа ^{235}U доводится до 2—5 %. Обогащение естественного урана производится путем *разделения изотопов*. Это очень длительный и дорогостоящий процесс. Его практически невозможно осуществить химическими методами, так как химические свойства изотопов ^{235}U и ^{238}U почти одинаковы. Приходится применять различные физические методы, использующие небольшое различие масс атомов подлежащих разделению изотопов. К таким методам в случае тяжелых элементов относятся главным образом *газовая диффузия* через пористые перегородки, *термодиффузия*, *центрифугирование*, *электромагнитный метод разделения изотопов*. Изотоп ^{235}U, добавляемый к естественному урану, может быть заменен плутонием-239 или ураном-233, свой-

ства которых по отношению к реакции деления аналогичны свойствам урана-235.

Для смеси изотопов, заполняющей активную зону, сохраняет смысл введенный выше коэффициент η, как среднее число вторичных нейтронов деления, приходящееся на один нейтрон, поглощенный смесью. Но формула (95.2), разумеется, в этом случае неприменима. Если делящимся является только один изотоп в смеси, то она должна быть заменена на

$$\eta = \nu\sigma_{nf}/\sigma_{nt}, \tag{95.3}$$

где σ_{nf} — сечение деления, а σ_{nt} — полное сечение захвата нейтрона всеми компонентами смеси. Так, сечение деления урана-235 на тепловых нейтронах $\sigma_{nf}^{(235)} = 582$ барн, сечения радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}^{(235)} = 100$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{(238)} = 2{,}73$ барн. Так как в естественном уране на один атом урана-235 приходится 140 атомов урана-238, то полное сечение для естественного урана на тепловых нейтронах будет

$$\sigma_{nt} = \sigma_{nf}^{(235)} + \sigma_{n\gamma}^{(235)} + 140\cdot\sigma_{n\gamma}^{(238)} = 1064 \text{ барн}.$$

Для тепловых нейтронов $\nu = 2{,}42$ (см. табл. 16). Поэтому для естественного урана и тепловых нейтронов

$$\eta = \nu\sigma_{nf}^{(235)}/\sigma_{nt} = 1{,}32.$$

Важнейшей величиной, характеризующей активную зону реактора, является *коэффициент размножения* нейтронов k. Это есть отношение общего числа нейтронов в каком-либо поколении к породившему их общему числу нейтронов в предыдущем поколении. Таким образом, если в первом поколении было N_1 нейтронов, то их число в n-м поколении будет $N_n = N_1 k^n$.

При $k = 1$ реакция деления *стационарна*, т. е. число нейтронов во всех поколениях одинаково — размножения нейтронов нет. Соответствующее состояние реактора называется *критическим*. При $k > 1$ число N_n растет с увеличением n — такое состояние называется *надкритическим*. При $k < 1$ число N_n убывает с увеличением n — такое состояние называют *подкритическим*. В предельном идеальном случае, когда реактор состоит из одной только активной зоны, причем последняя бесконечно велика, коэффициент размножения нейтронов снабжают индексом ∞, т. е. обозначают через k_∞. Очевидно, коэффициент k_∞ является характеристикой только среды, заполняющей активную зону, и не имеет никакого отношения к устройству реактора.

От каких же параметров зависит коэффициент размножения нейтронов? Если бы активная зона состояла только из одного делящегося изотопа (например, урана-235), то было бы $k_\infty = \eta$. В случае реального реактора это не так. Для конкретности мы будем иметь в виду реактор на естественном или слабо обога-

щенном уране. Основная часть вторичных нейтронов появляется при делении ядер урана-235 тепловыми нейтронами. Но при делении образуются главным образом быстрые нейтроны. Чтобы сделать их более эффективными, используют различные *замедлители*, при рассеянии на ядрах которых нейтроны и замедляются до тепловых скоростей. Поэтому рассматриваемый реактор является *реактором на тепловых нейтронах*. Приводимая ниже формула (95.4) относится именно к таким реакторам.

В процессе замедления нейтрон может поглотиться ядрами ^{238}U, ядрами замедлителя и ядрами других конструктивных элементов реактора. Ясно, что коэффициент размножения пропорционален вероятности p того, что нейтрон не будет поглощен такими ядрами. Конечно, некоторые ядра урана-238 разделятся быстрыми нейтронами, еще не успевшими замедлиться. Это обстоятельство учитывается введением множителя ε — *коэффициента размножения на быстрых нейтронах*. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах есть отношение числа нейтронов, возникших при делении на быстрых и тепловых нейтронах, к числу нейтронов, возникших при делении только на тепловых нейтронах. Введем еще коэффициент теплового использования f — вероятность того, что замедлившийся нейтрон будет поглощен ядрами изотопов урана, а не ядрами замедлителя и других конструктивных материалов реактора. Тогда

$$k_\infty = \eta p f \varepsilon. \tag{95.4}$$

Поскольку размеры активной зоны конечны, часть нейтронов будет уходить из нее наружу. Поэтому можно положить

$$k = k_\infty P, \tag{95.5}$$

где P — вероятность того, что нейтрон не уйдет из активной зоны. Эта формула справедлива для реакторов любого вида, независимо от конкретного выражения для k_∞. Она сохраняет смысл и для атомной бомбы, активная зона которой состоит из чистого урана-235 или плутония-239. Величина P зависит от состава, размеров и формы активной зоны, а также от среды, окружающей активную зону. Если такая среда отражает нейтроны обратно в активную зону, то она увеличивает P. В этом случае она называется *отражателем* и состоит из легких атомов, слабо поглощающих нейтроны (графит, бериллий).

Как уже указывалось выше, для работы реактора необходимо, чтобы $k \equiv k_\infty P \geqslant 1$. В пределе, когда $k_\infty P = 1$, цепная реакция, происходящая в реакторе, является самоподдерживающейся, стационарной. Размеры и массу активной зоны, а также вероятность P, когда в реакторе становится возможной самоподдерживающаяся цепная реакция, т. е. когда

$$P = P_{\text{крит}} = 1/k_\infty, \tag{95.6}$$

называют *критическими*. Эти величины, конечно, зависят от состава и формы активной зоны, а также от устройства реактора.

Для уменьшения утечки нейтронов активной зоне придают сферическую или близкую к сферической форму, например форму цилиндра с высотой порядка диаметра или форму куба, так как для тел такой формы отношение поверхности к объему тела минимально или близко к минимальному. Для чистого ^{235}U критическая масса приблизительно равна 0,8 кг, для ^{239}Pu — 0,5 кг, для ^{251}Cf — 10 г.

Если масса активной зоны значительно превышает критическую, то цепная реакция приобретает характер взрыва. На этом принципе основано действие атомной бомбы. Последняя состоит из двух или больших частей, содержащих уран-235 или плутоний-239, масса каждого из которых значительно меньше критической. Когда эти части разведены, то и масса всех частей вместе меньше критической. В таком состоянии рассматриваемое ядерное устройство не взрывается. Но если с помощью химического взрыва (при котором развивается давление порядка миллиона атмосфер) части быстро сблизить, то масса полученной активной зоны станет заметно больше критической, и произойдет ядерный взрыв.

4. Выясним теперь более подробно, почему в реакторах на природном или слабообогащенном уране требуется замедлитель нейтронов. Примерный энергетический спектр нейтронов, возникающих при делении урана-235, представлен на рис. 165. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия нейтронов $\mathscr{E}$ в системе отсчета, в которой исходное делящееся ядро покоится. По оси ординат в произвольных единицах отложено число нейтронов деления $N(\mathscr{E})$, приходящееся на единичный интервал энергии. Таким образом, $N(\mathscr{E})\,d\mathscr{E}$ будет числом нейтронов, энергия которых заключена в интервале между $\mathscr{E}$ и $\mathscr{E}+d\mathscr{E}$. Кривая имеет максимум примерно при $\mathscr{E}=$ $=0{,}645$ МэВ.

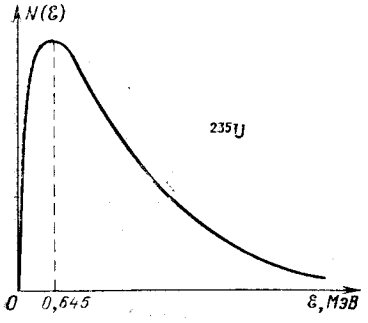


Рис. 165

Как видно из рис. 165, при делении ^{235}U образуются преимущественно быстрые нейтроны. Ядра урана-238 делятся только под действием быстрых нейтронов с энергией $\mathscr{E}\approx 1$ МэВ. Но эффективное сечение такого деления очень мало — около 0,3 барна. Напротив, ядра урана-235 делятся под действием нейтронов любых энергий, причем эффективное сечение деления здесь быстро возрастает с уменьшением энергии. Для тепловых ней-

тронов оно достигает значения 582 барна. Поэтому было бы выгодно замедлить нейтроны до тепловых энергий.

Конечно, при упругих столкновениях с ядрами урана-238 и урана-235 нейтроны замедляются, но этот процесс идет очень медленно ввиду большой массы ядер урана. Главным же препятствием для замедления нейтронов в естественном уране является радиационный захват нейтронов ядрами урана-238. Особенно интенсивно процесс радиационного захвата идет в резонансной области энергий. На рис. 166 представлена зависимость

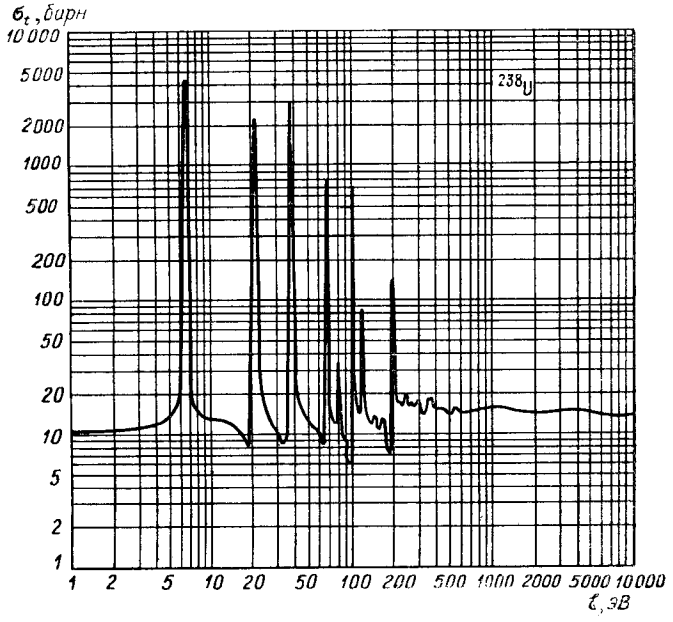


Рис. 166

полного эффективного сечения захвата σ_t нейтронов ядрами урана-238 в зависимости от энергии нейтрона. В резонансной области энергий наблюдаются частые и резкие пики, в которых σ_t достигает нескольких тысяч барн, причем $\sigma_t \approx \sigma_{n\gamma}$, так как $\sigma_t = \sigma_{nn} + \sigma_{n\gamma}$, но $\sigma_{nn} \ll \sigma_{n\gamma}$. При замедлении нейтроны должны пройти через резонансную область, где они поглощаются и поэтому не достигают области тепловых энергий. Кроме того, известная доля нейтронов уходит за пределы активной зоны. Для того чтобы как можно более значительная доля нейтронов замедлилась до тепловых скоростей, применяется замедлитель, т. е. вещество, состоящее из легких ядер, слабо захватывающих нейтроны. В качестве замедлителя часто используется графит. Применяются также тяжелая и обычная вода (обычная вода в

реакторах на природном уране не применяется из-за большого поглощения нейтронов ядрами водорода), бериллий и его окись, а также некоторые органические вещества.

Если активная зона ядерного реактора содержит замедлитель нейтронов, то основная часть ядерных делений происходит под действием тепловых нейтронов. Реакторы с замедлителем бывают *гомогенными* и *гетерогенными*. В гомогенном реакторе ядерное топливо и замедлитель нейтронов представляют собой однородную смесь (раствор или суспензию). В гетерогенном реакторе ядерное топливо в активной зоне располагается дискретно в виде вертикальных стержней, называемых *тепловыделяющими элементами* (ТВЭЛами). Обычно ТВЭЛы образуют правильную решетку, а между ними располагается замедлитель. В гомогенном реакторе на естественном уране цепная реакция не идет, так как в результате поглощения нейтронов в резонансной области тепловых нейтронов остается недостаточно и коэффициент размножения нейтронов k получается меньше единицы. Напротив, при наличии достаточно большого количества замедлителя в гетерогенном реакторе можно получить $k > 1$ даже для естественного урана, так что развитие цепной реакции становится возможным. Это объясняется тем, что большая часть нейтронов, получающихся при делении, попадает из ТВЭЛов в замедлитель, а после замедления уже в виде тепловых нейтронов возвращается опять в ТВЭЛы, где вызывает новые ядерные деления.

Первый ядерный реактор был построен под руководством Ферми в декабре 1942 г. в Чикаго. Это был гетерогенный реактор, собранный из 45 т естественного урана и 450 т графита ($k = 1{,}0006$). Его первоначальная мощность была 200 Вт. Позднее этот реактор был демонтирован и собран вновь, а его мощность была доведена до 100 кВт. Сходными параметрами обладал и первый в Европе ядерный реактор, запущенный в СССР в декабре 1946 г. под руководством И. В. Курчатова. Он содержал 50 т естественного урана и 500 т графита. Его стандартная мощность была 10 кВт.

Если замедлителя в активной зоне нет, то основная часть ядерных делений вызывается быстрыми нейтронами с энергией $\mathcal{E} \gtrsim 1$ МэВ. Возможны также ядерные реакторы на промежуточных нейтронах с энергиями 1—1000 кэВ.

5. Время жизни τ одного поколения мгновенных нейтронов сильно зависит от среды, заполняющей активную зону реактора, и меняется в пределах примерно от 10^{-3} до 10^{-8} с. Малость этого времени вынуждает при работе с большой точностью поддерживать равенство $k = 1$. Допустим, например, что $k = 1{,}01$, и возьмем наиболее благоприятный случай, когда $\tau = 10^{-3}$ с. Тогда за одну секунду произойдет смена $1/10^{-3} = 1000$ поколений нейтронов, а их число увеличится в $1{,}01^{1000} \approx 20\,000$ раз. Это вызвало бы колоссальный взрыв реактора.

В действительности управление реактором сильно упрощается *благодаря запаздывающим нейтронам.* Коэффициент размножения нейтронов, о котором до сих пор шла речь, мы теперь обозначим через $k_м$ и будем называть *коэффициентом размножения мгновенных нейтронов.* Этот коэффициент не учитывает дополнительное размножение из-за появления запаздывающих нейтронов. Введем, далее, несущественное для понимания сути дела упрощающее предположение, что имеется только один тип запаздывающих нейтронов, появляющихся через время T после деления. Пусть в начальный момент общее число нейтронов было N_0. Через время $n\tau$, когда запаздывающие нейтроны еще не появлялись, число мгновенных нейтронов возрастет до $N_0 k_м^n$, где n — число поколений нейтронов. В момент $T = n\tau$ появятся запаздывающие нейтроны, возникшие в результате деления ядер в начальный момент. Число таких нейтронов мы обозначим через βN_0, где β — малая дробь ($\beta \approx 0{,}64\ \%$). Общее число всех нейтронов в момент T будет $N = N_0 k_м^n + \beta N_0$. Отношение N/N_0 можно назвать *полным коэффициентом размножения* и обозначить через k. Таким образом,

$$k = k_м^n + \beta. \tag{95.7}$$

При этом предполагается, что смена поколений нейтронов периодически повторяется через промежуток времени T.

Допустим, что $k = 1 + \beta \approx 1{,}0064$. Тогда $k_м = 1$. Это значит, что процесс размножения на мгновенных нейтронах стационарен. Размножение нейтронов будет происходить только из-за появления *запаздывающих нейтронов*, т. е. периодически повторяться через промежуток времени T, причем каждый раз число нейтронов будет возрастать в $k \approx 1{,}0064$ раза. Число нейтронов через время $10T$ увеличится в $k^{10} \approx 1{,}066$ раза. Средний период полураспада осколков деления, порождающих запаздывающие нейтроны, как легко вычислить, используя табл. 15, равен примерно 9 с. Поэтому среднее время жизни одного поколения нейтронов будет $T \approx 9/\ln 2 \approx 13$ с. Таким образом, количество нейтронов через 13 с увеличится только в 1,0064 раза, а через 130 с — в 1,066 раз. Еще медленнее увеличение количества нейтронов будет происходить, когда $1 < k < 1{,}0064$. Столь медленное размножение нейтронов существенно упрощает процесс управления работой реактора. Катастрофическое увеличение числа нейтронов наступит лишь тогда, когда k заметно начнет превышать 1,0064, так как в этом случае размножение будет идти уже на мгновенных нейтронах. (Конечно, в случае реальных реакторов на значение $k = 1{,}0064$ надо смотреть как на грубо ориентировочное, так как оно получено для сильно упрощенной модели, предполагавшей, что имеется только один вид запаздывающих нейтро-

нов, вызывающих деление ядер через строго постоянный промежуток времени T.)

Регулирование цепной реакции в ядерном реакторе на тепловых нейтронах обычно осуществляется дистанционно с пульта управления путем передвижения в активной зоне вертикальных регулирующих стержней. Такие стержни изготовляются из кадмия, карбида бора и других веществ, сильно поглощающих нейтроны. Поглощение нейтронов происходит в основном на изотопах кадмия ^{113}Cd и бора ^{10}B. Сечения поглощения тепловых нейтронов на них равны соответственно $2 \cdot 10^4$ и $4 \cdot 10^3$ барн. При увеличении глубины погружения регулирующих стержней в активную зону число поглощаемых нейтронов увеличивается, вследствие чего цепная реакция ослабевает и даже может совсем затухнуть. Наоборот, при выдвижении регулирующих стержней из активной зоны поглощение нейтронов уменьшается, а цепная реакция усиливается. Таким путем можно менять мощность реактора и поддерживать ее на требуемом уровне.

Быстрые нейтроны сравнительно слабо поглощаются в регулирующих стержнях. Поэтому для регулирования реакторов малых размеров на быстрых нейтронах применяют приближение и удаление отражателя от активной зоны реактора.

6. В результате деления ядер в активной зоне выделяется энергия в виде тепла. Количество тепловой энергии, выделяющейся в единицу времени, называется *мощностью реактора*. Так как при каждом акте деления выделяется энергия около 200 МэВ $= 3{,}2 \cdot 10^{-11}$ Дж, то мощности 1 МВт соответствует 10^6: $(3{,}2 \cdot 10^{-11}) \approx 3 \cdot 10^{16}$ актов деления в секунду. Отвод тепла из активной зоны осуществляется *теплоносителем*, который в энергетическом реакторе должен с наименьшими потерями передать его в установку, вырабатывающую электроэнергию. При не чрезмерно больших тепловых потоках в реакторах на тепловых нейтронах в качестве теплоносителя используются вода, водяной пар, воздух, азот, углекислый газ и т. д. В мощных реакторах, где активная зона прогревается до температуры 300 °С, использование воды затрудняется ее закипанием. Для избежания закипания приходится сильно повышать давление в системе теплоотвода. В реакторах на быстрых нейтронах, где энерговыделение громадно (около 0,5 кВт на 1 см^3), как правило, теплоносителем служит жидкий натрий, обладающий хорошими теплоотводящими свойствами.

7. При работе реактора мощностью 1 МВт из активной зоны исходит мощный поток нейтронов (свыше 10^{13} нейтронов на 1 см^2 в секунду, а в импульсных реакторах с длительностью импульса 0,1 с, когда мгновенная мощность реактора составляет 10^5 МВт, плотность нейтронного потока достигает 10^{18} нейтронов на 1 см^2 в секунду). Излучается также поток γ-квантов примерно такой же мощности, возникающий при делении и β-рас-

падах радиоактивных ядер. Это примерно в 100 миллиардов раз превышает допустимую плотность потока. Защита должна сильно ослабить оба потока, чтобы они не превышали приемлемую плотность потока. Наилучшими материалами для защиты от γ-квантов являются материалы с большими атомными номерами Z. Для защиты от нейтронов, помимо хороших поглотителей, нужны также эффективные замедлители, так как проникающая способность особенно велика для быстрых нейтронов. В качестве замедлителей используются легкие элементы, а в качестве поглотителей — бор и тяжелые элементы (кадмий, железо, свинец и др.). Должна быть предусмотрена защита и от довольно жестких вторичных γ-квантов, возникающих при радиационных захватах (n, γ) ядрами защиты. Хорошей и дешевой

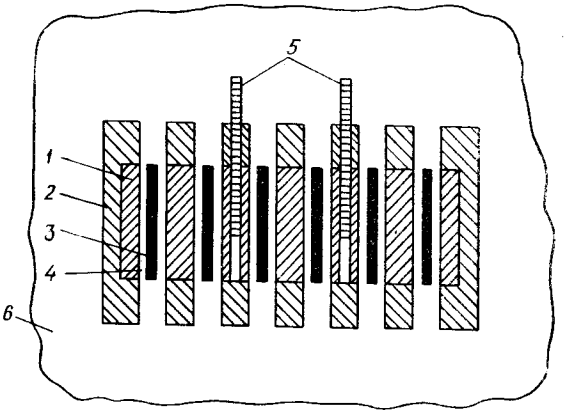


Рис. 167

защитой как от нейтронов, так и от вторичных γ-квантов является бетон с железным заполнителем и соединениями бора.

8. На рис. 167 схематически представлен разрез части активной зоны гетерогенного ядерного реактора (*1* — замедлитель, *2* — отражатель, *3* — ТВЭЛ, *4* — канал охлаждения, *5* — регулирующие стержни, *6* — защита).

В качестве примера приведем некоторые данные об активной зоне гетерогенного ядерного реактора первой в мире атомной электростанции (АЭС), вступившей в строй в Обнинске в 1954 г. Активная зона реактора имеет форму цилиндра размерами $1{,}5 \times 1{,}7$ м. В графитовый замедлитель введено 128 ТВЭЛов, содержащих около 550 кг обогащенного до 5 % урана. Теплоносителем служит вода. Мощность электростанции составляет 5 МВт. Это — небольшая мощность; в мощных электростанциях количество ядерного топлива больше в сотни раз.

9. При работе ядерного реактора происходит накопление продуктов деления и образование трансурановых элементов, главным образом плутония. Накопление радиоактивных продуктов называется *отравлением реактора*, а накопление стабильных продуктов — *зашлаковыванием*. Отравление вызывается преимущественно изотопом ксенона ^{135}Xe, обладающим наибольшим сечением поглощения нейтронов ($2{,}6 \cdot 10^6$ барн). Основная часть изотопа ^{135}Xe образуется в результате β-распада изотопа иода ^{135}I ($T_{1/2} = 6{,}8$ ч). Изотоп ^{135}Xe в свою очередь претерпевает β-распад с периодом $T_{1/2} = 9{,}2$ ч и превращается в практически стабильный изотоп цезия ^{135}Cs. Отравление и зашлаковывание приводят к уменьшению коэффициента размножения k и, следовательно, к уменьшению тепловой мощности реактора. Для увеличения срока действия ТВЭЛов, загружаемых в активную зону, регулирующие стержни сначала погружают глубоко. Затем по мере выгорания ядерного топлива их постепенно выдвигают. Замена ТВЭЛов, являющихся сильными излучателями, производится дистанционно.

10. По назначению и мощности различают следующие виды ядерных реакторов.

1) *Экспериментальные реакторы.* Их мощность не превышает нескольких киловатт. Эти реакторы предназначены для изучения и измерения различных физических величин (ν, η, ε и т. д.), знание которых необходимо для проектирования и эксплуатации других ядерных реакторов.

2) *Исследовательские реакторы.* Их мощность не превышает 100 МВт, а выделяющаяся энергия, как правило, не используется. Потоки нейтронов и γ-квантов, исходящие из активной зоны, используются для исследований в ядерной физике, физике твердого тела, радиационной химии, биологии, для испытания материалов в нейтронных потоках и т. д. Импульсные реакторы также относятся к исследовательским реакторам.

3) Реакторы, предназначенные для получения *новых делящихся трансуранов и радиоактивных изотопов.*

4) *Энергетические реакторы.* Они используются для выработки электроэнергии, теплофикации, в силовых установках на кораблях, для опреснения морской воды и т. д. Тепловая мощность современных энергетических реакторов достигает 3—5 ГВт.

Ядерные реакторы различаются также по виду ядерного топлива (естественный и обогащенный уран), по его химическому составу (металлический U, UO_2, UC и т. д.), по виду замедлителя (C, H_2O, D_2O, Be, BeO, гидриды металлов, отсутствие замедлителя), по виду теплоносителя (H_2O, газ, D_2O, органические жидкости, расплавленные металлы). Наиболее распространены гетерогенные ядерные реакторы на тепловых нейтронах с замедлителями из C, H_2O, D_2O и теплоносителями из H_2O, газа, D_2O.

11. Важная роль в ядерной энергетике в настоящее время отводится *реакторам-размножителям* (иначе называемым *бридерами*). В будущем роль таких реакторов должна становиться все большей и большей и в конце концов сделаться определяющей. Реактором-размножителем называется такой реактор, в котором происходит не только выработка энергии, но и *расширенное воспроизводство* делящегося материала. Циклы воспроизводства основаны на ядерных реакциях (94.2) и (95.1). В первой реакции не делящееся медленными нейтронами ядро ^{238}U превращается в ядро ^{239}Pu. Во второй реакции ядро ^{232}Th, также не делящееся медленными нейтронами, превращается в ядро ^{233}U. Ядра же ^{239}Pu и ^{233}U в отношении деления не хуже, а даже лучше ядра ^{235}U. Существенно заметить, что выделение образовавшегося ^{239}Pu из ^{238}U, а также образовавшегося ^{233}U из ^{232}Th производится химически, а это несравненно легче и быстрее, чем в трудоемких и медленно идущих процессах разделения изотопов.

Коэффициентом воспроизводства $K_в$ реактора-размножителя называется отношение скорости образования делящихся ядер к скорости уничтожения исходных делящихся ядер. Для получения $K_в > 1$ необходимо, чтобы на одно поглощение нейтрона исходным делящимся ядром приходилось больше двух ($\eta > 2$) рождающихся нейтронов, так как один из этих нейтронов должен расходоваться на продолжение ценной реакции деления. Фактически из-за поглощения нейтронов в конструкционных материалах и продуктах деления необходимо $\eta > 2{,}2 - 2{,}3$. На изотопах ^{235}U и ^{239}Pu расширенное воспроизводство ядерного горючего практически возможно только в реакторах на быстрых нейтронах, так как для медленных нейтронов величина η слишком мало отличается от 2 ($\eta = 2{,}07$ для ^{235}U и $\eta = 2{,}11$ для ^{239}Pu). На быстрых же нейтронах η заметно превышает 2 (2,3 и 2,7 соответственно). У урана ^{233}U коэффициент η достаточно велик (2,28) уже для тепловых нейтронов и мало повышается (до 2,45) при переходе к быстрым нейтронам. Поэтому расширенное воспроизводство на ^{233}U можно было бы вести и в тепловых реакторах.

В реакторах-размножителях пока применяется обогащенный уран с высоким содержанием ^{235}U (до 30 %), но в будущем, по мере накопления запасов ^{239}Pu, ядерным топливом будет служить смесь естественного урана с плутонием. Торий ^{232}Th как сырьевой материал для получения делящихся ядер ^{233}U пока не нашел применения. Этот элемент не образует богатых месторождений, и технология его извлечения из руд сложнее технологии извлечения урана. Но в перспективе торий должен будет использован в ядерной энергетике широко, так как его запасы на Земле в десятки раз больше, чем урана.

В реакторах-размножителях активная зона окружена слоем воспроизводящего вещества, называемым *зоной воспроизводства*.

Через реактор в качестве теплоносителя прокачивается жидкий натрий, который практически не замедляет нейтроны, но хорошо отводит тепло.

Ядерные реакторы на тепловых нейтронах могут «сжечь» 0,5—1 % урана. Использование же реакторов-размножителей увеличивает это число в десятки раз.

12. В заключение остановимся на мотивах, которые диктуют необходимость развития ядерной энергетики. В начале нашего века потребление энергии в мире удваивалось приблизительно за 50 лет. В середине века это происходило уже за 30 лет, а сейчас — за 10—15 лет. В настоящее время около 70 % энергопотребления в мире обеспечивается нефтью и газом. Однако мировые запасы нефти и газа ограничены. С учетом роста энергопотребления они могут быть исчерпаны в течение 20, максимум — 50 лет. Кроме того, нефть и газ необходимо было бы сохранить на более длительное время как сырье для получения ряда химических продуктов, пластмасс, для производства белка за счет микробиологического синтеза и т. д. Каковы же пути преодоления надвигающегося тотального энергетического кризиса?

Необходимо перестроить энергетику на новой основе. Прежде всего надо шире использовать уголь, так как запасы угля на Земле значительно превосходят запасы других природных горючих. В дальнейшем должна быть широко использована ядерная энергия. Сравнительно дешевого урана, пригодного для энергетических целей, на Земле по оценкам не так уж много — около 4 млн. тонн. Сейчас на атомных электростанциях потребляется почти исключительно уран-235 и лишь около 1 % урана-238 включается в топливный цикл, который реализуется в существующих реакторах. Этих ресурсов хватит примерно на такое же время, что нефти и газа. Использование реакторов-размножителей меняет дело. В таких реакторах каждый килограмм природного урана может отдавать энергии в 30—40 раз больше, чем в обычных ядерных реакторах на тепловых нейтронах. Поэтому можно использовать не только дешевый, но и дорогой уран, а также торий. В результате энергетическими ресурсами станут десятки миллионов тонн урана, которые находятся, например, в океанской воде, в бедных урановых рудах, горных породах, а также сотни миллиардов тонн тория. А таких ядерных ресурсов хватит на тысячи лет. Еще более кардинальное решение энергетического кризиса дало бы использование термоядерной энергии, но эта проблема пока еще не решена. О ней говорится в § 98.

Существенным недостатком атомных электростанций является накопление радиоактивных отходов, которые необходимо весьма надежно и длительно хранить, чтобы предотвратить опасное загрязнение внешней среды. Это трудная инженерная проблема, которая, однако, может быть надежно решена при любых мас-

штабах производства энергии. Более того, исследования показали, что вред, наносимый окружающей среде электростанциями на угольном топливе, существенно больше, чем вред от атомных электростанций.

§ 96. Природный ядерный реактор в Окло

1. В 1972 г. во время масс-спектрографического анализа на заводе Пьерлатте (Франция), где проводилось обогащение ядерного топлива из гексафторида урана (UF_6), было обнаружено, что в этом материале из общего числа атомов урана содержится 0,717 % атомов урана-235, тогда как в земных породах, метеоритах и образцах лунного грунта содержание урана-235 больше, а именно 0,72 %. Урановая руда для переработки доставлялась из рудника Окло, расположенного в Габоне вблизи города Франсфиля (Африка). Как выяснилось позднее, уже в более раннее время (в 1970 — 1972 гг.) на переработку поступала руда, содержащая временами до 20 % урана, обедненного до 0,64 % изотопом ^{235}U. Так как руда при добыче перемешивалась, то обеднение ураном-235 в отдельных образцах могло быть еще сильнее. Всего обедненного урана, использованного в цепной реакции деления, было добыто более 700 т, причем дефицит урана-235 (не замеченный первоначально) составил примерно 200 кг. Изотопный анализ урановых образцов, значительно обедненных ураном-235, обнаружил также заметные отклонения от природного распределения именно тех редкоземельных изотопов, которые являются продуктами деления ядер урана. Каковы же возможные причины этих отклонений?

Урановое месторождение Окло, исследованное по методу содержания свинца в урановой руде, сформировалось примерно $1{,}8 \cdot 10^9$ лет тому назад. Как полагают геологи, в дельте древней реки образовался осадочный слой богатого ураном песчаника толщиной 4—10 м и шириной 600—900 м. Под ним находилась базальтовая порода, которая под действием тектонических процессов опустилась на глубину в несколько километров. При таком опускании урановая жила растрескалась, и в нее проникли грунтовые воды. Десятки миллионов лет тому назад месторождение поднялось вверх до современного уровня. В руде со средней весовой концентрацией урана 0,5 % были обнаружены 6 глинистых линз, т. е. образований размером от 10 до 20 м и толщиной порядка метра, в которых концентрация урана доходит до 20—40 % и больше. Образование линз со сверхвысоким содержанием урана произошло, по-видимому, под действием фильтрационных вод, хотя детальная картина этого процесса и не ясна.

2. Урановый рудник в Окло в какой-то мере напоминает гетерогенный ядерный реактор. Роль ТВЭЛов выполняют линзы,

содержащие уран, роль замедлителя — грунтовая вода между ними. Цепная реакция в таком руднике была бы невозможна, если бы изотопный состав урана в нем был бы таким же, как и изотопный состав современного естественного урана. И действительно, в настоящее время цепная реакция в руднике не идет. Однако уран-238 распадается медленнее, чем уран-235. Их периоды полураспада равны соответственно $4{,}5 \cdot 10^9$ и $7{,}1 \cdot 10^8$ лет. Исходя из этих данных, нетрудно подсчитать, что $1{,}8 \cdot 10^9$ лет тому назад содержание атомов изотопа ^{235}U должно было составлять примерно 3,1 % от общего количества атомов урана. А для такого обогащенного урана в присутствии воды (в качестве замедлителя) коэффициент размножения k_∞ мог достигнуть критического значения $k_\infty = 1$ и даже несколько превзойти его. При таких условиях в далекие времена могла возникнуть самопроизвольная цепная ядерная реакция, что, по-видимому, и произошло на самом деле.

Продолжительность работы естественного ядерного реактора в Окло была оценена по количеству образовавшегося плутония ^{239}Pu. Таким путем было найдено, что она составляет около 0,6—0,8 млн лет. Эта оценка не очень надежна хотя бы потому, что доля делений ^{239}Pu относительно полного числа делений составляет всего лишь несколько процентов и сравнима с долей делений ^{238}U на быстрых нейтронах.

Общее количество энергии, выработанной реактором в Окло, оценивается приблизительно в $1{,}5 \cdot 10^4$ МВт · лет. Такое же количество энергии вырабатывают два блока Ленинградской АЭС за 2,3 года при полной нагрузке. Если принять среднюю продолжительность работы реактора в Окло равной 0,6 млн лет, то средняя мощность выделяющейся в нем энергии составляет всего лишь 25 кВт. Это соответствует среднему потоку тепловых нейтронов в реакторе не выше 10^8 с$^{-1}$ · см$^{-2}$.

Не следует думать, что цепная реакция, шедшая в Окло, носила бурный характер — с гулом, шипением пара и пр. На самом деле реакция была медленной — она скорее «тлела». Температура в руднике никогда не превышала 300—600 °С, так как природный реактор был саморегулирующейся системой. При повышении температуры из зоны реакции удалялась вода, а это вело к уменьшению количества медленных нейтронов, к затуханию и даже полному угасанию реакции. Затем рудник начинал остывать и в него снова набиралась вода, замедляющая нейтроны. Это создавало благоприятные условия для возобновления цепной реакции, а следовательно, и для повышения температуры. Вода снова удалялась из реактора, и реакция затухала. Затем опять начиналось накопление воды, увеличение количества тепловых нейтронов, возобновление цепной реакции и т. д. Таким образом, периодически происходила смена возбуждения и затухания реакции.

3. Приведенные факты дают достаточно убедительное доказательство существования в отдаленные времена природного ядерного реактора. Однако ясны далеко не все детали, относящиеся к этому вопросу. Например, среди продуктов деления в природном ядерном реакторе был обнаружен хотя и небольшой, но несомненно существующий избыток изотопов ксенона — ^{131}Xe, ^{132}Xe и ^{134}Xe — по сравнению с изотопным составом ксенона, который возникает при делении ^{235}U тепловыми нейтронами. Причина такого расхождения еще не выяснена.

§ 97. Использование антинейтрино для контроля ядерного реактора

1. В опытах Райнеса и Коуэна (см. § 74) было найдено, что сечение реакции обратного β-распада (74.12) для антинейтрино, исходящих из ядерного реактора (т. е. антинейтрино низких энергий), составляет примерно $\sigma = 10^{-43}$ см^2. Чтобы более наглядно представить этот результат, допустим, что плоскопараллельный пучок антинейтрино распространяется в железе, причем поглощение антинейтрино происходит исключительно за счет реакции (74.12). В одном моле содержится примерно $6 \cdot 10^{23}$ атомов, т. е. $26 \cdot 6 \cdot 10^{23}$ протонов (26 — атомный номер железа). Так как атомная масса железа 56, а плотность 7,8 г/см^3, то в 1 см^3 железа будет $n = (7{,}8/56) \cdot 26 \cdot 6 \cdot 10^{23} = 2{,}2 \cdot 10^{24}$ протонов. Если среда (железо), в которой распространяются антинейтрино, однородна, то формулу (65.3) можно представить в виде

$$dN/N = -n\sigma l,$$

где l — путь, проходимый антинейтрино в железе. Определим путь l, на котором из пучка выбывает миллионная доля всех антинейтрино. Для этого в предыдущей формуле положим $|dN/N| = 10^{-6}$ и найдем

$$l = \frac{1}{n\sigma}\left|\frac{dN}{N}\right| = 45 \cdot 10^{11} \text{ см} = 45 \cdot 10^6 \text{ км}.$$

Таким образом, при прохождении пучка из миллиона антинейтрино через слой железа толщиной в 45 млн км (эта величина примерно только в три раза меньше расстояния от Земли до Солнца) в среднем только одно антинейтрино поглотится и выйдет из пучка. Если же толщину слоя железа довести до $45 \cdot 10^{12}$ км (приблизительно 5 световых лет), то на этой толщине интенсивность пучка антинейтрино уменьшится всего в e раз. Эти факты, кажется, не оставляют возможности для практических применений нейтрино и антинейтрино.

И все же такая возможность существует, так как ничтожное поглощение антинейтрино в веществе может быть компенсировано исключительно большой мощностью пучков антинейтрино,

исходящих из крупных ядерных реакторов. Допустим в качестве примера, что детектор антинейтрино имеет форму куба со стороной 1 м и что вещество этого детектора поглощает антинейтрино так же, как и железо (это делается только для того, чтобы не повторять вычисления, аналогичные приведенным выше). Пусть в детектор попадает 10^{21} антинейтрино в сутки (это может обеспечить современный большой ядерный реактор). Толщина поглотителя по сравнению с предыдущим случаем уменьшена в $45 \cdot 10^9$ раз, а число нейтрино увеличено в $10^{21} : 10^6 = 10^{15}$ раз. Поэтому число актов обратного β-распада, зафиксированных детектором в сутки, будет

$$1 \cdot \frac{10^{15}}{45 \cdot 10^9} \approx 2 \cdot 10^4.$$

Приведенная оценка показывает, что поток антинейтрино можно регистрировать и гораздо меньшим детектором.

2. В СССР на Ровенской АЭС с 1982 г. функционирует специализированная нейтринная лаборатория. Основным помещением лаборатории является экспериментальный зал площадью 6,5 × 6,5 м и высотой 3,5 м. Этот зал расположен прямо под ядерным реактором на расстоянии 19,2 м от центра активной зоны. От потоков частиц из реактора зал огражден мощной защитой из нескольких слоев специального так называемого тяжелого бетона, стали, воды. Такая защита по своим поглощающим свойствам эквивалентна слою воды толщиной около 30 м. Детектором служит резервуар объемом 235,5 л, заполненный органическим сцинтиллятором — декалином ($C_{10}H_8$), в состав которого входит большое количество водорода и который содержит небольшую примесь гадолиния, поглощающего нейтроны.

В осколках деления ядерной зоны реактора в процессе β-распада нейтроны превращаются в протоны с испусканием электронов и антинейтрино ($n \to p + e^- + \bar{\nu}$). Антинейтрино и должны регистрироваться. Принцип регистрации по существу не отличается от того, какой применялся в опытах Райнеса и Коуэна (см. § 74). Антинейтрино, взаимодействуя с протоном в обратной реакции β-распада ($\bar{\nu} + p \to n + e^+$), порождает в сцинтилляторе нейтрон и позитрон. Позитрон сразу же аннигилирует с электроном, в результате чего возникает сцинтилляционная вспышка. Нейтрон же через время порядка 10^{-8} с захватывается ядром гадолиния с испусканием γ-кванта, что дает вторую вспышку. Световые вспышки улавливаются фотоумножителями (всего их 24), сигналы с которых поступают на электронную схему. Если реакция действительно вызывается антинейтрино, то в сцинтилляторе детектора должны появиться одна за другой две вспышки через определенное короткое время.

Всего за сутки детектор регистрирует до тысячи таких пар вспышек. Трудность опыта состоит в том, что за то же время

на детектор обрушивается громадное число нейтронов и γ-квантов и почти каждый из них вызывает в нем соответствующий сигнал. Задача заключается в том, чтобы выделить относительно слабые сигналы от нейтрино на громадном фоне этих не имеющих отношения к делу сигналов. Задача эта успешно решена. Не останавливаясь на этом вопросе, укажем только, что это делается с помощью электрической схемы совпадений, позволяющей регистрировать только нужные пары следующих друг за другом сцинтилляционных вспышек. Таким путем достигается, что полезный сигнал не только не теряется на фоне посторонних событий, но даже значительно превышает его.

3. Как уже говорилось в § 74, реакция обратного β-распада ($\bar{\nu} + p \to n + e^+$) эндотермична. Действительно, сумма масс нейтрона и позитрона (939,5731 + 0,5110034 МэВ) превышает массу протона (938,2796 МэВ) на 1,8045 МэВ. Недостаток массы у протона должен быть компенсирован за счет энергии антинейтрино $\bar{\nu}$. Реакция может идти только тогда, когда энергия антинейтрино превышает 1,8 МэВ. В нейтринном спектрометре как раз и измеряется энергия позитрона, равная энергии антинейтрино за вычетом 1,8 МэВ. Это позволяет восстановить энергетический спектр антинейтринного излучения, падающего из активной зоны реактора на прибор.

Количество вылетающих антинейтрино пропорционально числу разделившихся ядер и поэтому позволяет точно судить о выделении энергии в реакторе. Кроме того, антинейтринное излучение осколков деления урана и плутония существенно различно по своему спектральному составу. Это открывает возможность по спектру нейтринного излучения контролировать накопление плутония непосредственно в процессе его образования. В начале работы реактора его антинейтринный спектр полностью определяется осколками деления изотопа ^{235}U. В дальнейшем же, по мере накопления плутония, пропорционально растет и его вклад в спектр антинейтринного излучения.

В качестве иллюстрации приведем некоторые результаты измерений, произведенных на Ровенской АЭС. В течение примерно недели непрерывно регистрировался антинейтринный поток из реактора. Одновременно тепловым методом определялась средняя мощность реактора. За это время всего было выработано энергии 9,79 ГВт · сут по измерениям нейтринным способом, тогда как тепловой метод дал близкое значение 9,64 ГВт · сут (израсходованное топливо соответственно равно 9,41 и 9,27 кг). Принципиальное достоинство нейтринного метода заключается в том, что он не требует непосредственного контакта с делящимся веществом и может производиться дистанционно. Весьма вероятно, что нейтринный метод окажется в будущем основным источником информации о цепных реакциях, идущих в активной зоне ядерного реактора.

§ 98. Термоядерная проблема

1. Энергия связи ядра, приходящаяся на один нуклон, если отвлечься от ее нерегулярных колебаний, с возрастанием атомного номера сначала систематически возрастает, достигает максимума вблизи ядра железа, а затем начинает систематически убывать (рис. 120). Иными словами, слияние (или *синтез*) легких ядер и деление тяжелых приводят, как правило, к более прочной связи между нуклонами. Отсюда следует, что при делении тяжелых ядер и при синтезе легких должна освобождаться энергия. О первом явлении и его использовании в ядерной энергетике уже говорилось в § 94, 95. При делении ядра ^{235}U освобождается энергия, составляющая около 0,85 МэВ на нуклон.

Из реакций синтеза легких ядер особый интерес представляют две реакции:

$$d + d \begin{cases} \nearrow {}^3He + n + 3{,}27\ \text{МэВ}, \\ \searrow t + p + 4{,}03\ \text{МэВ}, \end{cases} \tag{98.1}$$

$$d + t \to {}^4He + n + 17{,}59\ \text{МэВ} \tag{98.2}$$

(см. § 64, задача 2). Существует и много других экзотермических ядерных реакций синтеза, например

$$^3He + d \to {}^4He + p + 18{,}3\ \text{МэВ}, \tag{98.3}$$

$$^6Li + p \to {}^4He + {}^3He + 4\ \text{МэВ}, \tag{98.4}$$

которые в перспективе могут быть использованы для решения обсуждаемой здесь термоядерной проблемы. Однако в настоящее время основное внимание уделяется реакции (98.2), а затем реакции (98.1), так как в них участвуют самые легкие ядра, благодаря чему облегчается получение и использование выделяющейся энергии.

На один нуклон в верхней ветви реакции dd (98.1) выделяется энергия (3,27/4) МэВ, в нижней — (4,3/4) МэВ. Обе ветви реакции dd идут практически с одинаковой вероятностью. Поэтому в среднем в реакции dd на один нуклон выделяется энергия $(1/2)(3{,}27/4 + 4{,}03/2) \approx 0{,}9$ МэВ, т. е. примерно такая же, что и при одном акте деления тяжелого ядра. В реакции dt (98.2) выделяющаяся энергия на один нуклон составляет $17{,}59/5 \approx 3{,}52$ МэВ. Однако в этой реакции только 3,52 МэВ приходятся на заряженные частицы ^4He, а 14,07 МэВ уносятся нейтронами. Энергия же заряженных частиц может быть преобразована в электрическую со значительно большим КПД, чем энергия нейтронов (см. пункт 5).

В реакции (98.3) на один нуклон освобождается энергия 3,66 МэВ, а в реакции (98.4) — 0,57 МэВ. Продуктами этих реакций являются только нерадиоактивные заряженные частицы,

что в энергетическом отношении должно рассматриваться как их достоинство (см. пункт 5). Однако эти реакции труднее осуществить, а потому в дальнейшем они не будут рассматриваться.

Таким образом, как и при делении тяжелых ядер, в реакциях синтеза легких освобождается энергия, в миллионы раз превосходящая тепло, получающееся при сжигании химического топлива (уголь, нефть и пр.). Однако получение этой энергии в макроскопических количествах, к величайшему сожалению, удалось пока только для военных целей — в водородной бомбе, где реакции (98.1) и (98.2) осуществляются с огромной скоростью и сопровождаются чудовищным взрывом. По этой причине они совершенно неуправляемы. Для использования энергии этих реакций в мирных целях необходимо придать им спокойный управляемый характер. Соответствующая проблема называется проблемой *управляемого термоядерного синтеза* (УТС). Она усиленно разрабатывается в СССР, США и других странах, начиная примерно с 1951 г. В СССР работы по УТС в основном ведутся в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова. Они были начаты под руководством Л. А. Арцимовича (1909—1973) и М. А. Леонтовича (1903—1981).

Управляемый термоядерный синтез еще не осуществлен, хотя ученые и надеются получить его к концу настоящего или в начале следующего столетия. Детальное рассмотрение этой проблемы далеко выходит за рамки этой книги. Мы можем дать о ней только общее и поверхностное представление.

2. Обе реакции (93.1) и (93.2) происходят с положительно заряженными ядрами, между которыми действуют кулоновские силы отталкивания. Для возможности проведения обеих реакций взаимодействующим ядрам должна быть сообщена кинетическая энергия, достаточная для сближения их на расстояние порядка 10^{-11} см. Только после этого с заметной вероятностью начнется процесс слияния ядер за счет *туннельного эффекта*. С увеличением зарядового числа Z кулоновский барьер между сближающимися ядрами возрастает пропорционально произведению зарядов обоих ядер. Осуществить слияние ядер тем легче, чем меньше Z. Вот почему выбираются ядра дейтерия и трития, для которых число $Z = 1$, т. е. минимально.

Можно осуществить реакции слияния легких ядер, ускоряя на ускорителе ядра одного изотопа и бомбардируя ими мишени из изотопа того же или другого элемента. Однако такой метод применим и действительно применяется для изучения ядерных реакций, а также для получения нейтронов. Но он совершенно не годится для получения ядерной энергии в промышленных масштабах, если даже воспользоваться весьма сильноточным ускорителем. Дело в том, что эффективные сечения ядерных реакций, хотя и быстро возрастают с увеличением относительной скорости сталкивающихся ядер, но даже в оптимальных усло-

виях несравненно меньше эффективных сечений атомных столкновений. При столкновениях кинетическая энергия ускоренных ядер быстро растрачивается на ионизацию и возбуждение атомов мишени. Оставшейся энергии ускоренного ядра в подавляющем большинстве случаев совершенно недостаточно для его слияния с ядром мишени. В результате почти все столкновения ядер не будут завершаться ядерными реакциями. Полученная таким путем ядерная энергия будет ничтожна по сравнению с энергией, которую надо затратить для осуществления ускорения ядер с помощью ускорителей.

Поэтому процессы ионизации и возбуждения атомов мишени не должны происходить. А это имеет место только в уже *полностью ионизованной плазме*, нагретой до весьма высокой температуры — порядка 10 кэВ (10^8 К). Вот почему проблема получения энергии в промышленных масштабах в управляемых реакциях синтеза ядер легких элементов получила название *термоядерной проблемы*. В своей основе она прежде всего опирается на физику плазмы — на получение, изучение и управление этим состоянием вещества. Физика же плазмы ныне составляет самостоятельный и весьма обширный отдел физики. Его изложение не входит в цели настоящего руководства. По этой причине мы можем дать только общее представление о термоядерной проблеме.

3. Дейтерий ^{2}H (иначе обозначаемый через D) — стабильный изотоп водорода. Он встречается в воде в виде молекул D_2O и HDO. В естественной воде по числу атомов содержится примерно 0,015 % дейтерия. Значит, в 18 г воды содержится $N_A \cdot 0{,}00015 \sim 9 \cdot 10^{18}$, а в 1 г около $5 \cdot 10^{17}$ атомов дейтерия, содержащих около 10^{18} нуклонов. Так как на один нуклон в реакции dd освобождается около 0,9 МэВ энергии, то за счет этой реакции в 1 г воды может выделиться энергия $10^{18} \cdot 0{,}9 \approx 9 \cdot 10^{17}$ МэВ $\approx 1{,}5 \cdot 10^5$ Дж. По сравнению с энергией химического топлива это громадная величина. Например, удельная теплота сгорания каменного угля составляет около $3{,}5 \cdot 10^7$ Дж/кг (не учитывая кислорода). Таким образом, 250 г воды в энергетическом отношении эквивалентны примерно 1 кг каменного угля. Масса воды в океанах Земли составляет примерно $1{,}45 \cdot 10^{24}$ кг. По содержанию энергии это эквивалентно $6 \cdot 10^{21}$ кг $= 6 \cdot 10^{18}$ т каменного угля. Это составляет 10^{-3} массы всей Земли (около $6 \cdot 10^{21}$ т). Таким образом, дейтерий, содержащийся в океанах, является *практически неисчерпаемым* источником энергии, которой хватило бы на сотни миллионов лет.

Тритий ^{3}H (иное обозначение — T) — радиоактивный изотоп водорода с периодом полураспада $T_{1/2} = 12{,}3$ года. Тритий образуется в небольших количествах в атмосфере под действием космических лучей (примерно 1000 — 2000 атомов T на 1 м^2 поверхности Земли в 1 с). Получающийся таким образом три-

тий соединяется с кислородом воздуха, образуя сверхтяжелую воду, но из-за распада ^3H такая вода не накапливается. В природной воде содержится всего около 10^{-18} атомов трития по отношению к числу атомов водорода.

Таким образом, можно сказать, что из-за радиоактивности тритий в естественном состоянии в природе не встречается. Поэтому для использования в термоядерных установках тритий должен создаваться искусственно. Он получается в реакции

$$^6Li + n \rightarrow {}^3H + {}^4He + 4{,}8 \text{ МэВ} \qquad (98.5)$$

путем облучения изотопа лития ^6Li нейтронами от ядерного реактора. Поэтому управляемый термоядерный синтез на основе реакции (98.2) должен предусмотреть получение и воспроизводство трития. Воспроизводство трития может быть осуществлено в самом термоядерном реакторе, поскольку реакция dt сопровождается выделением нейтронов. Для этого в соответствии с реакцией (98.5) рабочую зону реактора следует окружить слоем легкого изотопа лития ^6Li. Такой слой называется бланкетом. Поэтому количество трития, которым можно располагать в УТС в конце концов определяется запасом дейтерия и ^6Li в природе (в естественном литии изотоп ^6Li составляет около 7,52 %, а изотоп $^7Li^2$ около 92,48 %). Запасы этих элементов на Земле настолько велики, что при прогнозируемых темпах потребления их энергии должно хватить на сотни тысяч лет.

Заметим, что в перспективе бланкет может быть использован и для создания *комбинированных ядерно-термоядерных реакторов*. Термоядерный реактор на dd следует окружить бланкетом, содержащим ^{238}U, делящийся быстрыми нейтронами. Быстрые нейтроны, возникающие в реакции dd будут вызывать деление ^{238}U и производить ядерное горючее — плутоний, используемый в ядерном реакторе. Реактор на dt для этой цели не годится, так как получающиеся нейтроны необходимы для воспроизводства трития.

4. При использовании термоядерного топлива, как и при использовании делящихся ядер, не приходится сжигать мировые запасы кислорода или углеводородов, так что в атмосферу не попадают углекислый газ и другие продукты сгорания. В отношении загрязнения окружающей среды (т. е. с экологической точки зрения) термоядерный реактор обладает громадным преимуществом по сравнению с реактором деления. В реакциях ядерного деления образуется много долгоживущих радиоактивных отходов, захоронение которых является непростой задачей. В термоядерном реакторе эта задача не стоит, так как в реакциях синтеза (98.1) и (98.2) долгоживущих радиоактивных отходов не образуется. В этих реакциях основными продуктами будут нейтроны, нерадиоактивные ядра гелия ^3He и водорода, а также ядра трития. Правда, тритий радиоактивен — он испускает ионизующую радиацию в виде β-частиц с максимальной

энергией 18 кэВ. Но тритий является одним из наименее токсичных радиоактивных изотопов, тогда как плутоний, служащий топливом в ядерных реакторах,— один из наиболее токсичных из известных нам радиоактивных материалов. Кроме того, в реакции dt тритий сам является термоядерным топливом, так что его можно возвратить в активную зону реактора для дальнейшего сжигания. В результате эффективное время жизни трития сводится примерно к 5 дням вместо обычных 18 лет.

5. Сформулируем общее требование, накладываемое на термоядерный реактор законом сохранения энергии, предполагая, что в реакторе идет либо реакция dd, либо реакция dt. Не приводя детального вывода, ограничимся указанием только его общего хода и окончательными результатами.

Пусть в реактор введена плазма из чистого дейтерия или равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, уже нагретая в результате какого-либо нетермоядерного процесса. Конечно, плазма предполагается *квазинейтральной*, т. е. такой, в которой средние концентрации положительных ионов и отрицательных электронов в каждом макроскопическом объеме почти одинаковы. Основанием для такого предположения служит замечание, что даже незначительное нарушение квазинейтральности возбудило бы сильные электрические поля, которые, однако, в плазме существовать не могут из-за ее высокой электрической проводимости. В дальнейшем через n обозначается число положительных ионов (и равное ему числу электронов) в кубическом сантиметре плазмы.

Если температура T плазмы достаточно высока, что столкновения ионов друг с другом, по крайней мере частично, будут заканчиваться реакциями с выделением термоядерной энергии. Ясно, что число таких столкновений в единице объема пропорционально n^2, а коэффициент пропорциональности зависит от T. Поэтому мощность ядерной энергии, выделяющейся в единице объема активной зоны реактора, можно представить в виде $P_{\text{яд}} = f_{\text{яд}}(T)n^2$, причем функция $f_{\text{яд}}(T)$ зависит от того, используется ли в качестве топлива чистый дейтерий или равнокомпонентная смесь дейтерия и трития.

Продуктами ядерных реакций (98.1) и (98.2) будут заряженные частицы ^{3}He, t, p, ^{4}He и нейтроны, не имеющие электрического заряда. Кинетическая энергия теплового движения заряженных частиц может быть превращена в электрическую с КПД, близким к 1. Для этого можно использовать *магнитогидродинамический генератор*, в котором происходит прямое преобразование тепловой энергии в электрическую, минуя тепловой цикл. Принцип его работы основан на электромагнитной индукции: если поперек магнитного поля движется проводящая среда, то в ней возбуждается электрический ток. В качестве такой проводящей среды может быть использована высокотемпературная

плазма. Ее электрическая проводимость, как показывает теория, пропорциональна $T^{3/2}$ и не зависит от концентрации частиц. При $T \approx 1{,}6 \cdot 10^7$ К ($1{,}4 \cdot 10^3$ эВ) проводимость водородной плазмы примерно равна проводимости меди при нормальной температуре, а при $T \approx 1{,}6 \cdot 10^8$ К она будет примерно в 30 раз больше. Если поток горячей плазмы поперек магнитного поля направить между пластинами конденсатора, то возникающий индукционный ток зарядит конденсатор, т. е. тепловая энергия плазмы перейдет в электрическую.

Нейтроны, поскольку они лишены электрического заряда, таким путем не могут быть использованы. Их кинетическая энергия теплового движения может быть превращена в электрическую с использованием *теплового цикла*. КПД последнего ограничен сверху теоремой Карно. С некоторой долей оптимизма примем, что этот КПД равен 1/3.

Однако надо учесть не только тепловую энергию, освобождающуюся в ядерных реакциях. Нейтроны уходят из активной зоны реактора и поглощаются защитой. При этом выделяется энергия *нейтронного сродства* в виде тепла. При каждом акте поглощения его выделяется примерно 8 МэВ. Это тепло может быть также использовано в тепловом цикле. Его надо прибавить к энергии нейтронов в ядерных реакциях. Таким образом, можно принять, что тепловая энергия заряженных частиц может быть преобразована в электрическую практически полностью, а тепловая энергия нейтронов (с учетом энергии нейтронного сродства) — примерно на одну треть. Формально при энергетических расчетах нейтроны можно считать *как бы* заряженными частицами, если число их уменьшить приблизительно в три раза. Предполагается, что это и делается при оценке мощности $P_{яд}$ и коэффициента $f_{яд}(T)$.

Рассмотрим сначала реакцию dt (98.2). На долю заряженной частицы ^{3}He приходится энергия 3,5 МэВ, на долю нейтрона — 14 МэВ. С учетом нейтронного сродства ее следует увеличить примерно до $14 + 8 = 22$ МэВ. Таким образом, тепловой эффект реакции dt равен $3{,}5 + 22/3 \approx 10{,}8$ МэВ, или, круглым счетом, 10 МэВ, если все продукты реакции считать как бы заряженными частицами.

Несколько сложнее обстоит дело с реакцией dd (93.1). Как уже указывалось выше, обе ветви этой реакции идут примерно с одинаковой вероятностью. Поэтому все числа, относящиеся к этим реакциям, следует уменьшить вдвое, например 3,27 МэВ заменить на 1,65 МэВ, а 4,03 МэВ — на 2 МэВ. Но главная особенность реакции dd состоит в том, что в одной из ее ветвей выделяется тритий, а он может быть использован в качестве горючего в реакторе, основанном на реакции dt. В первой ветви на долю ^{3}He приходится 0,41 МэВ, на долю нейтрона — 1,24 МэВ или, с учетом нейтронного сродства, 5,24 МэВ, что эквивалентно

5,24 : 3 = 1,7 МэВ тепловой энергии заряженных частиц. Во второй ветви вся энергия 2 МэВ локализована в заряженных частицах t и p. К ней надо прибавить 10 : 2 = 5 МэВ, которые выделяются в генераторе с реакцией dt. Таким образом, в пересчете на заряженные частицы тепловой эффект реакции составляет 0,41 + 1,7 + 2 + 5 = 9,1 МэВ или, круглым счетом, 10 МэВ, как и в реакции dt.

Помимо выделения энергии будут происходить также ее потери: энергия будет уноситься из активной зоны реактора электромагнитным излучением плазмы и потоком уходящих частиц. Излучение в основном возникает при торможении электронов при их столкновениях с ядрами. Поэтому его мощность из единицы объема также пропорциональна n^2 и может быть представлена в виде $P_{изл} = f_{изл}(T)n^2$. Вид функций $f_{яд}(T)$ и $f_{изл}(T)$ может быть найден теоретически, но на этом вопросе мы останавливаться не можем.

Для нахождения энергетической мощности уходящего из единицы объема потока частиц введем понятие *среднего времени удержания* τ плазмы в активной зоне реактора. Так называется промежуток времени, в течение которого за единицу времени из единицы объема плазмы уходит n/τ частиц каждого знака. Это единственный феноменологический параметр, характеризующий термоядерный реактор. Поэтому условие, которое мы получим ниже из закона сохранения энергии, совершенно не зависит от индивидуальных особенностей термоядерного реактора, а должно выполняться для реактора любого типа. Через промежуток времени τ можно выразить энергетическую мощность $P_ч$ потока частиц, уходящих из единицы объема плазмы. Кинетическая энергия частиц в единице объема плазмы равна $2 \cdot (3/2)nkT = 3nkT$ (половина энергии приходится на ядра, а другая половина — на электроны). Поэтому $P_ч = 3nkT/\tau$.

Таким образом, энергетическая мощность частиц и излучения, уходящих из единицы объема плазмы, будет $3nkT/\tau + f_{изл}(T)n^2$. Эта энергия поглощается защитой и выделяется в виде тепла. Часть такого тепла может быть использована путем превращения в работу с некоторым КПД η, значение которого зависит от уровня развития теплотехники. Мощность бесполезно потеряпной энергии в единице объема плазмы будет

$$(1-\eta)[3nkT/\tau + f_{изл}(T)n^2],$$

или

$$2nkT/\tau + (2/3)f_{изл}(T)n^2,$$

если принять $\eta = 1/3$, как это уже делалось выше.

Условие протекания самоподдерживающейся ядерной реакции синтеза состоит в том, чтобы выделяющаяся термоядерная энергия была не меньше энергии, уносимой из плазмы электромагнитным излучением и потоком уходящих частиц. Математи-

чески это условие выражается формулой

$$f_{яд}(T)\,n^2 \geqslant 2nkT/\tau + (2/3)\,f_{изл}(T)\,n^2. \qquad (98.6)$$

В случае равенства в плазме будет протекать только самоподдерживающая термоядерная реакция синтеза, но не будет генерироваться энергия, которую можно было бы использовать. Для превращения установки в генератор энергии необходимо, чтобы в формуле (98.6) соблюдалось неравенство.

Условие (98.6) может быть записано в виде

$$n\tau \geqslant L(T), \qquad (98.7)$$

если ввести обозначение

$$L(T) = \frac{2kT}{f_{яд}(T) - (2/3)\,f_{изл}(T)}. \qquad (98.8)$$

Конечно, знаменатель в последней формуле должен быть положителен, так как освобождающаяся ядерная энергия во всяком случае должна превышать энергию, уносимую излучением.

Формула (98.7) выражает *условие возникновения самоподдерживающейся термоядерной реакции*, или *условие зажигания термоядерной реакции*. Она была получена в 1957 г. английским физиком Лоусоном (р. 1923) и называется *критерием Лоусона*. Функция температуры $L(T)$ зависит от вида применяемого термоядерного топлива: чистого дейтерия или равнокомпонентной смеси дейтерия и трития. Ее нахождение сводится к определению функций $f_{яд}(T)$ и $f_{изл}(T)$, что может быть сделано теоретически (об этом уже было сказано выше). Выражение (98.8) получено в предположении, что КПД $\eta = 1/3$. Нетрудно обобщить это выражение и для других значений η; формула (98.7) при этом не меняет своего вида, изменяется только функция $L(T)$.

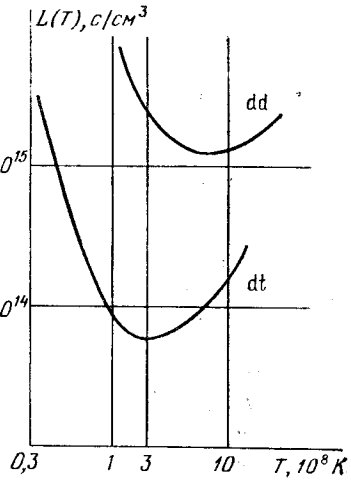


Рис. 168

6. Минимальная температура, при которой начинает выполняться критерий (98.7), может рассматриваться как *оптимальная температура* для осуществления самоподдерживающейся термоядерной реакции. Она может быть найдена из условия $dL/dT = 0$. На рис. 1.68 приведены графики функций $L(T)$ для реакций dt и dd при $\eta = 1/3$. Из них видно, что для реакции dt оптимальная температура порядка $2 \cdot 10^8$ К, а для реакции dd — порядка 10^9 К. Если значение $n\tau$ таково, что точка $(T, n\tau)$ лежит на кривой $L = L(T)$, то в системе может про-

исходить стационарная термоядерная реакция, но без генерации полезной энергии. Если же такая точка лежит выше указанной кривой, то система начинает работать как генератор энергии.

Далее, из графиков видно, что при $\eta = 1/3$ критерий Лоусона сводится к выполнению условий:

для реакции dt: $n\tau \geqslant 10^{14}$ см$^{-3} \cdot$ с, $T \approx 2 \cdot 10^8$ К;

для реакции dd: $n\tau \geqslant 10^{15}$ см$^{-3} \cdot$ с, $T \approx 10^9$ К.

Отсюда видно, что осуществление термоядерной реакции dt легче, чем реакции dd. Это связано с тем, что сечение реакции dt в области температур 10^8—10^9 К примерно на два порядка превышает сечение реакции dd. Это в свою очередь объясняется тем, что в указанном интервале температур реакция dt носит *резонансный* характер. Вот почему в настоящее время усилия физиков и инженеров направлены на осуществление термоядерной реакции dt. Но в перспективе с развитием термоядерной энергетики должен произойти переход к реакции dd, так как запасы ^{6}Li в природе все же ограничены.

Таким образом, чтобы начались термоядерные реакции, необходимо нагреть дейтерий-тритиевую плазму до температуры порядка $2 \cdot 10^8$ К, т. е. порядка 10 кэВ. При термоядерных же реакциях освобождается энергия в несколько мегаэлектронвольт на каждый акт реакции. Эта энергия в сотни раз превосходит энергию, которую надо затратить на нагревание самой плазмы. Это обстоятельство и открывает принципиальную возможность получения полезной энергии при термоядерных реакциях.

7. Для нагревания дейтерий-тритиевой плазмы до температур порядка 10^8 К могут быть использованы следующие способы.

1) *Выделение джоулева тепла* при пропускании электрического тока через плазму. Этот способ применим на начальной стадии нагревания и становится неэффективным при $T \geqslant 10^7$ К, так как проводимость плазмы быстро возрастает с температурой (приблизительно пропорционально $T^{3/2}$). Для дальнейшего нагревания плазмы требуются дополнительные способы, из которых наиболее перспективными являются способы 2) и 3), приводимые ниже.

2) *Инжекция в плазму пучков нейтральных частиц достаточно высокой энергии.* Пучки быстрых атомов формируются с помощью инжекторов — ускорителей заряженных частиц, например ядер дейтерия — дейтронов. Ускоренные дейтроны проходят через специальный слой нейтрального газа и превращаются в быстрые нейтральные атомы дейтерия, которые беспрепятственно проникают в плазму под любым углом к магнитному полю, если последнее применяется для удержания плазмы. Уже существуют инжекторы с мощностью пучка 2 МВт при энергии атомов 20—40 кэВ. Использование инжекторов привело к значительному повышению температуры плазмы. Так, на токамаке PLT (США) этим способом удалось достигнуть температуры $7 \cdot 10^7$ К.

3) *Нагревание высокочастотным электромагнитным полем.* Высокочастотное электромагнитное поле в плазме возбуждается петлей с током высокой частоты, помещаемой вблизи рабочей камеры, в которой находится плазма. Если частота поля совпадает с ионной или электронной циклотронными частотами, то происходит резонансное поглощение электромагнитных волн и соответствующее нагревание ионов или электронов плазмы. Высокая эффективность такого метода была впервые продемонстрирована в Институте атомной энергии имени И. В. Курчатова и впоследствии подтверждена на других установках. На установке PLT (США) таким методом была достигнута температура ионов до $4 \cdot 10^7$ К.

4) *Сжатие плазмы* при прохождении через нее электрического тока из-за притяжения параллельно идущих нитей тока (*пинч-эффект*). Нагревание происходит вследствие адиабатического сжатия плазмы, а также выделения тепла за счет ударных волн и турбулентных процессов.

5) *Нагревание лазерным излучением большой мощности.*

6) *Нагревание интенсивными электронными пучками.*

7) *Нагревание пучками ускоренных тяжелых ионов.*

Последние три метода относятся к установкам с плотной плазмой ($n \sim 10^{23}$ см$^{-3}$).

Указанные методы нагрева плазмы до термоядерных температур и выше являются не только принципиальными, но и технически осуществимыми. Основная трудность УТС — проблема *удержания высокотемпературной и достаточно плотной плазмы в рабочем объеме реактора.*

8. Отвлекаясь на время от способов удержания плазмы, посмотрим, какие ограничения накладываются на ее концентрацию n. Обозначим через $\mathscr{P}_0$ давление плазмы до реакции. Во избежание разрушения стенок реактора $\mathscr{P}_0$ не может быть слишком большим, скажем, не должно превышать одной атмосферы (порядка 10^6 дин/см^2). Но $\mathscr{P}_0 \sim nkT$. При $T \approx 10^8$ К находим отсюда $n \sim \mathscr{P}_0/kT \approx 10^{14}$ см$^{-3}$. В результате выделения термоядерной энергии температура плазмы, а с ней и давление повышаются в несколько сот раз. Такое повышение давления технически допустимо; оно должно восприниматься удерживающими устройствами. При повышении температуры в сто раз выделяющаяся термоядерная энергия составляла бы 100 $nkT \approx 10$ Дж/см^3. В действительности энерговыделение будет больше, так как температура плазмы повышается в несколько сот раз. Это выделение энергии происходит за время удержания τ. Из критерия Лоусона (98.9) находим, что должно быть $\tau \geqslant 1$ с. Полагая $\tau = 1$ с, видим, что мощность выделения энергии будет порядка нескольких десятков Вт/(см$^3 \cdot$ с). Для получения мощности порядка 1000 МВт необходимо, чтобы рабочий объем реактора был во много раз больше, т. е. порядка $1000 \cdot 10^6 : 10 \approx 10^8$ см$^3 = 100$ м^3. При таких

объемах термоядерный реактор достигнет мощности современных крупных электростанций.

9. Следует различать два направления, по которым в настоящее время проводятся исследования по управляемому термоядерному синтезу: в одном направлении исследования ведутся с плазмой малой концентрации ($n \sim 10^{14}$ см$^{-3}$), в другом — с плазмой большой концентрации ($n \sim 10^{23}$ см$^{-3}$).

При малых концентрациях плазмы основной трудностью является достижение необходимого времени удержания (порядка секунды). Не годятся никакие вещества, из которых можно было бы сделать сосуд для удержания плазмы в течение такого времени: при соприкосновении со стенкой сосуда горячая плазма еще раньше охладилась бы и притом испарила бы стенку. Для удержания плазмы и предотвращения ее от соприкосновения со стенками сосуда используются магнитные поля различной напряженности и конфигурации. Такие поля принято называть *магнитными ловушками*. В т. III (гл. V) уже рассматривалось поведение отдельной заряженной частицы в магнитных ловушках.

В постоянном однородном магнитном поле частица движется по спирали, навивающейся на магнитную силовую линию. Ее движение ограничено только поперек магнитного поля, а параллельно полю может происходить беспредельно. Создадим однородное поле внутри ограниченного цилиндра и усилим его на концах («магнитными пробками»). Тогда получится магнитная ловушка и частица будет удерживаться в ограниченной области пространства, если только направление ее скорости не лежит внутри «конуса потерь» (см. т. III, § 88).

Ограничения области движения частицы можно также достигнуть, свернув цилиндр в тор. Однако в этом случае возникнет дрейф, приводящий к столкновению частицы со стенками тороидальной камеры (см. там же).

10. Переход от исследования движения отдельных заряженных частиц к изучению движения *всей плазмы* осложняется взаимодействием между частицами. Приближенно это взаимодействие учитывается в гидродинамической модели плазмы. В простейшей из этих моделей считается, что плазма ведет себя подобно квазинейтральной сплошной среде — жидкости, движущейся в магнитном поле. Это — *одножидкостная магнитогидродинамическая модель*. В более сложной *двухжидкостной магнитогидродинамической модели* считается, что плазма состоит как бы из двух жидкостей: одна описывает движение *электронов*, другая — *ионов*.

Можно показать, что обмен энергиями между одноименными частицами плазмы, т. е. между электронами или между ионами, происходит много быстрее, чем между разноименными, т. е. между легкими электронами и тяжелыми ионами. Иными словами,

обмен теплом между различными жидкостями плазмы есть процесс более медленный, чем установление равновесного состояния каждой из этих жидкостей в отдельности. Поэтому, пока не наступило полное термодинамическое равновесие плазмы, электронной и ионной компонентам можно приближенно приписать определенные температуры, вообще говоря, не совпадающие между собой.

Не входя ни в какие подробности, ограничимся простейшим примером. Пусть плазма заполняет бесконечно длинный цилиндр, параллельно оси которого в ней течет электрический ток J (такая конфигурация называется *плазменным шнуром*). Последний возбуждает магнитное поле H, которому соответствует магнитное давление $H^2/8\pi$ (см. т. III, § 72). Если на поверхности цилиндра оно превосходит газокинетическое давление $2nkT$ (мы применим одножидкостную модель), то плазменный шнур будет сжат — это явление называется *пинч-эффектом*.

Для равновесия плазменного шнура необходимо, чтобы на его поверхности магнитное давление $H^2/8\pi$ уравновешивалось газокинетическим давлением $2nkT$. Однако такое равновесие будет крайне неустойчиво. Действительно, допустим, что по случайным причинам на шнуре возникло небольшое сужение (перетяжка). В силу большой проводимости высокотемпературной плазмы магнитный поток через поперечное сечение шнура сохранится (см. т. III, § 71), так что магнитное давление на суженную часть шнура увеличится. Правда, в суженной части возрастет и газокинетическое давление. Но это вызовет только перетекание части плазмы в более широкие участки плазменного шнура. Поэтому под действием возросшего магнитного давления перетяжка на шнуре усилится, т. е. равновесие будет неус-

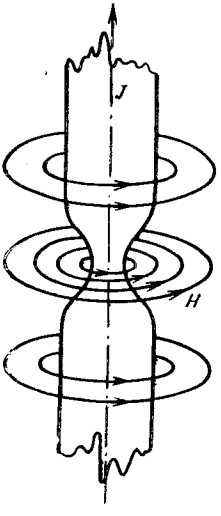


Рис. 169

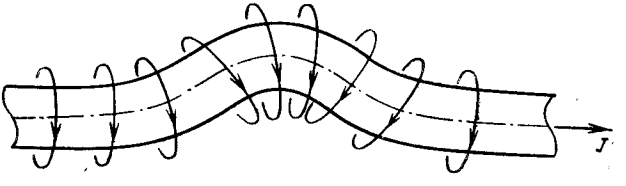


Рис. 170

тойчиво по отношению к такого рода возмущениям (рис. 169). Но равновесие плазменного шнура неустойчиво и по отношению к его малым изгибаниям. Это видно из рис. 170 — на вогнутой стороне шнура магнитное поле, а с ним и магнитное давление больше, чем на выпуклой.

В плазме существует и много других типов неустойчивостей. Природа многих из них может быть понята на основе гидродинамических моделей, но есть и такие неустойчивости, для понимания которых требуется кинетическое рассмотрение. На всех этих специальных вопросах, далеко выходящих за пределы настоящего курса, мы останавливаться не можем. Заметим лишь, что крайняя неустойчивость плазмы во всех магнитных полях простой геометрической конфигурации создает *главную трудность*, которую надо преодолеть на пути осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Для преодоления указанной трудности идут по пути усложнения конфигурации и напряженности магнитных полей. Магнитные поля создаются не только токами, текущими в плазме, а главным образом *внешними источниками*. Не входя в детали, заметим, что удерживающее и стабилизирующее действие магнитных полей основано, в частности, на высокой электрической проводимости плазмы.

Из-за высокой проводимости магнитный поток через любой замкнутый контур, состоящий из одних и тех же частиц, остается практически постоянным при любом движении плазмы (см. т. III, § 79). Это утверждение называется *вмороженностью магнитных силовых линий в плазму*. Кроме того, вдоль магнитных силовых линий существует *натяжение* (см. там же § 72); силовые линии ведут себя подобно натянутым струнам. Оба эти фактора способствуют удержанию и стабилизации плазмы. Особенно наглядно это проявляется при устранении случайно возникших изгибов плазменного шнура.

11. Из различных магнитных ловушек в настоящее время специалисты считают наиболее перспективной ловушку, называемую *токамаком* (сокращение от «тороидальная камера с магнитными катушками»). Она была предложена и наиболее полно изучена экспериментально и теоретически в Институте атомной энергии в Москве группой физиков, возглавлявшейся Л. А. Арцимовичем и М. А. Леонтовичем, а позднее Б. Б. Кадомцевым (р. 1928). И в других странах, ведущих исследования по управляемому термоядерному синтезу (США, Япония, страны Евратома), в настоящее время отдается предпочтение токамакам.

Естественно, что в курсе общей физики можно коснуться, и притом в общих чертах, только принципа действия токамака, опуская все конструктивные детали и инженерные вопросы. Основной частью токамака является *тороидальная вакуумная камера*, в которую вводится дейтерий (а в дальнейшем, когда от экспериментальных токамаков перейдут к сооружению энергетических реакторов, будет вводиться смесь дейтерия с тритием). Иными словами, камера представляет собой трубу, свернутую в кольцо. Радиус окружности вдоль оси этого кольца R называется *большим радиусом* тороидальной камеры. Через отверстие кольца

создается магнитный поток. При его изменении во времени возбуждается параллельное оси трубы вихревое электрическое поле. Происходит электрический пробой, образуется плазма, и в кольцевой камере начинает циркулировать электрический ток. Такой ток нагревает плазму и возбуждает магнитное поле H_φ, силовые линии которого отжимают плазму от внешних стенок тороидальной камеры, формируя кольцевой плазменный шнур. Радиус поперечного сечения этого шнура a называется *малым радиусом* тороидальной камеры.

Несущественно, будет ли ток в плазменном шнуре постоянным (одного направления) или переменным, направление которого периодически меняется. Поэтому описанный индукционный способ возбуждения электрического тока в токамаке не является единственно возможным. Возможен и безындукционный способ. Можно, например, ввести в плазму электромагнитные волны определенной частоты — такие, что они вызовут движение электронов вдоль тороидального магнитного поля (см. следующий абзац), создаваемого внешними источниками. Опыты, поставленные в Японии, свидетельствуют о перспективности такого способа возбуждения тока. Его преимущество, вероятно, состоит в том, что он позволит поддерживать ток в торе токамака более длительное время, чем индукционный способ.

Для удержания и стабилизации плазменного шнура используются *тороидальное* и *полоидальное* магнитные поля, создаваемые внешними источниками. Сильное тороидальное магнитное поле H_θ направлено параллельно току в тороидальной камере и создается катушками, намотанными на тор. Как показывает теория, для магнитогидродинамической устойчивости плазмы должен выполняться так называемый *критерий Шафранова* (р. 1929) — *Крускала* (р. 1925):

$$H_\theta a > H_\varphi R. \qquad (98.9)$$

Относительно слабое полоидальное поле $H_\perp \approx H_\varphi a/R$ перпендикулярно к центральной плоскости симметрии тороидальной камеры. Оно создается проводами, расположенными вдоль тора. Такое поле необходимо для удержания плазменного шнура в равновесии и удаления продуктов реакции из плазмы.

Плазма в токамаке, как уже было сказано, нагревается протекающим по ней током. Для дополнительного нагревания используются переменные электромагнитные поля, а также инжекция быстрых нейтральных атомов.

Важным параметром токамака является отношение газокинетического давления плазмы $\mathscr{P}$ к магнитному давлению $H^2/8\pi$. Его принято обозначать через β: $\beta = 8\pi\mathscr{P}/H^2$. Теория показывает, что β не должно быть большим, так как в противном случае плазма становится неустойчивой. С другой стороны, для экономически оправданного энергетического реактора значение β должно

составлять не менее 5 %. К настоящему времени в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова на токамаке Т-11 достигнуто значение $\beta = 3$ %, а в США на токамаке «Дублет-III» с эллиптическим сечением плазменного шнура — значение $\beta = 4{,}5$ %.

12. Для уменьшения энергетических потерь на создание сильного магнитного поля H (50—60 кГс и выше) предполагается использовать обмотки из *сверхпроводящих сплавов* с высокими значениями критического поля H, при котором начинается разрушение сверхпроводимости (см. т. III, § 80). Этот метод был впервые испытан в СССР на установке Т-7, в которой применялся сплав из ниобия с танталом при гелиевых температурах. В установке Т-15, сооружаемой в нашей стране, предполагается использовать сплав ниобия с оловом.

Решение проблемы высокотемпературной сверхпроводимости произвело бы революцию в криогенной технике, в частности при создании сверхсильных магнитных полей. В этом направлении ведутся интенсивные исследования в СССР, США, Японии и других странах. К концу 1986 г. появились сообщения, что получены материалы, становящиеся сверхпроводящими при температуре не только жидкого азота, но и при температурах, близких к комнатной. Сейчас же заметим, что получение сверхсильных магнитных полей предъявляет очень высокие требования к механической прочности сверхпроводящих катушек (уже при $H = 50$ кГс магнитное давление $H^2/8\pi$ будет порядка 10^2 атм, а при $H = 150$ кГс — порядка 10^3 атм).

13. В общем курсе физики нет смысла приводить подробные научно-технические сведения о состоянии проблемы УТС. Всякие сведения такого рода могут устареть уже к моменту выхода настоящей книги. Ограничимся поэтому только некоторыми произвольно выбранными данными о токамаках и результатах, полученных на них.

Самым крупным из действующих отечественных токамаков является токамак Т-10, запущенный в 1975 г. в Институте атомной энергии (Москва). Тороидальное магнитное поле в нем $H_0 \approx 50$ кГс, объем плазмы — 5 м^3 ($R = 150$ см, $a = 39$ см), ток в плазме около 800 кА, $T \approx 1{,}2 \cdot 10^7$ К, $\tau \approx 0{,}07$ с, $n \approx 8 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $n\tau \approx 6 \cdot 10^{12}$ см$^{-3} \cdot$ с). В 1979 г. там же был запущен токамак Т-7 с параметрами, близкими к параметрам токамака Т-10, но со сверхпроводящими обмотками. Там же при экспериментальных исследованиях на токамаках было выяснено, что время удержания τ быстро возрастает с увеличением объема плазмы — приблизительно пропорционально aR^2.

На токамаке TFTR (США), запущенном в 1983 г., достигнуто рекордное значение $\tau = 0{,}19$ с ($R = 248$ см, $a = 85$ см, $H_0 = 52$ кГс, ток в плазме — 2,5 МА, мощность дополнительного нагрева инжекцией быстрых атомов — 33 МВт, стоимость уста-

новки — 314 млн долларов). В конце 1986 г. на этой установке была получена рекордная температура $2{,}2 \cdot 10^8$ К. При увеличении $n\tau$ в 5—10 раз при такой температуре токамак на смеси дейтерия с тритием стал бы работать уже в критическом режиме, когда выделяющаяся термоядерная энергия равна энергии, затрачиваемой на нагрев и удержание плазмы. На оси плазменного шнура на той же установке достигнута ионная температура $3{,}3 \cdot 10^8$ К (29 кэВ).

Токамаки — весьма сложные и дорогостоящие установки. Поэтому Советский Союз внес предложение в Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ) объединить усилия стран, в которых ведутся работы по УТС, для создания опытного термоядерного реактора. Это предложение было принято. Установка получила название ИТЭР (Интернациональный термоядерный экспериментальный реактор). Определились участники проекта ИТЭР: СССР, США, Япония и европейские страны — члены Евратома, включая Швецию и Швейцарию, имеющие соглашения с Евратомом в области термоядерного синтеза. Проект должен быть разработан к концу 1990 г. Проектная группа будет постоянно работать в Институте физики плазмы имени Макса Планка в Гархинге вблизи Мюнхена. Основная задача ИТЭР — техническая демонстрация управляемого термоядерного синтеза. Эта установка еще не будет экономически выгодной, но она должна доказать возможность получения и использования в промышленных целях термоядерной энергии синтеза легких элементов. Ее назначение — стать прообразом будущего реактора термоядерной электростанции.

14. В заключение рассмотрим вопрос о принципиальной возможности термоядерного реактора, в котором не применяются никакие приспособления для удержания плазмы. Первоначально в вакуумную камеру реактора вводится смесь дейтерия и трития в твердом (замороженном) состоянии, которая практически мгновенно нагревается до температуры порядка 10^8 К. Ее пребывание в первоначальном ограниченном объеме определяется временем разлета плазмы порядка l/v, где l — линейный размер рассматриваемого объема, а v — средняя скорость частиц плазмы после ее нагревания. Это время и может быть принято за время удержания плазмы в рассматриваемом объеме, которое входит в критерий Лоусона (98.7). Таким образом, для зажигания плазмы должно быть $nl/v > L$, откуда

$$l > Lv/n. \qquad (98.10)$$

Приняв для дейтериево-тритиевой плазмы $L = 10^{14}$ см$^{-3} \cdot$ с и полагая для такой плазмы в твердом состоянии $n = 4{,}5 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, $v \approx 10^8$ см/с, получим

$$l_{\text{мин}} \approx 10^{14} \cdot 10^8/(4{,}5 \cdot 10^{22}) \approx 0{,}2 \text{ см} = 2 \text{ мм}.$$

Давление плазмы непосредственно после ее нагревания будет $\mathscr{P} = 2nkT \approx 2 \cdot 4{,}45 \cdot 10^{22} \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16} \approx 10^{15}$ дин/см^2 $\approx 10^6$ атм, если не учитывать сжатия плазмы в процессе нагревания. После того как совершится термоядерная реакция, оно увеличится примерно еще в 1000 раз, т. е. достигнет приблизительно 10^9 атм. Такое повышение давления может быть названо микровзрывом, так как оно происходит в объеме $\omega \approx l^3 \approx 0{,}01$ см^3. Если объем камеры $V = 1$ м$^3 = 10^6$ см^3, а микровзрыв происходит в ее центре, то максимальное давление на стенки камеры будет порядка $10^9 V/\omega \approx 10$ атм, что при достаточной толщине стенок камеры не представляет опасности. В действительности при быстром введении энергии в плазму последняя сильно сжимается. Но это сжатие повышает давление плазмы только в месте ее образования, а повышения давления на стенки камеры не произойдет, так как на них действует уже расширившаяся плазма.

Очевидно, что такой термоядерный реактор будет импульсным: в рабочую камеру реактора должно периодически вводиться и взрываться в ней термоядерное топливо в виде небольших крупинок.

Трудности создания термоядерного реактора рассмотренного вида не исчезают. Они только переносятся с проблемы удержания плазмы на проблему ее нагрева. Ведь этот нагрев должен быть осуществлен за время, не превосходящее времени разлета плазмы, т. е. быстрее чем за $l_{\text{мин}}/v \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с.

Преодоление указанной трудности идет по двум направлениям. Во-первых, нагревание плазмы до температуры порядка 10^8 К производится концентрацией лазерного излучения на крупинках термоядерного топлива [Н. Г. Басов (р. 1922) с сотрудниками]. Во-вторых, такая же концентрация производится пучками ускоренных релятивистских электронов [Е. К. Завойский (1907—1976) с сотрудниками], а также ускоренных тяжелых ионов. В обоих направлениях достигнуты заметные успехи, но мы не будем на них останавливаться.

§ 99. Нейтронная оптика

1. Волновые свойства нейтронов проявляются тем отчетливее, чем больше длина волны соответствующих им волн де Бройля, т. е. чем меньше их кинетическая энергия. Напротив, для нейтронов очень высоких энергий на первый план выступают корпускулярные свойства. В целях краткости волны де Бройля для нейтронов будем называть в дальнейшем просто *нейтронными волнами*. Некоторые характеристики нейтронов приведены в табл. 17. Самыми длинноволновыми являются *ультрахолодные нейтроны*, у которых длина волны лежит в пределах оптической области электромагнитного спектра (длинный ультрафиолет, видимый свет, инфракрасное излучение). Их скорости не превы-

шают 10 м/с. В поле тяжести Земли свободные ультрахолодные нейтроны движутся по параболам и могут подняться на высоту

Таблица 17

Некоторые характеристики нейтронов

Нейтроны	Энергия, эВ	Скорость, м/с	Длина волны, нм	Температура, К
Ультрахолодные	$<5\cdot10^{-7}$	<10	>40	$6\cdot10^{-3}$
Очень холодные	$5\cdot10^{-7}$—$2\cdot10^{-4}$	10—200	40—2	$6\cdot10^{-3}$—2
Холодные	$2\cdot10^{-4}$—$5\cdot10^{-3}$	200—1000	2—0,4	2—60
Тепловые	$5\cdot10^{-3}$—10^{-1}	1000—4500	0,4—0,09	60—1000
Резонансные	10^{-1}—10^{4}		0,09—$3\cdot10^{-5}$	
Промежуточные	10^{4}—10^{5}		$3\cdot10^{-5}$—10^{-4}	
Быстрые	10^{5}—10^{8}		10^{-4}—$3\cdot10^{-6}$	
Высокоэнергетичные	10^{8}—10^{10}		$3\cdot10^{-6}$—10^{-7}	
Релятивистские	$>10^{10}$		$<10^{-7}$	

всего в несколько метров. *Тепловые нейтроны* характеризуются тем, что их кинетическая энергия порядка kT, причем температура T лежит в интервале от нескольких десятков до нескольких тысяч кельвинов.

В общем случае длина нейтронной волны определяется соотношением

$$\lambda = h/p. \tag{99.1}$$

Когда $p \ll mc$, где m — масса нейтрона, можно пользоваться нерелятивистской формулой $p^2 = 2m\mathscr{E}$, так что

$$\lambda = h/\sqrt{2m\mathscr{E}}. \tag{99.2}$$

Здесь $\mathscr{E}$ означает кинетическую энергию нейтрона. Для *быстрых нейтронов* эта формула дает еще достаточную точность. Но для *высокоэнергетических* и в особенности *релятивистских* нейтронов надо пользоваться релятивистским соотношением

$$(pc)^2 = \mathscr{E}_{\text{рел}}^2 - (mc^2)^2.$$

Если учесть, что $\mathscr{E}_{\text{рел}} = \mathscr{E} + mc^2$, то получается релятивистская формула

$$\lambda = hc/\sqrt{\mathscr{E}^2 + 2\mathscr{E}mc^2}. \tag{99.3}$$

Общий характер дифракции волн любой природы определяется прежде всего их длиной. В этом отношении, как показывает табл. 17, условия дифракции тепловых и коротковолновых холодных нейтронов примерно такие же, что и для жестких рентгеновских лучей. Дифракция на кристаллах может отчетливо наблюдаться только тогда, когда длина волны порядка или меньше постоянной кристаллической решетки.

Понятно, что направления на главные дифракционные максимумы, поскольку они имеют общеволновой характер, определяются одинаково для волн всех видов: рентгеновских, электронных, нейтронных. В частности, для описания дифракции нейтронных волн в кристаллах справедливо условие Брэгга — Вульфа (18.1), т. е.

$$2d \sin \varphi = m\lambda, \qquad (99.4)$$

где d — межплоскостное расстояние, φ — угол скольжения, $m = 1, 2, 3, \ldots$ При выполнении этого условия в кристалле происходит так называемое *интерференционное отражение* волн, т. е. усиление волн, отраженных от параллельных атомных плоскостей кристалла (см. т. IV, § 34, 61).

2. Существенно отметить, что при $\lambda > 2d$ условие (99.4) не может выполняться ни при каком угле скольжения. Таким образом, для достаточно длинных волн интерференционное отражение от кристалла невозможно. Но, конечно, как и в световой оптике, возможно обыкновенное, или полное, отражение от граней кристалла. Для ультрахолодных нейтронов реализуется именно этот случай.

Энергия нейтрона, при которой исчезает интерференционное отражение, называется энергией *брэгговского скачка*. Она различна для различных кристаллов и по порядку величины равна 10^{-3} эВ. Явление брэгговского скачка используется для отфильтровывания холодных нейтронов путем отражения пучка нейтронов от монокристаллов.

Строение кристаллов, сплавов, жидкостей, молекул и других объектов исследуется в рентгенографии и электронографии путем дифракции рентгеновских лучей и электронов. Для исследования кристаллов применяются методы Брэгга, Лауэ и Дебая — Шерера — Хелла (см. т. IV, § 61). Такие же методы применимы и в нейтронографии, основанной на дифракции тепловых нейтронов. Метод Дебая — Шерера — Хелла (метод порошка) в нейтронографии обычно применяется в тех случаях, когда трудно или даже невозможно выращивать достаточно крупные монокристаллы. Но использование порошков дает меньшую информацию по сравнению с тем, что можно получить, используя монокристаллы и добиваясь получения отражения нейтронных волн от максимально возможного числа атомных плоскостей.

Основными методами структурного анализа объемных объектов являются рентгенография и нейтронография. Электронография из-за незначительной проникающей способности электронов применяется преимущественно для исследования поверхностных структур. Метод дифракции нейтронов по распространенности не может сравниться с рентгеновским методом из-за ограниченной доступности источников нейтронов. Однако нейтронографический метод может выявить такие особенности структуры изучае-

мых объектов, которые недоступны рентгеновскому методу, и наоборот. Это связано с тем, что особенности дифракционных картин определяются не только длиной волны, но и другими физическими свойствами, которые у нейтронов и рентгеновских квантов различны. Оба метода не противоречат, а взаимно дополняют друг друга.

3. В нашу задачу не входит изложение методов и результатов нейтронографии. Отметим только некоторые принципиальные особенности, которые во многих областях делают нейтронографические методы незаменимыми.

При одной и той же длине волны энергии рентгеновских квантов, электронов и нейтронов не одинаковы. Так, при $\lambda = 10^{-8}$ см, как легко вычислить, энергия рентгеновского кванта равна 12,5 кэВ, энергия электрона 150 эВ, а энергия нейтрона всего 0,08 эВ. Малая энергия частиц, из которых состоит излучение, существенна при облучении легко разрушаемых, например биологических, объектов. В этом отношении предпочтение надо отдать нейтронам по сравнению с рентгеновскими квантами.

Рентгеновские волны рассеиваются электронными оболочками атомов. Амплитуда рассеяния (определение этого понятия см. в п. 4) рентгеновских волн на атоме пропорциональна числу электронов в оболочке, т. е. зарядовому числу Z. Поэтому эти амплитуды сильно отличаются для легких и тяжелых атомов. Рентгенография практически не позволяет различать в кристалле разные атомы, если в них содержится почти одинаковое число электронов; совсем неразличимы изотопы одного и того же элемента. Рентгенография практически не позволяет обнаружить очень легкие атомы (например, водород) на фоне тяжелых (свинец, торий, уран, редкоземельные элементы и пр.). Но все это доступно методам нейтронографии, так как на нейтроны действуют не электрические, а *ядерные силы* — эти частицы рассеиваются атомными ядрами. Поэтому дифракция нейтронов дает информацию не об электронных оболочках, а о расположении *атомных ядер* — центров самих атомов. Амплитуды рассеяния и связанные с ними сечения нейтронов на ядрах одного и того же порядка для всех ядер — от самых легких до самых тяжелых. Поэтому-то на рентгенограммах химических соединений, содержащих как легкие, так и тяжелые элементы (H_2O, PbS, ThD_2 и т. д.), дифракция на легких атомах едва заметна, тогда как на нейтронограммах она проявляется отчетливо. Все же амплитуды рассеяния и сечения нейтронов на ядрах, оставаясь одного порядка по величине, нерегулярно меняются (иногда резко) при переходе от одного ядра к соседнему и от одного изотопа к другому изотопу того же элемента (см. табл. 18). Поэтому методы нейтронографии особенно необходимы для расшифровки структуры сплавов и химических соединений из элементов с близкими зарядовыми числами (FeCo, NiMn и т. д.), компоненты которых

имеют сходные электронные конфигурации, но резко различаются по ядерным сечениям.

Нейтроны не имеют электрического заряда и поэтому непосредственно не вызывают ионизации вещества. Ионизация вызывается вторичными заряженными частицами (протонами отдачи, электронами, позитронами), порождаемыми нейтронами при ядерных столкновениях. Эти заряженные частицы в нейтронографии и регистрируются детекторами. Нейтроны не действуют и на фотопластинку, так как фотографическое действие вызывается электрическими, а не ядерными силами. Чтобы для регистрации нейтронов использовать фотопластинку, фотослой покрывают фольгой из элементов, которые под действием нейтронов становятся β- или γ-активными (Gd, Dy, In). В местах, куда попадают нейтроны, они реагируют с ядрами фольги. Образуются радиоактивные ядра, излучения которых и действуют на фотопластинку. Первые нейтронограммы были получены с помощью фотографического метода на экране из индия и фотопленки в 1948 г. (см. § 18, пункт 9). Созданная к настоящему времени фольга из смеси $^6LiF - ZnS(Ag)$ в сочетании с высокочувствительной рентгеновской пленкой позволяет фотометоду успешно конкурировать с традиционными методами детектирования нейтронов.

Жесткие рентгеновские лучи рассеиваются преимущественно вперед. При тех же длинах волн рассеяние нейтронов происходит изотропно. Поэтому при переходе к большим углам рассеяния интенсивность рентгеновских пиков на рентгенограмме резко падает, тогда как на нейтронограмме интенсивность нейтронных максимумов почти не меняется.

Проникающая способность нейтронов в тысячи раз больше, чем у рентгеновских лучей той же длины волны. Это связано с тем, что благодаря электрической нейтральности нейтрон не подвергается воздействию кулоновского поля атома, а потому легко проникает внутрь его и взаимодействует с ядром посредством ядерных сил. Поэтому для исследования внутренних областей образцов нейтронографические методы более эффективны, чем рентгеновские.

Особенно большое значение нейтронографический метод получил для исследования биологических макромолекул. Химический состав последних ограничен практически четырьмя элементами — водородом, углеродом, азотом и кислородом, которые являются близкими соседями по периодической системе Менделеева. А как уже подчеркивалось выше, это обстоятельство делает их практически неразличимыми рентгенографическим методом. Сложность же структурного анализа биологических кристаллов иллюстрируется следующим примером. Элементарная ячейка миоглобина содержит 1200 атомов. Для достижения нужного разрешения 0,14—0,2 нм были произведены измерения с использованием более чем 10 000 брэгговских отражений.

Тепловые и холодные нейтроны (если они не захватываются ядрами) не возбуждают атомные ядра и даже сами атомы. Но они могут возбудить акустические колебания кристаллической решетки — фононы. Это дает метод установления одной из важнейших характеристик вещества — закона дисперсии, т. е. зависимости энергии $\mathscr{E}$ элементарного возбуждения от его импульса p. Именно таким методом была получена кривая на рис. 116, первоначально постулированная Ландау на основе термодинамических соображений в его теории сверхтекучести (см. § 61).

4. Процесс распространения нейтронных волн в среде, частным случаем которого является дифракция, детально может быть описан подобно тому, как описывается распространение световых волн в молекулярной оптике. В основу такого описания кладут элементарные акты рассеяния нейтронных волн на отдельных атомных ядрах. Пусть на ядро падает плоская монохроматическая нейтронная волна вида $\psi = e^{ikr}$. Рассеянная атомным ядром волна на далеких расстояниях в линейном приближении может быть представлена в виде

$$\psi_1 = (b/r)\psi = (b/r)e^{ikr}, \tag{99.5}$$

где постоянная величина b, имеющая размерность длины, называется *амплитудой рассеяния* (начало координат помещено в рассеивающем центре, т. е. в центре ядра атома). Она может зависеть от направления рассеяния. Но если ядро сферически-симметрично, а его размеры пренебрежимо малы по сравнению с длиной нейтронной волны (только такие волны и рассматриваются в этом параграфе), то такой зависимости нет, т. е. само рассеяние также сферически-симметрично.

Через амплитуду рассеяния можно выразить эффективное сечение σ рассеяния нейтронной волны на атомном ядре. Плотность вероятности нахождения рассеянного нейтрона в пространстве равна $|\psi_1|^2 = |b|^2/r^2$, плотность радиального потока вероятности $v|\psi_1|^2 = v|b|^2/r^2$, где v — радиальная скорость нейтрона. Вероятное число нейтронов, проходящих в одну секунду через площадку dS, нормальную к радиусу, будет $dSv|b|^2/r^2 = v|b|^2 d\Omega$, где $d\Omega = dS/r^2$ — телесный угол, под которым видна площадка dS из центра рассеяния. Плотность потока вероятности падающей волны равна $v|e^{ikr}|^2 = v$, так что для эффективного сечения рассеяния в телесный угол $d\Omega$ получаем

$$d\sigma = v|b|^2 d\Omega/v = |b|^2 d\Omega, \tag{99.6}$$

а для полного сечения рассеяния

$$\sigma = 4\pi|b|^2. \tag{99.7}$$

5. Амплитуда рассеяния может быть введена и для рассеяния рентгеновских лучей на атомах совершенно так же, как это делается для нейтронов. В табл. 18 приведены амплитуды рассея-

Таблица 18

Амплитуда рассеяния рентгеновских лучей (f) и нейтронов (b) некоторыми элементами (в единицах 10^{-12} см)

Элемент	Число электронов	f	b	Элемент	Число электронов	f	b
H	1	0,282	—0,374	V	23	6,5	—0,05
D	1	0,282	0,667	Fe	26	7,3	0,95
Li	3	0,84	—0,214	Ni	28	7,9	1,03
^{6}Li	3	0,84	$0{,}18 + i0{,}025$	^{58}Ni	28	7,9	1,44
B	5	1,41	$0{,}54 + i0{,}021$	^{62}Ni	28	7,9	—0,87
^{10}B	5	1,41	$0{,}14 + i0{,}11$	Zr	40	11,3	0,71
O	8	2,25	0,575	Cd	48	13,6	$0{,}37 + i0{,}16$
S	16	4,5	0,28	^{113}Cd	48	13,6	$-1{,}5 + i1{,}2$
Ti	22	6,2	—0,34	U	92	25,9	0,82

ния f рентгеновских лучей на атомах (для угла рассеяния, равного нулю) и амплитуды рассеяния нейтронов b на атомных ядрах для некоторых элементов. Если у символа химического элемента указано массовое число, то амплитуды рассеяния относятся к определенному изотопу соответствующего элемента. Если же массовое число не указано, то имеется в виду рассеяние на естественной смеси изотопов этого элемента.

Амплитуды рассеяния рентгеновских лучей на атомах, как легко проверить по табл. 18, меняются строго пропорционально числу электронов в электронных оболочках атомов. В частности, они абсолютно одинаковы для изотопов одного и того же химического элемента. На эту закономерность уже было указано выше. Амплитуды же рассеяния нейтронов на ядрах меняются нерегулярно при переходе от одного ядра к другому. По порядку величины они в среднем лежат в интервале 10^{-13}—10^{-12} см для всех ядер — от самых легких до самых тяжелых. Этого и следовало ожидать, так как величина 10^{-24} см^2 является характерным эффективным сечением для ядерных процессов. Так как интенсивность рассеяния определяется квадратом амплитуды рассеяния, то рассеяние рентгеновских лучей атомом урана в $(25{,}9/0{,}282)^2 = 8400$ раз интенсивнее, чем атомом водорода. Для нейтронов же интенсивность рассеяния увеличивается в этом случае всего в $(0{,}82/0{,}374)^2 = 4{,}8$ раз. Важность этого факта в структурном анализе была отмечена выше.

6. Вследствие наличия у некоторых ядер резонансных уровней энергии, близких к энергии тепловых нейтронов, амплитуда рассеяния b для таких ядер отрицательна, а в случае поглощения ядрами нейтронов становится комплексной. В табл. 18 комплексная амплитуда b дана для нейтронов с длиной волны 0,1 нм. Если ограничиться только незатухающими нейтронными волнами, то амплитуда рассеяния должна быть вещественной: положительной или отрицательной.

Знак амплитуды рассеяния может отразиться на наблюдаемых физических явлениях. Рассмотрим, например, рассеяние нейтронной волны на кристаллической решетке. Его можно интерпретировать как результат отражения волн от параллельных атомных плоскостей и их последующей интерференции. Интерференционное усиление отраженных волн выражается условием Брэгга — Вульфа (99.4). Если атомная плоскость состоит из атомных ядер одного вида, то волны, рассеянные на отдельных ядрах, усиливают друг друга в направлении, в котором должно происходить отражение от этой плоскости. Допустим теперь, что атомная плоскость состоит из атомных ядер двух сортов, амплитуды рассеяния которых вещественны, но противоположны по знаку. Тогда от нее получатся две отраженных волны, фазы которых противоположны. Такие волны будут ослаблять друг друга. В том случае, когда амплитуды рассеяния одинаковы по величине, произойдет интерференционное гашение обеих волн. Значит, на атомной плоскости не будет отражения, не появятся и дифракционные пучки.

Различие знаков амплитуд рассеяния нейтронов практически используется для приготовления так называемых *нулевых матриц*, т. е. сплавов, для которых при определенных концентрациях компонентов амплитуда рассеяния в среднем равна нулю. В таких сплавах не происходит когерентного рассеяния нейтронов. К ним относятся сплавы Ti — Zr, сплавы на основе Mn, а также изотопическая смесь на основе Ni. Рассмотрим, например, сплав Ti — Zr. Обозначим через x процентное содержание в нем Ti (по числу атомов). Такой сплав не будет когерентно рассеивать нейтроны при выполнении условия

$$0{,}34x + 1{,}44(1 - x) = 0,$$

т. е. при $x = 80\ \%$. Впрочем, это заключение не отличается той же ясностью, какая была в случае кристаллической решетки, построенной из атомов двух сортов. Оно предполагает *когерентность волн*, рассеянных всеми атомами. А это не будет соблюдаться, если различные атомы сплава расположены в пространстве хаотически.

7. Нейтронная волна, проникая из вакуума в среду, рассеивается на атомных ядрах. Если отвлечься от всех флуктуационных процессов, то рассеянные волны будут когерентны между собой, поскольку они возбуждаются одной и той же падающей волной. Конечно, это справедливо только тогда, когда рассеянные ядра достаточно массивны — их массы должны быть велики по сравнению с массой нейтрона. В противном случае при рассеянии на ядрах будет сильно меняться длина нейтронной волны, что поведет к нарушению когерентности. В случае же тяжелых ядер, который только и рассматривается нами, этот эффект незначителен, так что рассеянные волны могут считаться

практически когерентными. Разумеется, в веществе не должны происходить ядерные реакции под действием нейтронов. При выполнении этих условий нейтронные волны, рассеянные ядрами, будут интерферировать между собой и с падающей волной. В результате такой интерференции и формируется нейтронная волна в среде. Так же формируются отраженная волна и дифракционные пучки в явлениях дифракции.

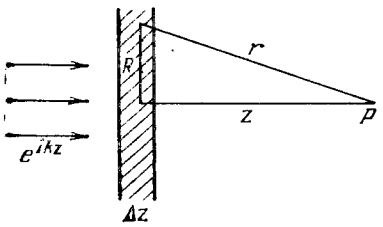


Рис. 171

8. Исходя из этих представлений введем *показатель преломления* нейтронных волн в средах. Рассмотрим плоскопараллельный слой вещества, толщина которого Δz много меньше длины волны λ (рис. 171). Пусть на этот слой падает нейтронная волна вида e^{ikz}. Поле нейтронной волны, рассеянной одним ядром, в удаленной точке P будет be^{ikr}/r. Чтобы просуммировать такие поля, используем метод зон Френеля (см. т. IV, § 39). В оптике применимость этого метода предполагает слабое затухание волн, приходящих в точку наблюдения от последовательных зон Френеля. Такое же предположение используется и для нейтронных волн. В этом предположении полное поле излучения рассматриваемого нами слоя в точке наблюдения равно половине излучения вырезанной из него центральной зоны Френеля. Площадь центральной зоны Френеля

$$S = \pi R^2 = \pi (z + \lambda/2)^2 - \pi z^2 = \pi z\lambda.$$

На ней помещается $NS\Delta z$ ядер, где N — число ядер в единице объема. Если бы все волны, излучаемые ядрами, приходили в точку P в одинаковых фазах, то поле излучения в этой точке было бы

$$(1/2)S\Delta z N b e^{ikz}/z = (1/2)\pi N b e^{ikz}\Delta z.$$

В действительности все рассеянные волны запаздывают по фазе по сравнению с волной, исходящей из центра зоны. Для волн, исходящих из периферийных точек зоны, это запаздывание составляет π. Чтобы учесть запаздывание, применим метод векторных диаграмм. Для этого разобьем всю центральную зону на бесконечно узкие кольца одинаковой площади. Волны, излучаемые такими кольцами, будут иметь одинаковые амплитуды (если не учитывать влияние наклона лучей к плоскости зоны, что приближенно допустимо). Если бы все фазы таких волн были одинаковы, то результирующая волна, излучаемая центральной зоной в точке наблюдения P, изобразилась бы на векторной диа-

грамме прямолинейной цепочкой OA из бесконечно малых векторов, представляющих излучения таких колец (рис. 172). На самом деле из-за сдвига фаз эти векторы должны быть повернуты относительно друг друга на один и тот же угол, причем направление последнего вектора должно быть противоположно направлению первого. Иными словами, прямолинейная цепочка OA должна быть заменена ломаной ODB той же длины, образующей половину правильного многоугольника.

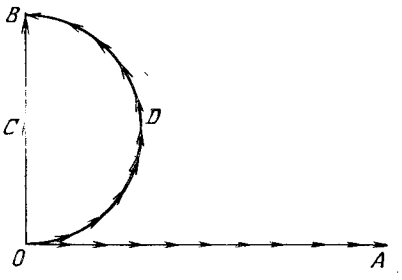


Рис. 172

В пределе, когда длина каждого звена этой ломаной стремится к нулю, она переходит в полуокружность той же длины, что и длина прямолинейной цепочки OA. Вектор $\overrightarrow{OB}$, замыкающий эту полуокружность, и представляет на векторной диаграмме волну в точке наблюдения, излучаемую центральной зоной, а половина $\overrightarrow{OC}$ этого вектора — результирующую волну всего плоскопараллельного слоя. Вектор $\overrightarrow{OC}$ повернут относительно прямолинейной цепочки на угол $\pi/2$. Это значит, что результирующая волна запаздывает по фазе на $\pi/2$ относительно волны, исходящей из центра зоны. Следовательно, для получения правильной амплитуды надо предыдущее выражение умножить на $2/\pi$, а для получения правильной фазы — на $e^{-i\pi/2} = -i$. Таким образом, рассеянная волна в точке P будет

$$-i\lambda N b e^{ikz}\Delta z.$$

Добавив сюда падающую волну e^{ikz}, получим полную волну в точке P:

$$\psi_P = (1 - i\lambda N b \Delta z)\, e^{ikz} = e^{i(kz - \lambda N b \Delta z)},$$

так как для применимости вывода необходимо предположить, что $\lambda N|b|\Delta z \ll 1$. С другой стороны, ту же волну можно выразить через показатель преломления n нейтронных волн, а именно

$$\psi_P = e^{ik(z-\Delta z)+ikn\Delta z} = e^{i[kz+k(n-1)\Delta z]}.$$

Сравнивая это выражение с предыдущим, получим

$$n = 1 - Nb\lambda/k = 1 - (1/2)Nb\lambda^2/\pi. \qquad (99.8)$$

9. Формула (99.8) справедлива только при условии

$$N|b|\lambda^2 \ll 1. \qquad (99.9)$$

Действительно, в формуле (99.5) под ψ надо понимать *полную*

волновую функцию, создаваемую всеми внешними источниками в точке нахождения рассеивающего ядра. Между тем при выводе (99.8) вместо полной волновой функции была использована только *падающая* плоская волна и не были учтены волны, рассеянные всеми ядрами, внешними по отношению к рассматриваемому ядру. В частности, не учитывались эффекты отражения волн на границах слоя Δz. Это, между прочим, проявилось в том, что при прохождении через слой в рассматриваемом приближении менялась только фаза волны, но не ее амплитуда.

Можно было бы обобщить формулу (99.8) на случай, когда условие (99.9) не соблюдается, приняв во внимание рассеяние на ядрах не только первичной падающей волны, но и рассеяние всех вторичных волн, исходящих из ядер среды. Мы не будем этого делать, а предпочтем формальный, но более простой путь, использующий аналогию между волновой оптикой и классической механикой (см. т. IV, § 3, 4).

Пусть нейтрон падает из вакуума на плоскую границу среды. Так как он обладает и волновыми, и корпускулярными свойствами, то показатель преломления n можно определить двояко: либо как отношение фазовых скоростей нейтронных волн в вакууме и среде, либо как отношение скорости самого нейтрона в среде v_2 к его скорости в вакууме v_1:

$$n = v_2/v_1.$$

Траектория нейтрона испытывает преломление на границе среды потому, что на него со стороны границы действует сила отталкивания или притяжения. Это действие можно учесть, введя скачок U потенциальной энергии нейтрона при пересечении границы среды:

$$mv_1^2/2 = mv_2^2/2 + U,$$

где m — масса нейтрона. Следовательно,

$$n^2 = v_2^2/v_1^2 = 1 - 2U/(mv_1^2).$$

Введя сюда длину нейтронной волны в вакууме $\lambda = h/(mv_1)$, получим

$$n^2 = 1 - 2Um\lambda^2/h^2.$$

Для определения постоянной Um/h^2 замечаем, что при $|n-1| \ll 1$ последняя формула переходит в

$$n = 1 - Um\lambda^2/h^2.$$

Но в этом случае справедлива также формула (99.8). Из сравнения обеих формул находим $Um/h^2 = (1/2)Nb/\pi$, так что окончательно

$$n^2 = 1 - Nb\lambda^2/\pi. \qquad (99.10)$$

10. При выполнении условия (99.9), как уже было отмечено, показатель преломления нейтронных волн весьма близок к единице. Но в зависимости от знака b он может быть как меньше (когда $b>0$), так и больше единицы (когда $b<0$). В этом одно из отличий нейтронных волн от рентгеновских, для которых всегда $n<1$. Это объясняется тем, что частота рентгеновских волн всегда больше собственных частот колебаний электронов в атомах. Энергия же тепловых нейтронов может как превосходить энергии резонансных уровней ядер, так и быть меньше их. Если $n<1$, то при достаточно малых углах скольжения нейтронная волна, падая из вакуума, испытывает полное отражение от границы среды.

Более интересен случай ультрахолодных нейтронов, когда выполняется условие

$$Nb\lambda^2/\pi > 1. \tag{99.11}$$

В этом случае, согласно формуле (99.10), показатель преломления n чисто мнимый. Следовательно, если нейтронная волна падает на поверхность среды из вакуума, то она может проникнуть в среду только на малую глубину, а затем полностью отразиться (см. т. IV, § 64, пункт 2).

Условию (99.11) можно придать следующую форму:

$$\lambda > \lambda_{\text{гр}}, \tag{99.12}$$

где

$$\lambda_{\text{гр}} = \sqrt{\pi/Nb}. \tag{99.13}$$

Эта величина называется *граничной длиной волны нейтрона*, а соответствующие ей энергия и скорость

$$\mathscr{E}_{\text{гр}} = mv_{\text{гр}}^2/2 = (1/2)\, Nbh^2/\pi m, \tag{99.14}$$

$$v_{\text{гр}} = h/m\lambda_{\text{гр}} \tag{99.15}$$

— *граничными энергией* и *скоростью нейтрона*. Эти величины приведены для некоторых материалов в табл. 19.

11. Для получения ультрахолодных нейтронов используются ядерные реакторы. При делении ядер урана или плутония в ядерных реакторах получаются нейтроны со средней энергией в несколько мегаэлектронвольт. Они замедляются до тепловых энергий в веществе, окружающем ТВЭЛы с делящимся веществом. При этом возникают и ультрахолодные нейтроны. Однако их число составляет примерно только 10^{-13} часть от общего числа нейтронов (если температура замедлителя близка к комнатной). Ультрахолодные нейтроны выводятся из реактора по сильно изогнутой трубе — *нейтроноводу*. Все нейтроны, за исключением ультрахолодных, не в состоянии преодолеть резкие изгибы нейтроновода и поглощаются его стенками и окружающим веществом. Ультрахолодные же нейтроны испытывают полное отра-

Таблица 19

Граничные энергия, длина волны и скорость нейтронов для некоторых материалов

Материал	$\mathscr{E}_{гр}$, 10^{-7} эВ	$\lambda_{гр}$, нм	$v_{гр}$, м/с
Алюминий	0,55	122	3,2
Магний	0,605	116	3,36
Медь	1,72	69	5,7
Углерод	1,94	65	6,1
Бериллий	2,40	58	6,8

жение на границе вакуум — среда. Обычно вблизи активной зоны реактора в нейтроноводе помещается дополнительный замедлитель, называемый *конвертором*. Его полезно охлаждать для увеличения доли ультрахолодных нейтронов. Часто нейтроновод делают наклонным и поднимающимся вверх. Тогда нейтроны будут испытывать дополнительное замедление под действием силы тяжести.

Другой способ получения ультрахолодных нейтронов использует отражение нейтронов от движущегося («убегающего») магнитного зеркала (принцип работы последнего указан ниже). Удобство этого способа состоит в том, что в нем все приборы располагаются вне защиты реактора.

Указанные способы позволяют получать потоки ультрахолодных нейтронов с интенсивностью в сотни нейтронов в секунду с каждого квадратного сантиметра поперечного сечения нейтроновода. Реально получаемые плотности ультрахолодных нейтронов не превосходят 1 $см^{-3}$.

12. На полном отражении ультрахолодных нейтронов, удовлетворяющих условию (99.12), основано устройство *ловушек ультрахолодных нейтронов*, принцип действия которых был указан Я. Б. Зельдовичем (1914—1987) в 1959 г. Ловушка представляет собой полый сосуд, в котором создан вакуум. Ультрахолодные нейтроны, удовлетворяющие условию (99.11), находящиеся в таком сосуде, падая на его стенки, полностью отражаются обратно, каков бы ни был угол падения. Так действовала бы идеальная ловушка с идеально чистыми и гладкими стенками. В реальной ловушке стенки шероховаты, загрязнены, совершают колебания и т. д. Взаимодействие нейтронов со стенками приводит к их поглощению и нагреванию нейтронного газа. Особенно велико влияние пленки загрязнений, состоящей из водородсодержащих веществ, в частности воды. Все это понижает время хранения ультрахолодных нейтронов в сосуде. Все же к настоящему времени удалось довести это время до 1000 с, что практически совпадает со средним временем жизни нейтрона до β-распада: (917 ± 14) с.

Ультрахолодные нейтроны могут быть использованы в опытах по обнаружению у нейтрона возможного электрического заряда Q_n и электрического дипольного момента d_n, а также для изучения других фундаментальных свойств нейтрона. Опыты показали, что $Q_n < 2 \cdot 10^{-21} e$ (e — элементарный заряд), а $d_n < 2 \cdot 10^{-25}$ e (см).

13. Нейтроны обладают магнитным моментом $\mu = 6{,}03 \times 10^{-12}$ эВ/Гс. Поэтому нейтронные волны могут рассеиваться не только на ядрах, но и на самих атомах, если их электронные оболочки также обладают магнитными моментами. (Магнитные моменты ядер в тысячи раз меньше и поэтому роли не играют.) Это рассеяние, таким образом, обусловлено не ядерными, а *электромагнитными* силами. Оно может быть описано аналогично рассеянию на ядрах, а именно с помощью *амплитуды магнитного рассеяния нейтронов*. Для магнитных веществ (железо, кобальт, никель и пр.) ядерная и магнитная амплитуды рассеяния — одинакового порядка. Если магнитные моменты атомов в веществе ориентированы хаотически, то магнитное рассеяние атомов не когерентно. Но если их направления упорядочены, то получается когерентное рассеяние с дифракционными максимумами, положение которых определяется магнитной структурой вещества. В качестве примера на применение магнитной нейтронографии укажем, что именно она позволила установить магнитную структуру антиферромагнетиков.

Благодаря наличию магнитного момента ультрахолодные нейтроны могут испытывать полное отражение от областей сильного магнитного поля (магнитных зеркал). Для этого магнитный момент нейтрона должен быть ориентирован так, чтобы нейтрон выталкивался из магнитного поля и чтобы его кинетическая энергия $\mathscr{E}$ не превосходила μH. Если $\mathscr{E} = 10^{-7}$ эВ, то должно быть $H > \mathscr{E}/\mu = 1{,}7 \cdot 10^4$ Гс.

Полное отражение нейтронов от магнитных зеркал в магнитном поле позволяет получать интенсивные пучки *полностью поляризованных* нейтронов. Методы магнитной нейтронографии дают информацию об ориентации магнитных моментов каждого из компонентов в бинарных магнитных сплавах.

Созданы нейтронные ловушки — *нейтронные накопительные кольца*, использующие иной принцип удержания ультрахолодных нейтронов, чем ловушки, описанные выше. В таких кольцах нейтроны с энергией меньше $2 \cdot 10^{-6}$ эВ удерживаются на орбите с диаметром порядка 1 м неоднородным магнитным полем. Время удержания нейтрона в нейтронных накопительных кольцах сейчас уже превышает время жизни нейтрона до β-распада. Принцип удержания ультрахолодных нейтронов с помощью неоднородных магнитных полей был предложен в 1960 г. В. В. Владимирским (р. 1915).

ГЛАВА XV

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ АСТРОФИЗИКИ

* *

§ 100. Источники энергии звезд

1. Звезды излучают энергию за счет происходящих внутри них *термоядерных реакций*. Хотя эта мысль в общей форме давно высказывалась некоторыми учеными, но основанная на ней подробная количественная теория источников звездной энергии была развита Бете (р. 1906) только в 1939 г.

По современным представлениям звезды рождаются из протяженных газово-пылевых комплексов, состоящих преимущественно из водорода. Из-за гравитационной неустойчивости газово-пылевой комплекс распадается на множество более мелких частей — облаков. Каждое из этих облаков еще не является звездой. Но облако может превратиться в звезду, если масса его достаточно велика. Поэтому его называют *протозвездой*. В результате гравитационного сжатия протозвезда разогревается. Когда внутри протозвезды начинают происходить протон-протонные термоядерные реакции и дальнейшее гравитационное сжатие ее останавливается силами возросшего газово-кинетического давления, протозвезда и становится *звездой*.

2. Оценим среднюю температуру звезды к моменту ее образования из газово-пылевого облака. Очевидно, для этого достаточно знать среднюю кинетическую энергию теплового движения частиц звезды. Для простоты будем предполагать, что звезда состоит из водорода, который при высоких температурах в недрах звезды *полностью ионизован*, т. е. состоит из «голых» атомных ядер (протонов) и электронов. Энергию теплового движения эти частицы получают за счет гравитационной энергии, освобождающейся при сжатии звезды. Однако не вся освобождающаяся гравитационная энергия идет на нагревание звезды. Значительная часть ее тратится на излучение. Поэтому мы воспользуемся не законом сохранения энергии, а классической *теоремой вириала*.

Теорема вириала относится к поведению механической системы частиц, совершающей финитное движение. Если $\boldsymbol{r}_i$ — радиус-вектор i-й частицы, m_i — ее масса, а $\boldsymbol{F}_i$ — действующая на нее сила, то

$$\frac{d}{dt}(m_i \boldsymbol{r}_i \dot{\boldsymbol{r}}_i) = m_i \dot{\boldsymbol{r}}_i^2 + \boldsymbol{r}_i m_i \ddot{\boldsymbol{r}}_i = 2K_i + \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i.$$

Просуммируем это соотношение по всем частицам системы и обозначим через K ее кинетическую энергию. Тогда

$$\frac{d}{dt}\sum_i m_i \boldsymbol{r}_i \dot{\boldsymbol{r}}_i = 2K + \sum_i \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i.$$

Усреднив это равенство по физически бесконечно большому промежутку времени T, получим

$$\frac{1}{T}\left[\sum (m_i \boldsymbol{r}_i \dot{\boldsymbol{r}}_i)_{t=T} - \sum (m_i \boldsymbol{r}_i \dot{\boldsymbol{r}}_i)_{t=0}\right] = 2\overline{K} + \overline{\sum \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i},$$

где черта означает усреднение по времени. При $T \to \infty$ ввиду ограниченности пространства, в котором движется система, левая часть обращается в нуль и в результате получится

$$2\overline{K} + \overline{\sum \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i} = 0. \qquad (100.1)$$

Это равенство и выражает теорему вириала (вириалом называется выражение $(1/2)\overline{\sum \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i}$). Теорема вириала есть точное следствие ньютоновской классической механики, если только под $\boldsymbol{F}_i$ понимать полную силу, действующую на i-ю частицу. Усреднение в теореме вириала понимается в смысле *усреднения по времени*, а в нашей задаче требуется *усреднение по совокупности частиц*. Однако если внешние условия в течение времени T не меняются, то средние значения в указанных двух смыслах совпадают между собой.

В нашей задаче теорему вириала следует, конечно, применять не к протозвезде, а к образовавшейся из нее *звезде*. Протозвезда подвергается гравитационному сжатию и, следовательно, находится в нестационарном состоянии. Для нее не имеет смысла говорить о средних величинах, о которых идет речь в теореме вириала. Только тогда, когда гравитационное сжатие будет остановлено возросшими силами газово-кинетического давления, т. е. когда протозвезда станет звездой, наступает стационарное состояние, в котором средние значения кинетической (тепловой) энергии беспорядочного движения частиц, потенциальной энергии их гравитационного притяжения и другие величины принимают определенные значения.

3. Вычислим теперь вириал для звезды, состоящей из равного числа протонов и электронов. Между этими частицами действуют кулоновские электрические силы. Однако при вычислении вириала эти силы учитывать не надо, так как звезда в целом *электрически нейтральна*. Действительно, рассмотрим какую-либо пару частиц i и j. В сумму $\sum_i \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i$ эта пара вносит сла-

гаемое

$$\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i + \boldsymbol{r}_j\boldsymbol{F}_j = (\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j)\,\boldsymbol{F}_{ij} = \boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{F}_{ij},$$

где $\boldsymbol{F}_{ij}$ — сила, с которой частица j действует на частицу i, а $\boldsymbol{r}_{ij}$ — радиус-вектор, проведенный от частицы j к частице i. Если частицы одноименно заряжены, то $\boldsymbol{F}_{ij}$ будет силой отталкивания, а произведение $\boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{F}_{ij}$ — величиной положительной. Напротив, для разноименно заряженных частиц произведение $\boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{F}_{ij}$ отрицательно. Пусть теперь звезда содержит n протонов и n электронов. Число пар протонов и пар электронов, очевидно, равно $n(n-1)/2 \approx n^2/2$ — всего n^2 пар одноименно заряженных частиц. Но таково же будет и число пар разноименно заряженных частиц. Поэтому полная сумма $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$, относящаяся к силам кулоновского взаимодействия, в среднем обратится в нуль.

Не надо учитывать и магнитные силы, если таковые имеются. Сила $\boldsymbol{F}$, действующая на частицу в магнитном поле $\boldsymbol{H}$, пропорциональна $[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}]$, где $\boldsymbol{v}$ — скорость частицы. Для одной и той же частицы она с одинаковой вероятностью может быть направлена как в одну, так и в прямо противоположную сторону. Поэтому среднее значение скалярного произведения $(\boldsymbol{r}\,[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}])$ равно нулю.

Единственными существенными силами, определяющими значение вириала звезды, являются *силы тяготения*. Это силы притяжения, а потому для них сумма $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$ будет отрицательна. Силы тяготения потенциальны. Сумма $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$ может быть выражена через потенциальную энергию гравитационного взаимодействия частиц системы $U = \sum U_{ij}$, где

$$U_{ij} = -\frac{G}{2}\frac{m_i m_j}{r_{ij}}. \tag{100.2}$$

Здесь m_i и m_j — массы частиц i и j, а r_{ij} — расстояние между ними. Выделим какие-либо две частицы с номерами i и j. Они вносят в сумму $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$ слагаемое $\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_{ij} + \boldsymbol{r}_j\boldsymbol{F}_{ji}$, где $\boldsymbol{F}_{ij}$ — сила, с которой частица j действует на частицу i. В силу равенства действия и противодействия $\boldsymbol{F}_{ji} = -\boldsymbol{F}_{ij}$, так что рассматриваемое слагаемое можно переписать в виде

$$\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_{ij} - \boldsymbol{r}_j\boldsymbol{F}_{ij} = (\boldsymbol{r}_i - \boldsymbol{r}_j)\,\boldsymbol{F}_{ij} = \boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{F}_{ij}.$$

Но, очевидно, $\boldsymbol{F}_{ij} = -\operatorname{grad}_i U_{ij}$, где градиент берется по координатам частицы i в предположении, что частица j остается неподвижной. Следовательно,

$$\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_{ij} + \boldsymbol{r}_j\boldsymbol{F}_{ji} = -\boldsymbol{r}_{ij}\operatorname{grad}_i U_{ij} = -\boldsymbol{r}_{ij}\frac{\partial U_{ij}}{\partial r_{ij}}.$$

Здесь у U_{ij} индексы можно опустить, если частную производную по r_{ij} брать в предположении, что меняется расстояние только

между частицами i и j, а все остальные междучастичные расстояния остаются неизменными. Таким образом,

$$\sum \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i = -\sum_{i,j} r_{ij} \frac{\partial U}{\partial r_{ij}}.$$

Но U есть однородная функция междучастичных расстояний r_{ij} степени -1. Поэтому в силу известной теоремы Эйлера об однородных функциях

$$\sum_{i,j} r_{ij} \frac{\partial U}{\partial r_{ij}} = -U.$$

В результате соотношение (100.1) переходит в

$$2\overline{K} + \overline{U} = 0. \qquad (100.3)$$

С частным случаем этого соотношения мы уже встречались в механике (см. т. I, § 58). Это случай движения планеты вокруг Солнца (или искусственного спутника вокруг Земли) по круговой орбите. Только в этом случае усреднения не требуется, поскольку сами величины K и U постоянны.

Сопоставим соотношение (100.3) с законом сохранения энергии. Гравитационная энергия, освобождающаяся в процессе сжатия протозвезды, расходуется не только на увеличение кинетической (тепловой) энергии K последней, но и тратится на электромагнитное и нейтринное излучения. Обозначим через $\mathscr{E}_{\text{изл}}$ полную энергию, унесенную излучением. Тогда

$$K + U + \mathscr{E}_{\text{изл}} = 0.$$

Усреднив это соотношение и вычитая его из (100.3), получим

$$\overline{K} = \overline{\mathscr{E}}_{\text{изл}}. \qquad (100.4)$$

Таким образом, *половина гравитационной энергии, освобожденной при гравитационном сжатии протозвезды к моменту превращения ее в звезду, идет на увеличение кинетической (тепловой) энергии звезды, а другая половина уносится излучением.* Этот вывод имеет общее значение и не связан со специальным предположением, что звезда состоит только из водорода. Когда начнутся термоядерные реакции и наступит стационарное состояние, величины $\overline{K}$ и $\overline{U}$ будут оставаться неизменными. Тогда вся энергия, освобождающаяся при термоядерных реакциях, будет уноситься излучением.

4. Теперь мы подготовлены к тому, чтобы оценить среднюю температуру звезды $\overline{T}$. С этой целью обозначим через $m(r)$ массу звездного вещества внутри сферы радиусом r, центр которой совпадает с центром звезды. При падении на эту сферу из бесконечности массы dm выделяется гравитационная энергия $Gm\,dm/r$. Полная гравитационная энергия, освободившаяся при

образовании звезды, выражается интегралом

$$G\int_0^M m\,dm/r,$$

где M — масса образовавшейся звезды. Как доказано выше, половина этой энергии идет на нагревание звезды. В дальнейшем, когда гравитационное сжатие прекратится, внутри звезды должна выделяться энергия в результате термоядерных реакций, чтобы поддержать температуру и излучение звезды на неизменном уровне. В результате тепловая энергия звезды $\overline{K}$ будет оставаться неизменной и выражаться половиной написанного выше интеграла. Этот интеграл можно было бы вычислить точно, если бы была известна плотность звездного вещества $\rho = \rho(r)$. Из-за незнания функции $\rho(r)$ точное вычисление мы вынуждены заменить оценкой. Очевидно,

$$\overline{K} = (G/2)\int_0^M m\,dm/r = (GM^2/4)\,\langle 1/r\rangle,$$

или

$$\overline{K} = (GM^2/4R)\,\langle R/r\rangle, \tag{100.5}$$

где R — радиус звезды, $\langle R/r\rangle$ означает усредненное определенным образом значение R/r, а именно

$$\langle R/r\rangle = (2/M^2)\int_0^M (R/r)\,m\,dm. \tag{100.6}$$

Мы занимаемся оценкой средней температуры не звезды вообще, а звезды, только что образовавшейся из газово-пылевого облака, состоящего практически только из полностью ионизованного водорода. К этому времени водород еще не успел «выгореть» в результате термоядерных реакций. Из-за высокой температуры к нему применима классическая статистика Больцмана, которая и используется в дальнейшем.

Средняя энергия теплового движения протона равна $^3/_2k\overline{T}$, где k — постоянная Больцмана. Такова же и средняя энергия электрона. Число протонов (а также электронов) в звезде составляет $M/m_\text{р}$, где $m_\text{р}$ — масса протона. Поэтому тепловая энергия всей звезды равна $3Mk\overline{T}/m_\text{р}$. Приравняв ее выражению (100.5), получим

$$\overline{T} = \frac{GMm_\text{р}}{12kR}\left\langle\frac{R}{r}\right\rangle. \tag{100.7}$$

Точное вычисление по формуле (100.7) требует знания плотности вещества звезды ρ в зависимости от расстояния r до ее центра. Только тогда можно найти среднее значение отношения

R/r. Но так как $R/r > 1$, то во всяком случае должно быть

$$\bar{T} > GMm_p/12kR. \qquad (100.8)$$

5. Можно указать и более точную оценку нижней границы для $\bar{T}$. Температура, стоящая в правой части формулы (100.8), получена в предположении, что $R/r = 1$. Такую температуру звезда получила бы, если бы звездное вещество конденсировалось только на ее поверхность. Эта температура заведомо ниже действительной температуры звезды, так как при дальнейшем перемещении вещества к ее центру производится дополнительная работа гравитационных сил, идущая на дальнейшее нагревание звезды. Дополнительную работу можно частично учесть, если предположить, что конденсация ограничивается образованием звезды постоянной плотности ρ. В таком случае $m = (4\pi/3)\rho r^3$, $dm = 4\pi\rho r^2\,dr$ и формула (100.6) дает $R/r = 6/5$. В результате получается более точная, но все еще заниженная оценка средней температуры звезды

$$\bar{T} > GMm_p/10kR. \qquad (100.9)$$

Применим полученную оценку к Солнцу ($M_\odot = 2\cdot10^{33}$ г, $R = 7\cdot10^{10}$ см), точнее — к водородной звезде с такими же значениями массы и радиуса. Получим

$$\bar{T}_\odot > \frac{6{,}67\cdot10^{-8}\cdot2\cdot10^{33}\cdot1{,}67\cdot10^{-24}}{10\cdot1{,}38\cdot10^{-16}\cdot7\cdot10^{10}} = 2{,}3\cdot10^6\ \text{К}.$$

Этот результат по порядку величины дает правильное, хотя и значительно заниженное значение средней температуры Солнца.

Оптическим методам доступна температура только поверхности Солнца. Она составляет около 6000 К. Однако в современных моделях Солнца масса наружной оболочки, в которой температура меньше 10^6 К, составляет всего около 1 % общей массы Солнца. Поэтому оболочка практически не сказывается на средней температуре Солнца.

6. Для точного вычисления температуры, как уже указывалось выше, надо знать плотность вещества в недрах Солнца. Но она также подлежит определению.

Вообще, точное вычисление температуры в недрах Солнца и звезд — не изолированная, а сложная комплексная задача. В нашем изложении речь шла не о точном вычислении, а о грубой оценке температуры. При строгой постановке должна быть определена не только температура, но и вся совокупность взаимно связанных параметров, характеризующих состояние звезды: давление, плотность, температура, химический состав, светимость звезды и пр. В частности, необходимо, чтобы при этих параметрах получилось равновесное состояние звезды. Все это находится в результате громоздкого численного интегрирования. При этом вместе с измеренными значениями массы и размеров Солн-

ца используются уравнения сохранения и переноса энергии, уравнения гидродинамического, лучистого и конвективного равновесия, закон Стефана — Больцмана и пр. В основу расчета кладутся определенные модели Солнца. Согласованность результатов позволяет выбрать правдоподобную модель Солнца. Все расчеты теперь выполняются на ЭВМ методом проб и ошибок. В теории эволюции звезд такие же расчеты выполняются для моделей звезд с различными параметрами.

Не останавливаясь на этих вопросах, приведем данные, характеризующие Солнце на современном этапе его эволюции. Солнце состоит из водорода H, гелия He и остальных элементов. Относительные содержания их по массам в астрофизике принято обозначать соответственно через X, Y, Z. Для внешних слоев Солнца путем усреднения по различным моделям получено $X = 0{,}71$, $Y = 0{,}265$, $Z = 0{,}025$. Такие данные характерны и для всего Солнца на начальном этапе его эволюции. Но вблизи центра C Солнца в настоящее время $X_C = 0{,}38$. Температура, давление и плотность в центре Солнца равны соответственно $T_C = 15 \cdot 10^6$ К, $\mathscr{P}_C = 3{,}4 \cdot 10^{17}$ дин/см^2, $\rho_C = 160$ г/см^3.

7. В проблеме источников энергии звезд основной интерес представляет не средняя температура, а температура в глубоких недрах звезд, так как именно там происходят термоядерные реакции.

Приведем одну из возможных оценок температуры в центре звезды, хотя она и обладает теми же принципиальными недостатками, что и приведенная выше оценка средней температуры звезды. Будем предполагать, что в звезде *нет конвекции*. Для этого необходимо, чтобы температурный градиент dT/dr был не меньше так называемого адиабатического температурного градиента (см. т. II, § 121). В реальной звезде из-за местного перегревания ее при термоядерных реакциях конвективное перемешивание, конечно, происходит и притом в некоторых звездах весьма интенсивно. Но мы рассматриваем идеальный случай, когда влияние этого перемешивания на отвод выделяющегося тепла из звезды не очень существенно. В пределе перемешивание исчезает как раз тогда, когда температурный градиент становится адиабатическим. Поэтому мы и принимаем, что в звезде устанавливается адиабатическое распределение температуры. Если еще звездное вещество считать идеальным газом, то должно быть

$$dT/dr = -g/c_{\mathscr{P}}, \tag{100.10}$$

где $c_{\mathscr{P}}$ — удельная теплоемкость при постоянном давлении, а g — ускорение свободного падения (см. т. II, § 121). Интегрирование этого уравнения дает

$$T(r) = T_C - \int_0^r (g/c_{\mathscr{P}})\, dr,$$

где T_C — температура в центре звезды. Температуру $T(R)$ на поверхности звезды можно принять равной нулю, так как она пренебрежимо мала по сравнению с T_C. В этом предположении

$$T_C = \int_0^R [g(r)/c_{\mathscr{P}}]\, dr. \qquad (100.11)$$

Если ввести массу вещества m внутрь сферы радиусом r, то $g = Gm/r^2$. Удельную теплоемкость $c_{\mathscr{P}}$ оценим в предположении, что звезда состоит из полностью ионизованного водорода. На каждую частицу (протон и электрон) приходятся средняя кинетическая энергия $^3/_2 kT$ и теплоемкость при постоянном объеме $^3/_2 k$, а при постоянном давлении $^5/_2 k$. Число частиц (протонов + + электронов) в единице массы равно $2\cdot(1/m_{\text{р}})$. Поэтому $c_{\mathscr{P}} = 5k/m_{\mathscr{P}}$. В результате

$$T_C = (Gm_{\text{р}}/5k)\int_0^R m(r)\, dr/r^2. \qquad (100.12)$$

Если бы плотность ρ внутри звезды была постоянной, то $m(r) = (4\pi/3)\rho r^3$. В этом случае интеграл в (100.12) легко вычисляется. Получается

$$T_C = GMm_{\text{р}}/10kR,$$

что в точности равно средней температуре звезды, вычисленной в тех же предположениях. Тем не менее приведенная оценка температуры в центре звезды не лишена смысла. Дело в том, что при истинной зависимости плотности вещества ρ от радиуса r подынтегральное выражение в формуле (100.11) значительно быстрее возрастает к центру звезды, чем соответствующее подынтегральное выражение в (100.6). Следствием этого является интуитивно очевидное утверждение, что температура в центре звезды выше ее средней температуры.

Насколько существенно распределение плотности вещества в звезде влияет на температуру в ее центре, показывает следующий пример. По современной модели Солнца в сфере радиусом $r = R/2$ сосредоточено около 94 % полной массы. Если массой наружной оболочки пренебречь, то можно воспользоваться предыдущей формулой, заменив в ней радиус R вдвое меньшей величиной. Тогда получилось бы

$$T_C = GMm_{\text{р}}/5kR,$$

что вдвое больше оценки, полученной ранее. На самом деле концентрация вещества во внутренних зонах Солнца приводит к еще большему повышению температуры T_C.

8. Итак, гравитационное сжатие разогревает внутренние недра звезды до температур порядка десяти миллионов кельвинов

(1 кэВ) и выше. Этого достаточно, чтобы в недрах звезды начался синтез более тяжелых ядер из менее легких. Такой синтез и является источником энергии, излучаемой звездами. В основном это синтез более тяжелых элементов (преимущественно гелия) из водорода, так как по современным спектроскопическим данным Вселенная состоит на 70 % из водорода (по массе), 30 % из гелия и 1 % из остальных элементов (углерода, кислорода и пр.). В протозвезде начавшийся синтез идет недостаточно интенсивно, так что потери энергии на излучение в основном компенсируются гравитационным сжатием протозвезды. Когда же энергия синтеза достигает величины, достаточной для компенсации потерь энергии на излучение, гравитационное сжатие протозвезды прекращается. С этого момента протозвезда и становится звездой. В звезде гравитационные силы уравновешиваются возросшим газово-кинетическим и отчасти световым давлением.

Как показывают приведенные выше оценки, температура в недрах звезды при заданных размерах приблизительно пропорциональна ее массе M. Светимость же звезды L, т. е. полная излучаемая ею энергия в единицу времени, согласно теории, пропорциональна примерно M^3. Теоретические оценки показывают, что при $M \leqslant 0{,}1 M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца) гравитационное сжатие недостаточно для достижения термоядерных температур. Вот почему процесс гравитационного сжатия всех планет Солнечной системы (включая Юпитер) не привел к образованию звезд.

9. В космических масштабах гравитация снимает основные трудности, которые надо преодолеть, чтобы практически осуществить управляемый термоядерной синтез. Громадное давление, создаваемое гравитацией, удерживает термоядерную плазму в недрах звезд. Слой же вещества громадной толщины, отделяющий горячую плазму в центральных областях звезды от холодной периферии, надежно обеспечивает ее термоизоляцию. Термоядерная энергия, освободившаяся в глубоких недрах звезды, переносится к ее периферии в основном посредством лучеиспускания. На своем пути излученная энергия поглощается и снова переизлучается с изменением спектрального состава. Это переизлучение происходит практически изотропно-равномерно во все стороны. Перенос излучения к периферии звезды напоминает диффузию и происходит сравнительно медленно. Как показывают расчеты, тепло, выделившееся в центре звезды, доходит до ее периферии за времена порядка миллиона лет.

10. *Основным процессом, в котором происходит освобождение термоядерной энергии в нормальных звездах, является превращение водорода в гелий.* При этом масса вещества уменьшается примерно на 0,7 % и освобождается энергия в соответствии с соотношением Эйнштейна $\mathscr{E} = mc^2$. Если бы Солнце состояло только из водорода и весь водород затем превратился в гелий, то масса Солнца уменьшилась бы примерно на $\Delta M = 0{,}007\, M_\odot =$

$= 0{,}007 \cdot 2 \cdot 10^{33} = 1{,}4 \cdot 10^{31}$ г. При этом освободилась бы энергия $\Delta Mc^2 \approx 1{,}26 \cdot 10^{52}$ эрг. При настоящем темпе излучения Солнца излучаемая им энергия составляет примерно $L_\odot = 3{,}83 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Если бы этот темп сохранился в дальнейшем, то всей энергии выгоревшего водорода хватило бы на $(1{,}26 \cdot 10^{52}) : (3{,}83 \cdot 10^{33}) = 3{,}3 \cdot 10^{18}$ с $\approx 10^{11}$ лет.

Средняя интенсивность энерговыделения ε при термоядерных реакциях в типичных звездах по земным масштабам исключительно мала. Так, для Солнца $\varepsilon = L_\odot/M_\odot = (3{,}83 \cdot 10^{33}) : (2 \cdot 10^{33}) \approx 2$ эрг/(с·г). В результате жизнедеятельности человеческого организма выделяется в сутки примерно 3000 ккал $= 3 \cdot 10^6$ кал $= 12{,}5 \cdot 10^{13}$ эрг. Приняв массу человека равной 60 кг $= 6 \cdot 10^4$ г, найдем, что скорость выделения энергии в человеческом организме составляет около $2{,}4 \cdot 10^4$ эрг/(с·г). Это примерно в десять тысяч раз больше, чем для Солнца. Малость величины ε позволила выше оценить температуру в недрах звезды, полностью отвлекаясь от энерговыделения при ядерных реакциях. Однако благодаря громадной массе Солнца излучаемая им мощность очень велика ($3{,}83 \cdot 10^{33}$ эрг/с $= 3{,}83 \cdot 10^{26}$ Вт). Из-за излучения масса Солнца уменьшается примерно на 4 млн. т в секунду.

11. Превращение водорода в гелий идет не непосредственно, а через ряд промежуточных реакций. Оно может выполняться двумя путями: 1) в *протонно-протонной* (pp) цепочке реакций, или *водородном цикле*; 2) в *углеродно-азотном* или *углеродном цикле*.

Водородный цикл начинается с реакции между двумя протонами, в результате которой образуются дейтрон, позитрон и нейтрино (табл. 20). Эта реакция вызывается слабыми взаимодействиями, а потому идет чрезвычайно медленно; в земных условиях

Таблица 20

Водородный цикл

Реакция	Энерговыделение, МэВ	Среднее время реакции
$p + p \to d + e^+ + \nu_e$	$2 \cdot 0{,}164 + (2 \cdot 0{,}257)$	$1{,}4 \cdot 10^{10}$ лет
$e^+ + e^- \to 2\gamma$	$2 \cdot 1{,}02$	—
$p + d \to {}^3He + \gamma$	$2 \cdot 5{,}49$	5,7 с
${}^3He + {}^3He \to {}^4He + 2p$	12,85	10^6 лет
Итого $4p \to {}^4He + 2e^+ + 2\nu$	$26{,}21 + (0{,}514)$	

она непосредственно не наблюдалась. В недрах звезд кинетическая энергия сталкивающихся протонов недостаточна, чтобы преодолеть кулоновский потенциальный барьер между ними. Как правило, все столкновения между протонами происходят упруго,

Только примерно одна стомиллионная доля столкновений завершается реакцией туннельным способом. При этом за время столкновения (порядка 10^{-21} с) один протон должен превратиться в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино. Позитрон немедленно аннигилирует с электроном, а образовавшийся из n и p дейтрон очень быстро (в течение нескольких секунд) вступает в реакцию с одним из ближайших протонов с образованием ядра ^{3}He. В дальнейшем возможны три ветви ядерных реакций.

Первая ветвь — это реакция между двумя ядрами ^{3}He. Но так как в первых трех реакциях ядро ^{3}He получается только один раз, то в рассматриваемый вариант полного водородного цикла эта реакция должна входить дважды, что и отмечено множителем 2 во втором столбце таблицы. В итоге цикла четыре протона превращаются в ядро ^{4}He, два позитрона и два нейтрино. В таблице приведено энерговыделение в соответствующих реакциях, а также примерное среднее время каждой реакции, рассчитанное для условий в центре Солнца. В скобках указана доля выделяющейся энергии, безвозвратно уносимая нейтрино.

При достаточно больших концентрациях ^{4}He и температурах $T > (10-15)\cdot 10^6$ К в полном энерговыделении начинает преобладать вторая ветвь водородного цикла. В этом варианте первые три реакции такие же, как и в предыдущем, но не повторяются дважды, а реакция $^3\mathrm{He} + {}^3\mathrm{He}$ заменяется на цепочку

$$^3\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \to {}^7\mathrm{Be} + \gamma, \quad {}^7\mathrm{Be} + e^- \to {}^7\mathrm{Li} + \nu,$$
$$p + {}^7\mathrm{Li} \to 2\,{}^4\mathrm{He}.$$

При еще более высоких температурах преобладающим в энерговыделении является водородный цикл с завершающей цепочкой

$$^3\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \to {}^7\mathrm{Be} + \gamma, \quad p + {}^7\mathrm{Be} \to {}^8\mathrm{B} + \gamma,$$
$$^8\mathrm{B} \to {}^8\mathrm{Be} + e^+ + \nu, \quad {}^8\mathrm{Be} \to 2\,{}^4\mathrm{He}.$$

В обоих случаях основным итогом снова является превращение четырех протонов в ядро ^{4}He.

12. В табл. 21 приведен углеродный (C — N) цикл. В нем, как и в водородном цикле, освобождается энергия 26,7 МэВ, причем около 6,8 % этой энергии уносится нейтрино. Характерной особенностью углеродного цикла является воспроизводство углерода ^{12}C, и притом в таком же количестве, какое было использовано в начале цикла. Углерод ^{12}C не затрачивается, а выполняет роль *катализатора*, обеспечивающего превращение водорода в гелий. Для Солнца и менее ярких звезд преобладающим является водородный, а для более ярких — углеродный цикл.

Сказанное выше в основном относится к нормальным звездам, или к звездам главной последовательности, к которым относится

и Солнце. В этих звездах энерговыделение происходит главным образом за счет превращения водорода в гелий.

13. Для звезд-гигантов (см. следующий параграф) с плотными «выгоревшими» (не содержащими водорода) ядрами существенны *гелиевый* и *неоновый* циклы, протекающие при значительно более высоких температурах и плотностях, чем водородный и

Таблица 21

Углеродный цикл

Реакция	Энерговыделение, МэВ	Среднее время реакции
$p + {}^{12}C \to {}^{13}N + \gamma$	1,95	$1{,}3 \cdot 10^7$ лет
${}^{13}N \to {}^{13}C + e^+ + \nu_e$	1,50 + (0,72)	7,0 мин
$p + {}^{13}C \to {}^{14}N + \gamma$	7,54	$2{,}7 \cdot 10^6$ лет
$p + {}^{14}N \to {}^{15}O + \gamma$	7,35	$3{,}3 \cdot 10^8$ лет
${}^{15}O \to {}^{15}N + e^+ + \nu_e$	1,73 + (0,98)	82 с
$p + {}^{15}N \to {}^{12}C + {}^4He$	4,96	$1{,}1 \cdot 10^5$ лет
Итого $4p \to {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e$	25,03+(1,70)	

углеродный циклы. Основной реакцией гелиевого цикла, идущей начиная с температуры $200 \cdot 10^6$ К, является реакция

$$3\,{}^4He \to {}^{12}C + \gamma_1 + \gamma_2 + 7{,}3 \text{ МэВ}.$$

(Далее могут следовать реакции ${}^{12}C + {}^4He \to {}^{16}O + \gamma$, ${}^{16}O + {}^4He \to {}^{20}Ne + \gamma$.)

Если продукты реакций гелиевого цикла вступят в контакт с H, то осуществится неоновый (Ne—Na) цикл. В нем ядро ${}^{20}Ne$ выполняет роль катализатора в процессе превращения H в He. Последовательность реакций здесь вполне аналогична углеродному (C—N) циклу (табл. 21), только ядра ${}^{12}C$, ${}^{13}N$, ${}^{13}C$, ${}^{14}N$, ${}^{15}O$, ${}^{15}N$ заменяются соответственно ядрами ${}^{20}Ne$, ${}^{21}Na$, ${}^{21}Ne$, ${}^{22}Na$, ${}^{23}Na$, ${}^{23}Mg$. Мощность этого цикла как источника энергии относительно невелика.

ЗАДАЧА

Оценить нижний предел гравитационного давления $\mathscr{P}$ в центре звезды. Чему было бы равно это давление, если бы звезда была однородна по плотности? Провести численный расчет для Солнца.

Решение. Из уравнения гидростатики

$$\partial \mathscr{P}/\partial r = -\rho g$$

получаем

$$\mathscr{P}(r) = \mathscr{P}_C - \int_0^r \rho g \, dr,$$

где $\mathscr{P}_C$ — давление в центре звезды. Оно найдется из условия, что на поверхности звезды $\mathscr{P}(R) = 0$. Это дает

$$\mathscr{P}_C = \int_0^R \rho g\, dr = (G/4\pi) \int_0^M m\, dm/r^4,$$

или

$$\mathscr{P}_C = (GM^2/8\pi)\langle 1/r^4\rangle, \tag{100.13}$$

где угловые скобки означают надлежащим образом выполненное усреднение. Из (100.13) следует

$$\mathscr{P}_C > GM^2/8\pi R^4. \tag{100.14}$$

Для Солнца $\mathscr{P}_C > 4{,}4 \cdot 10^{14}$ дин/см$^2 \approx 4{,}4 \cdot 10^8$ атм. Если бы Солнце было однородно, то $\mathscr{P}_C$ было бы втрое больше, т. е. около $13{,}2 \cdot 10^8$ атм. В общем случае для звезды

$$\mathscr{P}_C = \gamma M^2/R^4, \tag{100.15}$$

где γ — безразмерный коэффициент, зависящий только от закона изменения плотности ρ вдоль радиуса звезды.

Насколько существенно возрастание плотности к центру звезды, показывает следующий пример. Вообразим, что наружная оболочка Солнца с $r > R/2$ удалена, а масса оставшегося вещества не изменилась. Согласно современной модели Солнца оставшаяся масса равна $0{,}94\, M_\odot$. Тогда нижний предел давления в центре не уменьшится, а увеличится в

$$\left(\frac{0{,}94 M_\odot}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{R}{R/2}\right)^4 \approx 14 \text{ раз}.$$

По давлению $\mathscr{P}_C$ можно было бы вычислить температуру T_C в центре звезды, пользуясь равенством $\mathscr{P}_C = 2n_C kT$, где $n_C = \rho_C/m_p$ — число протонов в единице объема в центре звезды. Однако это вычисление требует знания плотности вещества ρ_C в центре звезды.

§ 101. Некоторые сведения из астрономии

1. Рассмотрению вопроса об эволюции звезд следует предпослать некоторые сведения из астрономии.

В астрономии *светимостью звезды* L называют полное количество энергии, излучаемое ею за единицу времени. *Звездная величина* в астрономии определяет *блеск* звезды (а не геометрические ее размеры). Блеск звезды зависит от ее светимости, расстояния до звезды и от спектральной чувствительности прибора, применяемого для наблюдения звезды. Числовое значение звездной величины считается тем больше, чем слабее звезда. Так, звезды 1-й величины ярче звезд 2-й величины, звезды 2-й величины ярче звезд 3-й величины и т. д.

Блеск звезды принято выражать в логарифмической шкале звездных величин. Эта шкала строится так, чтобы при увеличении звездной величины m на 5 единиц соответствующая интенсивность наблюдаемого излучения I уменьшалась в 100 раз. Таким образом, если звездная величина m увеличивается в арифметической прогрессии, то соответствующая интенсивность

наблюдаемого излучения уменьшается в геометрической прогрессии. Если в качестве знаменателя геометрической прогрессии взять число 10, то

$$I = I_0 \cdot 10^{-0,4m}, \qquad (101.1)$$

где I_0 — интенсивность наблюдаемого излучения звезды нулевой величины. Действительно, при $m = 5$ эта формула дает $I/I_0 = 10^{-2} = 1/100$, т. е. при увеличении звездной величины на 5 единиц интенсивность убывает в 100 раз, как это и требуется при построении шкалы звездных величин. Преобразуя (101.1), можем написать

$$I = I_0 \cdot (2,5119)^{-m}, \qquad (101.2)$$

т. е. при увеличении звездной величины на единицу интенсивность излучения уменьшается приблизительно в 2,5 раза.

Символ a^m означает, что звездная величина рассматриваемого небесного светила равна a. Звездам высокой светимости соответствуют отрицательные значения звездной величины. Например, 5^m соответствует звезде 5-й величины, символ -4^m — звезде величины -4 и т. п. Символ $-2^m,5$ означает, что звездная величина астрономического светила равна $-2,5$.

Самым крупным 6-метровым телескопом (СССР) на пределе возможностей можно сфотографировать небесные объекты звездной величины (порядка 24^m). Визуальному наблюдению с помощью того же телескопа доступны объекты примерно в 10^4 раз слабее. Впрочем, предельно доступная звездная величина сильно зависит от атмосферных условий.

Такие яркие звезды, как Альдебаран и Альтаир принадлежат к звездам 1-й величины; звездная величина Капеллы $0^m,2$; Сириуса $-1^m,6$; Солнца $-26^m,74$. Так как различные звезды находятся на различных расстояниях от Земли, то видимые звездные величины не характеризуют их светимость. Для сравнения светимостей звезд вместо видимых вводят *абсолютные звездные величины*. Абсолютная звездная величина есть такая величина, которую получила бы звезда при наблюдении со стандартного расстояния 10 пк (1 пк = 3,2616 св. лет = $3,0857 \cdot 10^{18}$ см), если бы не было поглощения света в межзвездной среде. Абсолютная звездная величина Солнца составляет $+4^m,75$. На таком стандартном расстоянии Солнце казалось бы совсем слабенькой звездочкой, хотя и видимой невооруженным глазом. Сириус казался бы в 14 раз слабее, чем сейчас, и уже больше не выделялся бы на ночном небе как самая яркая звезда. Напротив, Ригель (β Ориона), светимость которого в 20 000 раз превосходит светимость Солнца, затмил бы на ночном небе все остальные объекты, за исключением Луны.

2. Приемник излучения обладает различной чувствительностью к различным участкам спектра. Например, красная звезда может казаться яркой для глаза, но слабой для фотопластинки,

Так называемая *визуальная звездная величина* соответствует спектральной чувствительности человеческого глаза. Она практически совпадает с *фотовизуальной звездной величиной*, определяемой фотометрированием изображения, полученного на ортохроматической пластинке с применением желтого светофильтра. *Фотографической* или *синей* называется звездная величина, определяемая фотометрированием изображения на обычной фотопластинке или фотоэлектрическим способом с применением синего фильтра. Конечно, технология при изготовлении фотопластинок и светофильтров должна быть точно указана и строго выдержана. Разность между фотографической и визуальной звездными величинами называется *показателем цвета*.

Изложенный метод определения показателя цвета звезд и классификация звездных спектров, приводимая ниже, были разработаны в Гарвардской астрономической обсерватории (США). Позднее в эти методы в других обсерваториях мира были введены существенные усовершенствования, но для наших целей нет необходимости их рассматривать.

Температура, химический состав, степень ионизации атомов и прочие параметры наружных слоев звездных атмосфер, от которых доходит до нас световое излучение, проявляются в особенностях спектров звезд. В Гарвардской обсерватории эмпирически спектры звезд были подразделены на семь классов, которые обозначаются буквами O, B, A, F, G, K, M. Для указания более детальных подробностей, выявляемых фотопластинкой, эти спектральные классы подразделяются на подклассы, спектры которых являются промежуточными между спектрами соседних классов. Спектральные подклассы отмечаются номерами от 0 до 9, прибавляемыми к букве, обозначающей класс.

Спектры поглощения звездных атмосфер, типичные для семи указанных классов, приведены на рис. 173 ($а$ — λ Цефея, O6; $б$ — τ Скорпиона, B0; $в$ — α Северной Короны, A0; $г$ — δ Орла, F0; $д$ — Солнце, G2; $е$ — ε Лебедя, K0; $ж$ — α Геркулеса A, M5). Даем для примера очень краткую характеристику некоторых спектральных классов.

Класс O. Температура $T \approx 50\,000$ K. Наблюдаются линии высокоионизованных атомов: He II, Si IV, N III и т. п. (Римские цифры I, II, III, ... относятся соответственно к нейтральному атому, к однократно ионизованному атому, к двукратно ионизованному и т. д.) Линии водорода слабы, иногда наблюдаются слабые эмиссионные линии He II и N III.

Класс B0. $T \approx 25\,000$ K. Линии He II отсутствуют; линии Mg II сильны (максимум у звезд B2); присутствуют линии Si III и O II; линии H сильнее, чем в классе O.

Класс A0. $T \approx 11\,000$ K. Линии водорода H достигают максимума; линии He I отсутствуют; линии Mg II и Si II сильны; линии Fe II, Cr II и другие слабы.

Класс F0. $T \approx 7600$ К. Линии H значительно слабее, чем в классе A0; линии Ca II сильны; линии Fe II, Cr II и другие примерно той же интенсивности, что и линии Fe I, Cr I и пр.

Класс G0. $T \approx 6000$ К. Яркость линий Ca II достигает максимума; атомный спектр очень богат благодаря многочисленным линиям Fe I и других нейтральных элементов; присутствуют молекулярные полосы CH.

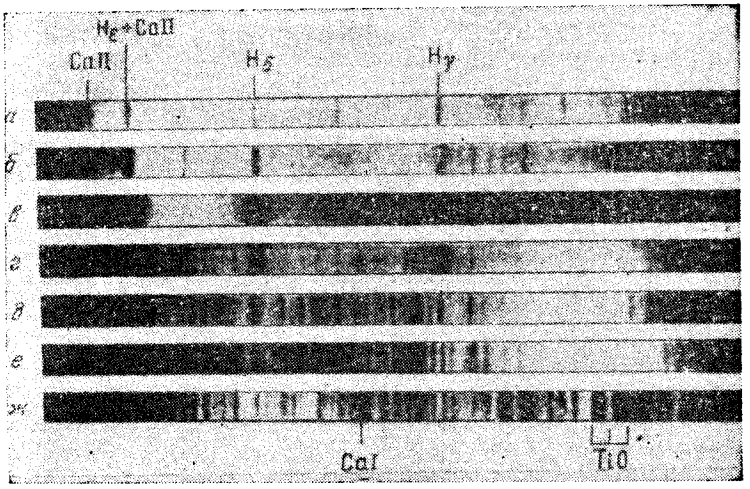


Рис. 173

Класс K0. $T \approx 5100$ К. Линии H относительно слабы; очень сильны линии нейтральных металлов; усиливаются молекулярные полосы.

Класс M0. $T \approx 3600$ К. Очень сильны линии нейтральных металлов; полосы TiO присутствуют, но довольно слабые.

Приведенная спектральная классификация используется для расположения звезд по цвету. Сначала идут горячие (голубые) звезды, а в конце располагаются значительно более холодные красные звезды класса M. Например, яркие голубые звезды в созвездии Ориона относятся к классу B. Сириус — беловатая звезда класса A0. Солнце (желтая звезда) принадлежит к спектральному классу G2, Капелла — желтая звезда класса G0, Арктур — яркая оранжевая звезда класса K0, Бетельгейзе и Антарес — красные звезды класса M.

3. На большом статистическом материале датский астроном Герцшпрунг и американский астроном Рессел независимо друг от друга в начале нашего столетия эмпирически установили более или менее четко выраженную связь между спектральным

классом (или показателем цвета) звезды и ее абсолютной величиной (или светимостью). Эта связь представляется графически на так называемой *диаграмме Герцшпрунга — Рессела* (рис. 174). Каждой точке на горизонтальной оси этой диаграммы соответствует определенный спектральный класс (или показатель цвета). По существу, на горизонтальной оси отложена какая-то величина, характеризующая поверхностную температуру звезды. На

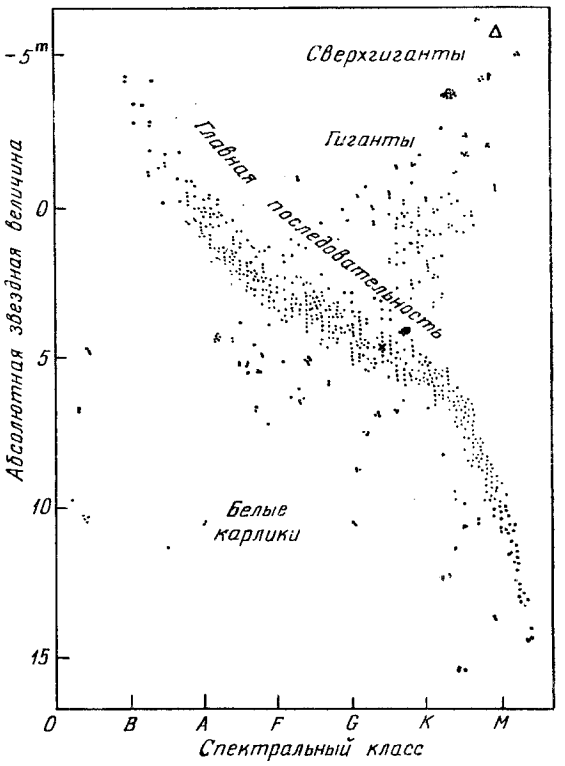


Рис. 174

вертикальной оси отложены соответствующие абсолютные величины (или светимости) звезд. Звезда изображается точкой в плоскости диаграммы Герцшпрунга — Рессела.

Большинство звезд располагаются в полосе, идущей из верхнего левого угла в нижний правый угол диаграммы Герцшпрунга — Рессела. Эта полоса называется *главной последовательностью*, а соответствующие ей звезды — *звездами главной последовательности*. В верхней части главной последовательности располагаются наиболее массивные и горячие голубые звезды большой светимости, принадлежащие классам O и B, внизу — на-

именее массивные (*красные карлики*). Солнце (желтая звезда) — средняя звезда, расположенная где-то в центральной части главной последовательности. На диаграмме положение Солнца отмечено крестиком.

Справа вверху от главной последовательности расположены *красные гиганты* и *красные сверхгиганты*. Гиганты с поверхностной температурой порядка 4000 К примерно на 10 звездных величин ярче звезд главной последовательности с той же поверхностной температурой. Над гигантами располагаются очень редкие звезды, называемые сверхгигантами. Примером сверхгиганта может служить Бетельгейзе (α Ориона) — переменная звезда класса М2 — М3. Ее видимая визуальная величина меняется от $+0^m,4$ до $-1^m,3$, а абсолютная звездная величина составляет около -3^m. Она примерно на 16 звездных величин ярче, а ее радиус примерно в 1000 раз больше звезды класса М3 главной последовательности. По своему радиусу сверхгигант может быть даже в 10 раз больше гиганта и иметь в 100 раз большую светимость.

Слева внизу от главной последовательности располагаются *белые карлики* — слабые голубые или желтые звезды, которые лежат на диаграмме Герцшпрунга — Рессела на 9—10 звездных величин ниже главной последовательности. По массе белые карлики сравнимы с Солнцем, а по размерам — с Землей. Следовательно, плотность белых карликов чрезвычайно велика — порядка 10^5—10^6 г/см^3. Соответственно очень велико и ускорение свободного падения на поверхности этих звезд, а толщина атмосферы составляет всего несколько десятков сантиметров.

Для полноты укажем еще, что между гигантами и главной последовательностью параллельно ей идет полоса звезд с промежуточными параметрами, называемых *субгигантами*. Аналогично, ниже главной последовательности также параллельно ей располагаются *субкарлики* — звезды с промежуточными свойствами между белыми карликами и звездами главной последовательности.

Массы звезд заключены в пределах от 0,03 до $60\,M_\odot$. Светимость стационарных звезд лежит в интервале от 10^{-4} до $10^5\,L_\odot$, а радиусы — от 10 км (нейтронные звезды) до $10^3\,R_\odot$ (сверхгиганты).

§ 102. Краткие сведения об эволюции звезд

1. По двум причинам вопрос об эволюции звезд будет затронут весьма кратко и схематично. Во-первых, он относится к астрономии и астрофизике. Во-вторых, теория эволюции звезд весьма сложна и очень далека от завершения. Многие вопросы этой теории совсем неясны или ясны недостаточно. Достаточно подробное и доступное изложение вопросов эволюции звезд можно найти, например, в книге И. С. Шкловского «Звезды, их рождение, жизнь и смерть» (М.: Наука, 1984).

2. В процессе гравитационного сжатия протозвезды температура ее недр непрерывно повышается. Когда она поднимется до миллиона кельвинов, начинаются первые термоядерные реакции с участием протонов и легких ядер с низким кулоновским барьером (дейтерий, литий, бериллий, бор):

$$d + p \to {}^3He, \qquad {}^6Li + p \to {}^3He + {}^4He,$$

$$^7Li + p \to 2\,{}^4He, \quad {}^{10}Be + 2p \to 3\,{}^4He.$$

Но из-за малого содержания в протозвезде этих элементов продолжительность указанных реакций по звездным масштабам невелика — всего порядка миллиона лет.

В результате освобождения термоядерной энергии в указанных реакциях температура и давление в протозвезде повышаются. Возросшее давление замедляет гравитационное сжатие протозвезды. Когда легкие ядра с низким кулоновским барьером будут израсходованы, гравитационное сжатие протозвезды усилится, что поведет к дальнейшему повышению ее температуры. Наконец, когда температура достигнет порядка 10 млн кельвинов, вступят в игру протон-протонный, а за ним углеродно-азотный циклы, являющиеся основными источниками выделения термоядерной энергии. Возросшее давление звездной плазмы стабилизирует звезду — ее гравитационное сжатие приостанавливается. С этого момента протозвезда и становится звездой, вступающей на главную последовательность. Место вступления ее на главную последовательность определяется первоначальной массой протозвезды. Чем больше эта масса, тем выше оказывается протозвезда на главной последовательности.

Ввиду того что водорода в звезде много — она почти целиком состоит из водорода,— «выгорание» водорода охватывает несравненно более длительное время, чем «выгорание» дейтерия, лития, бериллия и бора. Звезды в верхней части главной последовательности более массивны и обладают более высокими температурами. Поэтому в них процесс «выгорания» водорода происходит более быстро и охватывает время порядка ста миллионов лет. Напротив, у менее массивных и менее горячих звезд, как Солнце, этот процесс длится 10—15 млрд лет. Еще более медленно происходит эволюция звезд, находящихся в нижней части главной последовательности,— красных карликов.

Выйдя на главную последовательность, звезда длительное время остается там, почти не меняя своих свойств. Поэтому основная часть звезд наблюдается именно на главной последовательности. Однако по мере «выгорания» водорода состояние звезды все же неуклонно, но очень медленно изменяется, так что изображающая звезду точка на диаграмме Герцшпрунга — Рессела перемещается и может уйти с главной последовательности.

3. Характер эволюции звезды существенно зависит от того, происходит в ее недрах перемешивание вещества или нет. Вычисления на моделях показывают, что если бы эволюция звезды сопровождалась полным перемешиванием (вследствие чего ее химический состав оставался бы однородным по всему объему звезды), то изображающая ее точка на диаграмме Герцшпрунга — Рессела перемещалась бы от главной последовательности влево. Наоборот, при полном отсутствии перемешивания изображающая точка перемещалась бы вправо от главной последовательности. Беглый взгляд на диаграмму Герцшпрунга — Рессела показывает, что на ней нет звезд, расположенных вблизи главной последовательности вверху и слева. Зато имеется очень много звезд справа от нее — это красные гиганты и субгиганты. Следовательно, перемешивание вещества в недрах звезды в процессе смещения ее из главной последовательности играет лишь второстепенную роль. В массивных звездах, масса которых превышает примерно $3M_\odot$, перенос тепла в основном осуществляется лучеиспусканием. В звездах с массами, меньшими примерно $M_\odot$, он осуществляется главным образом конвекцией, т. е. перемешиванием вещества.

Эволюция звезд, масса которых меньше приблизительно массы Солнца, происходит настолько медленно, что время пребывания таких звезд в пределах главной последовательности превышает возраст Галактики (около $1{,}2 \cdot 10^{10}$ лет). В звездах с малыми массами (меньшими $0{,}3M_\odot$) преобладающим механизмом теплопередачи является конвекция. У таких звезд температура в центре недостаточно высока, чтобы водородный цикл работал полностью. Он обрывается на образовании изотопа гелия ^{3}He, а изотоп ^{4}He уже не синтезируется. При несколько бóльших массах (но меньших примерно $3M_\odot$) эволюция звезды заканчивается на образовании изотопа ^{4}He. Основной интерес представляет эволюция звезд, первоначальная масса которых превышает примерно $3M_\odot$. На ней мы и сосредоточим внимание.

4. Энерговыделение в звезде после ее образования и выхода на главную последовательность длительное время происходит преимущественно в центральной ее части за счет «выгорания» водорода. После выгорания водорода в центральной части звезды образуется центральное гелиевое ядро и окружающая его оболочка, богатая водородом. Звезда по своему составу становится сильно неоднородной. Ядерные реакции в ядре звезды прекращаются, но интенсивно происходят в ее оболочке. Таким образом, основное энерговыделение из центральной части переносится в оболочку. В результате оболочка сильно раздувается. Звезда сходит с главной последовательности и превращается в красный гигант или сверхгигант. Размеры звезды сильно увеличиваются (см. § 101, пункт 3). Однако массы красных гигантов могут и не намного превышать массу Солнца. Благодаря большой поверх-

ности светимость красного гиганта очень велика, несмотря на пониженную температуру его поверхности.

По мере «выгорания» водорода в оболочке звезды масса центрального гелиевого ядра возрастает, а его гравитационное сжатие усиливается. Это приводит к возрастанию плотности и температуры гелиевого ядра звезды. Когда эти величины достигают значений примерно 10^6 г/см^3 и 10^8 К соответственно, начинает эффективно идти реакция «сгорания» гелия. На короткое мгновение (порядка 10^{-16} с) создается неустойчивое ядро бериллия:

$$^4\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \rightleftharpoons {}^8\mathrm{Be} - 95 \text{ кэВ}. \qquad (102.1)$$

Это ядро может тут же распасться на две α-частицы, но может успеть захватить еще одну α-частицу, в результате чего образуется ядро углерода в возбужденном состоянии:

$$^8\mathrm{Be} + {}^4\mathrm{He} + 363 \text{ кэВ} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C}^*. \qquad (102.2)$$

Возбуждение снимается γ-излучением:

$$^{12}\mathrm{C}^* \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \gamma + 7{,}68 \text{ МэВ}. \qquad (102.3)$$

В результате синтеза ядра ^{12}C из трех ядер ^{4}He освобождается энергия 7,22 МэВ. Скорость генерации энергии в звезде при этой реакции пропорциональна примерно $(T/10^8)^{30}$. Значит, «сгорание» гелия в этой реакции эффективно лишь при температуре, превышающей 10^8 К.

Когда накопится достаточное количество изотопа углерода ^{12}C, гелий начинает «выгорать» также в реакциях

$$^{12}\mathrm{C} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \gamma, \quad {}^{16}\mathrm{O} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^{20}\mathrm{Ne} + \gamma, \quad {}^{20}\mathrm{Ne} + {}^4\mathrm{He} \rightarrow {}^{24}\mathrm{Mg} + \gamma, \qquad (102.4)$$

сопровождающихся дальнейшим и, наконец, полным исчерпанием гелия. Эти реакции требуют все более и более высокой температуры порядка 10^8—$1{,}5 \cdot 10^8$ К. В результате завершения этих реакций получается ядро звезды, состоящее из изотопов углерода ^{12}C, кислорода ^{16}O, неона ^{20}Ne и магния ^{24}Mg.

5. Все ядерные реакции в недрах Солнца и звезд недоступны непосредственному наблюдению. Существует лишь единственный косвенный метод наблюдения реакций, происходящих при участии слабого взаимодействия. В таких реакциях образуются нейтрино, а они практически не поглощаются, пронизывая всю толщу звездного вещества. Как указывалось в § 74, для регистрации солнечных нейтрино Б. М. Понтекорво предложил воспользоваться реакцией

$$^{37}_{17}\mathrm{Cl} + \nu_e \rightarrow {}^{37}_{18}\mathrm{Ar} + e^-. \qquad (102.5)$$

Эта реакция имеет порог 0,81 МэВ и в принципе может быть использована для регистрации солнечных нейтрино почти всех

энергий. Однако реально в реакции (102.5) ядро $^{37}_{18}Ar$ с подавляющей вероятностью получается в возбужденном состоянии с энергией возбуждения примерно 5 МэВ. Это увеличивает эффективный порог реакции до 5,8 МэВ. Поэтому реакция (102.5) может быть использована практически для регистрации быстрых нейтрино. Такие нейтрино на Солнце получаются только в одной из завершающих реакций водородного цикла, а именно

$$^8B \to {}^8Be + e^+ + \nu_e \qquad (\mathscr{E}_\nu \leqslant 14{,}1 \text{ МэВ}) \qquad (102.6)$$

(см. предыдущий параграф, пункт 10). Как указывалось в § 74, такие «борные» нейтрино были зафиксированы в опытах Дэвиса. Однако их число оказалось примерно в 3—4 раза меньше наинизшего теоретического предела, найденного на основе современных моделей Солнца. Причина этого расхождения еще не ясна, хотя гипотезы для его объяснения и предлагались.

6. Перейдем к рассмотрению завершающих стадий эволюции звезды. Как уже было сказано, в начальной стадии гравитационное сжатие звезды прекращается в результате освобождения энергии при ядерных реакциях. Возникает вопрос, существуют ли силы, способные приостановить гравитационное сжатие, когда источники ядерной энергии будут исчерпаны? Единственными силами, противостоящими гравитационным, тогда окажутся силы давления звездного вещества.

При высоких плотностях звездного вещества последнее существует только в форме «голых» атомных ядер и электронов. Давление газа создается движением электронов и атомных ядер. Но это есть не только тепловое движение, исчезающее при абсолютном нуле температуры. На него накладывается еще *квантовое движение*, не прекращающееся и при абсолютном нуле. Будем рассматривать звездную плазму как идеальный газ, состоящий из электронов и положительно заряженных ядер, компенсирующих заряд электронов (газ из одних только электронов был бы вообще неустойчив). Отвлечемся от атомных ядер и сосредоточим внимание только на электронах.

Обозначим через n число электронов в единице объема. Пусть газ находится при абсолютном нуле температуры. Движение электронов квантовано. Число возможных квантовых состояний с импульсом меньше $p_{\text{макс}}$ найдется, если объем октанта импульсного пространства $(1/8)(4\pi/3)\,p_{\text{макс}}^3$ разделить на объем квантовой фазовой ячейки h^3, т. е. это число пропорционально $p_{\text{макс}}^3$. Максимальному импульсу соответствует максимальный уровень энергии, называемый *уровнем Ферми*. Согласно принципу Паули в каждом квантовом состоянии может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. При абсолютном нуле температуры электроны заполнят все энергетические уровни ниже уровня Ферми. Уровни, лежащие выше

уровня Ферми, окажутся свободными. Таким образом, число электронов в единице объема будет пропорционально $\overline{p^3_{\text{макс}}}$ или $\overline{p^3}$. Давление электронного газа $\mathscr{P}_{\text{газ}}$ пропорционально $\overline{nvp} \propto \overline{vp^4}$, где v — скорость электрона (см. т. II, § 59). Если газ нерелятивистский, то $v \propto p$, и, следовательно,

$$\mathscr{P}_{\text{газ}} \propto \overline{p^5} \propto \overline{n^{5/3}} \propto \rho^{5/3} \quad \text{(нерелятив.)}, \tag{102.7}$$

где ρ — плотность электронного газа.

Если же газ ультрарелятивистский, то скорость v можно считать постоянной и равной скорости света c. В этом случае $\mathscr{P}_{\text{газ}} \propto \rho^{4/3}$, т. е.

$$\mathscr{P}_{\text{газ}} \propto \overline{n^{4/3}} \propto \rho^{4/3} \quad \text{(ультрарелятив.)}, \tag{102.8}$$

Электронный газ (как и газ любых ферми-частиц) при абсолютном нуле температуры называется *вырожденным*. Чем больше n, тем больше высоких энергетических уровней будет заполнено электронами. Пусть теперь температура T отлична от нуля. Тогда появится кинетическая энергия теплового движения электронов. Если она будет мала по сравнению с кинетической энергией квантового движения, то тепловым движением можно пренебречь и пользоваться формулами для вырожденного газа. Чем больше плотность газа, тем ближе он к состоянию вырождения. Так, плотность газа свободных электронов в металлах настолько велика, что при комнатных температурах и даже при температурах порядка 10 000 К он может считаться вырожденным.

7. Возникает сомнение в применимости к плотному вырожденному газу формул для идеального газа. Однако *вырожденный электронный газ тем ближе к идеальному, чем больше его плотность*. Это парадоксальное заключение легко понять. Идеальный газ — это такой газ, кинетическая энергия частиц которого настолько велика, что силами взаимодействия между ними можно пренебречь. Количественно это условие означает, что кинетическая энергия частиц газа очень велика по сравнению с потенциальной энергией их взаимодействия. Но это как раз и имеет место для электронного газа при высоких плотностях. Действительно, плотность кинетической энергии частиц нерелятивистского газа пропорциональна $\overline{np^2} \propto \rho^{5/2}$. Плотность потенциальной энергии кулоновского отталкивания электронов пропорциональна ne^2/r, где r — среднее расстояние между электронами. Иными словами, потенциальная энергия пропорциональна $\rho^{4/2}$. Таким образом, с возрастанием ρ кинетическая энергия растет быстрее, чем потенциальная. Может показаться, что это не справедливо для ультрарелятивистского газа, так как плотность кинетической энергии частиц такого газа пропорциональна $\rho^{4/3}$, т. е. меняется с ρ так же, как и плотность потенциальной энергии отталкива-

ния между электронами. Но это неверно, так как в приведенном рассмотрении учтено кулоновское взаимодействие только между электронами, но не приняты во внимание атомные ядра, наличие которых необходимо, чтобы сделать плазму квазинейтральной. Отталкивание между электронами в среднем компенсируется притяжением их к атомным ядрам. Поэтому с большой степенью приближения электронный газ в звездной плазме может рассматриваться как газ невзаимодействующих частиц.

Выше ничего не было сказано о давлении газа, состоящего из атомных ядер. Однако из-за больших масс скорости атомных ядер, а с ними и давление, производимое ядрами, малы по сравнению с теми же величинами для электронов. В звездах главной последовательности газ атомных ядер еще не вырожден. Только при экстремально высоких температурах и плотностях, когда атомные ядра релятивистские, их давление становится сравнимым с электронным давлением. А в случае ультрарелятивистских ядер давление вообще не зависит от массы частиц, т. е. для атомных ядер становится таким же, как и для электронов.

Количественное рассмотрение вырожденного газа ферми-частиц дается в дополнении к этому параграфу.

8. Итак, при высоких плотностях развиваются громадные силы давления вырожденного электронного газа. Способно ли такое давление приостановить гравитационное сжатие звезды? Гравитационное давление в центре звезды

$$\mathscr{P}_g \sim M^2/R^4 \sim M^{2/3}\rho^{4/3} \qquad (102.9)$$

(см. задачу к предыдущему параграфу). Давление вырожденного нерелятивистского электронного газа возрастает с плотностью ρ быстрее, чем $\mathscr{P}_g$, а именно по формуле (102.7). Если бы электронный газ оставался нерелятивистским, то соответствующим выбором плотности ρ всегда можно было бы добиться, чтобы давление газа $\mathscr{P}_{\text{газ}}$ превышало гравитационное давление $\mathscr{P}_g$. Следовательно, в нерелятивистском случае давление электронного газа всегда было бы в состоянии стабилизировать звезду любой массы.

Но при очень высоких плотностях ($\rho \gg 2 \cdot 10^6$ г/см^3) электронный газ становится ультрарелятивистским, а в этом случае, как показывает формула (102.8), давление газа меняется с плотностью так же, как и гравитационное давление. Последнее, однако, пропорционально также $M^{2/3}$. Поэтому стабилизация звезды определяется значением ее массы. При массах, меньших некоторого критического значения $M_{\text{кр}}$, давление газа превышает гравитационное давление. В этом случае звезда может быть стабилизирована давлением вырожденного электронного газа.

Если же $M > M_{\text{кр}}$, то гравитационное давление начинает превышать давление электронного газа, и последнее уже не в состоянии приостановить гравитационное сжатие звезды.

Критическое значение массы $M_{кр}$ называется *чандрасекаровским пределом* по имени Чандрасекара (р. 1910), установившего существование такого предела. Чандрасекаровский предел определяется из условия, чтобы давление вырожденного электронного газа в центре звезды было равно гравитационному давлению. Численные расчеты показывают, что

$$M_{кр} \approx \frac{5{,}75}{\mu^2} M_{\odot}, \tag{102.10}$$

где μ — число нуклонов в ядре, приходящихся на один электрон атома. Если вещество состоит из относительно легких ядер (гелиевое ядро звезды состоит из ядер изотопа ^{4}He), для которых $N = Z$, то $\mu = 2$ и предыдущая формула переходит в

$$M_{кр} \approx 1{,}44\, M_{\odot}. \tag{102.11}$$

С учетом вращения (а оно действует против тяготения), которое у белых карликов может быть очень быстрым, предельная масса повышается до $2\, M_{\odot}$.

Таким образом, при $M < M_{кр}$ звезда может быть стабилизирована давлением вырожденного электронного газа независимо от того, будет ли этот газ нерелятивистским или релятивистским. Такие звезды образуются из красных гигантов, плотные ядра которых в результате термоядерных реакций (101.6) сбрасывают свои оболочки и начинают вести самостоятельное существование. Это белые карлики. Они характеризуются малыми размерами, очень большими плотностями (порядка 10^6—10^7 г/см^3) и высокими температурами. Массы белых карликов порядка солнечной, а геометрические размеры порядка размеров Земли. Поскольку «ядерное горючее» в недрах белых карликов израсходовано, их излучение происходит за счет охлаждения. А так как поверхность белых карликов очень мала, то и светимость их также очень мала — в сотни и тысячи раз меньше солнечной. Поэтому остывание белых карликов происходит очень медленно и длится несколько миллиардов лет.

Вещество недр белых карликов отличается высокой прозрачностью и теплопроводностью. Высокая прозрачность связана с тем, что в силу принципа Паули все квантовые состояния электронов в недрах белого карлика заполнены. Поглощение же квантов света связано с переходом электронов из одного квантового состояния в другое. Между заполненными квантовыми состояниями эти переходы невозможны. Невозможно и поглощение световых квантов. Исключение составляют только квантовые состояния вблизи уровня Ферми, которые заполнены электронами не целиком. Поэтому только быстрые электроны вблизи уровня Ферми могут поглощать кванты излучения. Из-за вырождения электронного газа велика и теплопроводность вещества белого карлика, аналогично тому, что имеет место в металлах при обыч-

ных температурах. Вследствие высокой прозрачности и теплопроводности в недрах белого карлика не могут возникать большие перепады температуры. Перепад температуры происходит в тонком поверхностном слое белого карлика, где электронный газ не вырожден. Толщина этого слоя порядка 1 % радиуса карлика. В нем температура возрастает от нескольких тысяч кельвинов (на границе поверхности) до десятков миллионов, а затем вплоть до центра звезды почти не меняется.

9. При достаточно высоких плотностях равновесие звезды начинает нарушаться *процессом нейтронизации* звездного вещества. Как известно, при β^--распаде ядра часть энергии уносится электроном, а остальная часть — нейтрино. Энергия каждой из этих двух частей подвержена случайным вариациям, но их сумма остается постоянной. Эта постоянная величина называется *верхней границей* β^-*-распада*. Так вот, если энергия Ферми превышает верхнюю границу β^--распада, то становится более и более вероятным процесс, обратный β^--распаду: ядро поглощает электрон, а его зарядовое число Z уменьшается на единицу — *электронный захват* (см. § 74). Вновь образовавшееся ядро может также захватить электрон, и т. д. В результате таких процессов концентрация электронов в звезде уменьшается, уменьшается и давление вырожденного электронного газа, поддерживающее звезду в равновесии. Это ведет к дальнейшему гравитационному сжатию звезды, а с ним и к дальнейшему повышению средней и максимальной энергии электронов вырожденного газа — вероятность захвата электронов ядрами возрастает. Такие процессы могут привести к образованию нейтроноизбыточных ядер. В конце концов нейтронов может накопиться так много, что звезда будет состоять преимущественно из нейтронов. Такие звезды называются *нейтронными*. Нейтронная звезда, конечно, не может состоять из одних только нейтронов, так как необходимо давление электронного газа, чтобы предотвратить превращение нейтронов в протоны. В нейтронной звезде имеется небольшая примесь (около 1—2 %) электронов и протонов. Благодаря тому что нейтроны не испытывают кулоновского отталкивания, средняя плотность вещества внутри нейтронной звезды очень высока — примерно такая же, как в атомных ядрах. При такой плотности радиус нейтронной звезды с массой порядка $M_\odot$ примерно в 10^5 раз меньше солнечного, т. е. составляет не более 10 км. Нейтронная звезда сильно неоднородна и имеет сложную внутреннюю структуру. Но этого вопроса мы касаться не будем. Ограничимся замечанием, что упругость вырожденного нейтронного газа в звезде достаточна для противодействия гидростатическому давлению, если только масса звезды не превосходит определенного значения. Вопрос о верхнем пределе массы не вполне выяснен. Теоретические расчеты на моделях показывают, что верхний предел массы нейтронной звезды определяется

оценочной формулой

$$M_{\text{пр}} \approx (2-3)\,M_{\odot}. \qquad (102.12)$$

При массе $M \gtrsim 1{,}2\,M_{\odot}$ нейтронные звезды образуются в результате *гравитационного коллапса* (быстрого сжатия) звезд. Начальная температура в центре образовавшейся нейтронной звезды очень высока (порядка 10^{11} К). Но уже через время порядка 10—100 с температура в центре понижается до 10^{9} К за счет излучения нейтрино.

10. Существование нейтронных звезд было предсказано теоретически еще в 1938 г. Р. Оппенгеймером (1904—1967) и Г. Волковым. Однако из-за их ничтожной визуальной яркости их обнаружение выходило далеко за пределы возможностей оптических телескопов, даже самых мощных (ожидаемая видимая звездная величина нейтронной звезды, находящейся даже на минимальном расстоянии — порядка 10 световых лет, составляла всего 27^{m}). Положение изменилось после второй мировой войны, когда для исследования неба стали применять радиотелескопы. Начиная с 1964 г. на радиотелескопе Кембриджской лаборатории Кембриджского университета, возглавляемой Хьюишем, исследовались вариации радиоизлучения от дискретных космических источников. Летом 1967 г. аспирантка Хьюиша Жаклин Белл обратила внимание на один довольно необычный источник, посылающий, как выяснилось позднее, строго периодические радиоимпульсы. После этого в той же лаборатории, а позднее и в других лабораториях были открыты и исследованы аналогичные источники радиоизлучения, которые были названы *пульсарами*. Периоды правильных пульсаций таких источников лежат в пределах 0,00154 до 3,75 с. До 1982 г. самым быстрым пульсаром с периодом 0,033 с считался пульсар, находящийся в Крабовидной туманности (см. пункт 12). В 1982 г. был открыт пульсар с периодом 0,00154 с. Всего к концу 1987 г. было открыто 4 миллисекундных пульсара с периодами 0,00154; 0,003054; 0,0054; 0,006 с.

У пульсаров, расстояние до которых известно, можно подсчитать мощность радиоизлучения. У пульсара Крабовидной туманности она достигает 10^{35} эрг/с, что примерно в 25 раз больше мощности излучения Солнца ($3{,}83 \cdot 10^{33}$ эрг/с). Но есть и пульсары с мощностью излучения до 10^{38} эрг/с.

Спустя короткое время пульсары были отождествлены с предсказанными теоретически быстро вращающимися *нейтронными звездами*. Быстрое вращение нейтронной звезды связано с тем, что в силу закона сохранения момента импульса величина R^2/T должна сохраняться во времени. А так как из-за высокой проводимости плазменного вещества сохраняется и магнитный поток (см. т. III, § 71), то не должна меняться во времени и величина HR^2. Поэтому нейтронная звезда должна быть сильно намагничена. Например, при образовании нейтронной

звезды радиусом $R = 10$ км из обычной звезды ($R \approx 10^6$ км) скорость вращения звезды и ее магнитное поле должны возрасти в 10^{10} раз. Но напряженность магнитного поля в некоторых пульсарах может достигать и 10^{12} Гс. Существенно, что направления магнитного поля и оси вращения, вообще говоря, не совпадают. С этими особенностями и связано радиоизлучение нейтронной звезды. Действительно, при несовпадении направлений оси вращения нейтронной звезды и ее магнитного момента последний должен вращаться, т. е. меняться во времени. А изменяющийся магнитный диполь излучает электромагнитные волны (см. т. III, § 141, задача 1). При этом излучение происходит преимущественно в направлении, перпендикулярном к магнитному моменту, и сосредоточено в пределах узкого конуса с углом раствора порядка 10°. Когда Земля попадает в пределы этого вращающегося конуса, обнаруживается максимум излучения. С этим и связан периодический импульсный характер излучения.

Благодаря потери энергии на излучение вращение нейтронной звезды непрерывно замедляется. Так, период пульсара, расположенного в Крабовидной туманности, регулярно увеличивается на $3{,}6 \cdot 10^{-8}$ секунд в сутки, или на $4{,}2 \cdot 10^{-13}$ секунд в секунду. У других пульсаров регулярное увеличение периода вращения заметно меньше. Но и у них относительное изменение периода вращения меньше чем 10^{-14}. Только самые лучшие кварцевые часы отличаются таким удивительным постоянством хода.

Нейтронная звезда может быть источником и рентгеновского излучения. Для этого вблизи нее должна находиться другая звезда, образующая вместе с ней двойную систему. Сплошное рентгеновское излучение возникает в результате *аккреции*, т. е. захвата вещества из другой звезды и его падения на нейтронную. Если масса нейтронной звезды порядка солнечной, то при таком падении получается кинетическая энергия порядка 10^{20} эрг на грамм захваченного вещества (100 МэВ на нуклон). Для объяснения наблюдаемой интенсивности рентгеновского излучения (она того же порядка, что и интенсивность радиоизлучения) необходимо предположить, что масса вещества, захватываемая нейтронной звездой в год, составляет около 10^{-9} солнечных масс. По нескольким двойным системам оценена масса нейтронных звезд ($M \approx \approx (1{,}4 - 3)\, M_\odot$).

Пульсар Крабовидной туманности является пока единственным пульсаром, от которого наблюдаются импульсы оптического излучения с периодом 0,033 с, т. е. с тем же периодом, что и импульсы рентгеновского излучения. Высокая интенсивность ультрафиолетовой части излучения указывает на то, что поверхность этой нейтронной звезды очень горяча. В спектре этой звезды отсутствуют какие бы то ни было спектральные линии как излучения, так и поглощения.

11. Если на конечной стадии эволюции звезды ее масса окажется больше предельной (102.12), то нерелятивистскими формулами пользоваться уже нельзя. В частности, нельзя пользоваться формулой (102.9), полученной на основании ньютоновской теории тяготения. В этом случае рассмотрение всех вопросов возможно только в рамках *общей теории относительности.* Поэтому мы должны довольствоваться лишь сообщением некоторых результатов.

Общая теория относительности приводит к выводу, что в рассматриваемом случае квантовомеханическое внутреннее давление вещества уже не в состоянии противостоять гравитационному давлению. Произойдет беспредельное катастрофическое сжатие звезды (гравитационный коллапс). Этот вывод не требует никаких предположений относительно конкретных свойств вещества (например, предположения, что вещество ведет себя как идеальный газ).

Для удаленного наблюдателя (т. е. наблюдателя, находящегося вне гравитационного поля звезды) радиус звезды асимптотически стремится к так называемому *гравитационному радиусу*

$$r_g = 2GM/c^2. \qquad (102.13)$$

Гравитационный радиус Солнца равен 2,95 км, Земли — 0,886 см. Сфера радиусом r_g называется *сферой Шварцшильда* (1873—1916), впервые получившего точное решение уравнений гравитации общей теории относительности для сферически-симметричного гравитационного поля. При приближении радиуса звезды к гравитационному радиусу скорость сжатия для удаленного наблюдателя бесконечно замедляется, так что звезда «застывает» в своем развитии. Излучение звезды по мере приближения ее радиуса к гравитационному становится все более слабым. В пределе звезда полностью изолируется от внешнего наблюдателя («самозамыкается»). Такая звезда называется *черной дырой.*

Никакие сигналы (свет, нейтрино и любые частицы), посланные в пределах сферы Шварцшильда, не могут выйти наружу и достигнуть внешнего наблюдателя. По этой причине сфера Шварцшильда называется *горизонтом событий черной дыры.* Впрочем, удаленный наблюдатель никогда не заметит, что тело, падающее на черную дыру, пересечет горизонт событий, так как по его часам для этого требуется бесконечное время. По часам свободно падающего наблюдателя из-за замедления хода часов в гравитационном поле (см. т. IV, § 109) это время, конечно, определяется временем свободного падения. Дело в том, что при приближении к сфере Шварцшильда гравитационное поле стремится к бесконечности, как это показывает общая теория относительности.

Во внешнем пространстве наличие черной дыры проявляется в ее гравитационном поле, вращающем моменте и электрическом заряде, если сколлапсировавшая звезда была заряжена. На расстояниях, очень больших по сравнению с радиусом сферы Шварцшильда, гравитационное поле определяется законом всемирного тяготения Ньютона, а движение других тел, взаимодействующих с черной дырой, подчиняется законам ньютоновской механики.

Отметим одну особенность *вращающихся черных дыр*, которая может быть понята также на основе общей теории относительности. У вращающейся черной дыры вне горизонта существует область, называемая *экзосферой*, попав в которую вещество вовлекается во вращение вокруг черной дыры, что замедляет вращение и приводит к потере вращательной энергии черной дыры. Это может произойти, например, тогда, когда тело, попавшее в экзосферу, распадается на две части, одна из которых продолжает падать на черную дыру, а другая вылетает из экзосферы в направлении вращения. При этом, конечно, сохраняется полный вращающий момент системы, состоящей из черной дыры и влетевшего тела, но может произойти перераспределение энергии между ними. В результате часть энергии вращения черной дыры может быть унесена вылетевшей частью распавшегося тела.

Но из-за *квантовых эффектов* потеря энергии происходит и у невращающихся черных дыр, на что обратил внимание Хоукинг в 1974 г. Не имея возможности остановиться на этом вопросе, заметим, что Хоукинг показал, что невращающаяся черная дыра массой M излучает частицы (фотоны, нейтрино, гравитоны) с такой скоростью, как если бы она была черным телом, нагретым до температуры

$$T = \frac{\hbar c^3}{8\pi k G M} = \frac{6{,}2}{M/M_\odot}\,10^{-8}\ \text{K}. \qquad (102.14)$$

Так, при $M = 3M_\odot$ эта формула дает $T \approx 2 \cdot 10^{-8}$ К. Таким образом, существует возможность уменьшения массы черной дыры путем «квантового испарения». Однако температуры (102.14) для черных дыр, возникающих в процессе коллапса звезд, слишком низки, и для таких черных дыр «квантовое испарение» не имеет значения. Время жизни этих черных дыр более чем на 50 порядков превышает возраст Вселенной. Для черных дыр с массой около 10^{15} г время жизни около 10^{10} лет. Но черные дыры столь малых масс при коллапсе звезд не образуются. Возможно, малые черные дыры возникают на *ранней стадии* эволюции Вселенной из первоначальных неоднородностей крайне плотного расширяющегося вещества. Масса таких черных дыр по теории $M \approx c^3/\sqrt{\rho G^3}$, где ρ — плотность вещества. Квантовое испарение черных дыр существенно только для малых черных

дыр, масса которых меньше или порядка 10^{15} г. Заключительный этап эволюции черной дыры такой массы заканчивается взрывом, при котором из дыры массой m порядка $3 \cdot 10^9$ г за последние 0,1 с выделяется громадная энергия — порядка $mc^2 \approx 10^{30}$ эрг!

12. Черные дыры с достоверностью еще не обнаружены. Если они существуют, то их наблюдение осложняется тем обстоятельством, что они могут проявлять себя *только своим гравитационным полем*. Изложим одну из идей, предложенных для обнаружения черных дыр. Если черная дыра образует двойную систему с обычной (видимой) звездой, то она — источник рентгеновского излучения, которое возникает при аккреции вещества обычной звезды на черную дыру. Но источниками рентгеновского излучения являются также белые карлики и нейтронные звезды, образующие двойные системы с обычными звездами. Поиски источников рентгеновского излучения нельзя проводить наземными приборами из-за поглощения рентгеновских лучей земной атмосферой. Для серьезных поисков должны применяться только рентгеновские телескопы, установленные на борту искусственных спутников Земли. Масса обычной (видимой) звезды может быть оценена по ее спектру, а доплеровское смещение спектральных линий при обращении видимой звезды вокруг центра масс ее и невидимого компонента позволяет определить период обращения. По этим данным, как показывается в астрономии, можно оценить и массу невидимой компоненты двойной звезды. Если эта масса окажется меньше $1{,}44\,M_\odot$, то невидимой компонентой будет белый карлик; если она больше этой величины, но меньше $3\,M_\odot$, то это — нейтронная звезда; если же она превосходит $3M_\odot$, то только черная дыра.

Рентгеновский телескоп был впервые установлен на борту итало-американского спутника «Ухуру», запущенного 12 декабря 1970 г. К весне 1972 г. спутник накопил информацию, достаточную для составления детального каталога 125 рентгеновских источников. Внимание астрономов привлек рентгеновский источник, расположенный в созвездии Лебедя и получивший название «Лебедь X-1». В результате исследований на спутнике «Ухуру» и с помощью рентгеновских телескопов на высотных баллонах удалось в 1971 г. с большой точностью установить положение источника. В том же году были зарегистрированы изменения рентгеновской светимости источника и наблюдалось резкое возрастание излучения радиоисточника, расположенного в том же месте неба. Естественно, что оба источника были отождествлены. Тем самым положение Лебедя X-1 было определено с точностью до угловой секунды. В том же месте была обнаружена горячая голубая спектрально-двойная звезда с периодом 5,6 сут, расположенная на расстоянии 2000 пк от Солнца. Оказалось, что и рентгеновское излучение Лебедя X-1 содержит компоненту с тем же периодом. На этом основании было сделано заключение, что

указанная звезда и рентгеновский источник образуют двойную систему. Масса звезды больше $20\,M_\odot$, а невидимой компоненты больше $8\,M_\odot$. Поэтому естественно предположить, что рентгеновским источником является черная дыра, хотя к этому предположению следует относиться с осторожностью.

13. Как показывают наблюдения, нейтронные звезды (пульсары), вероятно, чаще всего возникают при вспышках *сверхновых*. Вспышка сверхновой — это гигантский по своим масштабам взрыв звезды. В таком взрыве выбрасывается вещество с массой порядка солнечной и много больше. Средняя скорость выброшенного вещества порядка 10^9 см/с. В момент вспышки сверхновой светимость звезды возрастает в миллиарды раз, так что на короткое время (порядка месяца) звезда по своей яркости становится сравнимой с целой галактикой, состоящей из миллиардов звезд.

В течение нескольких месяцев взорвавшаяся звезда излучает столько света, сколько излучает Солнце за миллиард лет (около 10^{50} эрг). Но электромагнитное излучение уносит лишь малую часть полной энергии, освобожденной сверхновой. Кинетическая энергия разлетающегося вещества примерно в 10 раз больше. Еще большую энергию (примерно в 100 раз — по сравнению с электромагнитным излучением) уносят нейтрино, которые в основном испускаются во вспышке, длящейся около секунды. После взрыва бóльшая часть массы звезды оказывается рассеянной и наблюдается в виде туманности. В центре звезды остается слабая звездочка — пульсар, которая в некоторых случаях может превратиться в черную дыру.

В каждой галактике сверхновые вспыхивают редко. За прошедшие 1000 лет в нашей Галактике наблюдались по крайней мере шесть сверхновых: в 1006, 1054, 1181, 1572, 1604 и 1667 гг. Особую роль в астрономии сыграла сверхновая 1054 г., появление которой было зафиксировано в китайских летописях. На месте взорвавшейся звезды в настоящее время наблюдается Крабовидная туманность, имеющая форму довольно правильного эллипса, угловые размеры которого приблизительно равны $4'' \times 6''$. В центре туманности наблюдается маленькая звездочка 16-й видимой звездной величины — пульсар, о котором уже говорилось в пункте 8. Видимая звездная величина самой туманности $8^m,5$, т. е. она примерно в 1000 раз ярче, чем эта звездочка. В ближайшей к нам галактике — Большом Магеллановом облаке — последняя сверхновая вспыхнула в феврале 1987 г.

Если бы вспышки сверхновых наблюдались только «близко», т. е. в пределах нашей Галактики, то мы знали бы о сверхновых очень мало. Однако светимость сверхновых настолько велика, что они видны даже в удаленных галактиках. Так, в 1885 г. астроном Гартвиг на астрономической обсерватории в Тарту (Эстония) наблюдал вспышку сверхновой в крупнейшей из галактик — туманности Андромеды. Звезда имела видимый блеск 6^m, 5, т. е.

люди с хорошим зрением могли видеть ее даже невооруженным глазом (а туманность Андромеды удалена от Земли на расстояние 670 тыс. парсек, т. е. свыше 2 млн световых лет!). Видимый блеск туманности Андромеды равен 4^m, 5, т. е. яркость сверхновой была только в 6,25 раз меньше всей туманности Андромеды. В настоящее время астрономы открывают более 10 сверхновых в год.

Откуда берется энергия, необходимая для взрыва звезды при вспышке сверхновой? Считается, что одним из источников этой энергии является «выгорание» углерода в первой реакции (102.4). В этой реакции выделяется энергия около 1 МэВ $= 1{,}6 \cdot 10^{-6}$ эрг на нуклон, или 10^{18} эрг на грамм. Чтобы за счет углеродной реакции выделилась энергия 10^{50} эрг, необходимо «сжечь» взрывным образом массу углерода $^{12}_{6}C$, равную $10^{50}/10^{18} = 10^{32}$ г, а если учесть еще кинетическую энергию разлетающегося вещества и энергию, уносимую нейтрино, то потребуется величина, примерно в 100 раз большая. А эта величина в несколько раз превышает массу Солнца.

Другим и притом более мощным источником энергии является гравитационное сжатие звезды. Гравитационная энергия, освобождающаяся при гравитационном сжатии звезды до размеров сферы Шварцшильда, составляет mc^2, т. е. 938 МэВ на нуклон. При сжатии же до размеров нейтронной звезды эта энергия равна 100 МэВ на нуклон. (Напомним, что энергия связи нуклона в ядре равна 8 МэВ.) Таким образом, при сжатии нейтронной звезды до размеров сферы Шварцшильда освобождается гравитационная энергия 800 МэВ на нуклон. Понятно, что этой энергии недостаточно, чтобы отбросить все вещество, упавшее на сферу Шварцшильда. Может быть сброшена только часть этого вещества.

Механизм взрывного освобождения ядерной и гравитационной энергии, а также механизм самого взрыва еще недостаточно ясны. Эти вопросы усиленно изучаются численными методами на моделях звезд с широким использованием ЭВМ. Интересующихся мы отсылаем к статье Бете и Брауна (В мире науки.— 1985, № 7).

14. В заключение не можем удержаться от искушения сделать следующее замечание. Еще в 1795 г. Лаплас (1749—1827) допускал существование излучающих, но невидимых звезд. Он исходил из ньютоновской корпускулярной гипотезы о природе света. Ньютоновская световая корпускула подчиняется законам ньютоновской механики и подвержена действию гравитационных сил. Обозначим через v скорость корпускулы, меняющуюся во время ее движения. В гравитационном поле звезды движение корпускулы будет финитным, если полная энергия ее отрицательна:

$$mv^2/2 - GMm/r < 0.$$

Такая корпускула не дойдет до бесконечно удаленного наблюдателя, и звезда будет невидимой. Допустим, далее, что в момент испускания скорость корпускулы всегда равна одной и той же величине c. Испускание света происходит с поверхности звезды. Обозначим через r_0 ее радиус. Заменяя в предыдущем неравенстве r на r_0, а v — на c, получим

$$r_0 < 2GM/c^2.$$

В предельном случае равенства эта формула совпадает с (102.13). Таким образом, если радиус звезды меньше гравитационного, то по Лапласу звезда для удаленного наблюдателя не будет видна.

Этому рассуждению, конечно, нельзя придавать серьезного значения, так как его исходные положения неверны. А сфера радиуса r_0 по своим свойствам в ньютоновской механике не имеет ничего общего со сферой того же радиуса (сферой Шварцшильда) в общей теории относительности. В общей теории относительности сфера Шварцшильда есть *горизонт событий*, и луч света не может выйти из нее наружу. В ньютоновской механике сфера радиуса r_0 этим свойством не обладает: луч света может выйти из этой сферы и дойти до наблюдателя, находящегося на конечном расстоянии, только он не может дойти до бесконечности. Далее, при падении частицы массы m из бесконечности на сферу Шварцшильда гравитационные силы в общей теории относительности совершают работу mc^2. В ньютоновской механике, как легко подсчитать, эта работа равна $mc^2/2$, т. е. вдвое меньше. Тем не менее, помимо исторического интереса, приведенное рассуждение заслуживает внимания еще и потому, что оно дает наглядный способ запоминания формулы для гравитационного радиуса.

Добавление

ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ ФЕРМИ ПРИ АБСОЛЮТНОМ НУЛЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Согласно классическим представлениям при абсолютном нуле температуры движение частиц тела прекращается. Однако вблизи абсолютного нуля классическая физика неприменима. Там существенно проявляются *квантовые свойства вещества*. Поведение электронного и всякого газа из фермионов подчиняется квантовой статистике Ферми — Дирака. Рассмотрим поведение идеального ферми-газа в простейшем случае, когда абсолютная температура равна нулю. Нас будет интересовать в первую очередь электронный газ.

Пусть n — общее число частиц в единице объема газа. Найдем число частиц dn в единице объема с импульсами между p и $p + dp$. Число квантовых состояний в указанном интервале равно объему $4\pi p^2 dp$, приходящемуся на этот интервал импульсного пространства, деленному на объем од-

ной квантовой ячейки h^3. При абсолютном нуле заполняются все низшие квантовые состояния, а все высшие остаются свободными. При этом, согласно принципу Паули, в каждом заполненном состоянии могут находиться два фермиона с противоположно направленными спинами. Таким образом, распределение числа частиц по заполненному пространству импульсов определяется формулой

$$dn = 2\cdot(4\pi p^2 dp/h^3). \tag{102.15}$$

Согласно условию нормировки

$$\int dn = 8\pi p_F^3/3h^3 = n, \tag{102.16}$$

где p_F — максимальное значение импульса, которое может принимать частица при заданном n. Это значение называется *границей Ферми*. Таким образом,

$$p_F = \sqrt[3]{3/8\pi}\, hn^{1/3} = 3{,}28\cdot 10^{-27} n^{1/3}. \tag{102.17}$$

Уравнение (102.15) и даст распределение ферми-частиц в импульсном пространстве. В него не входит температура. Это и понятно, так как оно описывает распределение частиц в импульсном пространстве при абсолютном нуле температуры и в его ближайшей окрестности. Соответствующее состояние ферми-газа называется *вырожденным*. Таким образом, в вырожденном состоянии ферми-газа существует только один независимый макроскопический параметр, например плотность, которым определяются и все остальные параметры.

Граничная энергия $\mathscr{E}_F$, т. е. энергия, соответствующая импульсу $p = p_F$, связана с концентрацией газа соотношением

$$\begin{aligned} \mathscr{E}_F &= \frac{p_F^2}{2m} = \left(\sqrt[3]{\frac{3}{8\pi}}\right)^2 \frac{h^2}{2m} n^{2/3} \quad \text{при} \quad \mathscr{E}_F \ll mc^2, \\ \mathscr{E}_F &= cp_F = \sqrt[3]{\frac{3}{8\pi}}\, hcn^{1/3} \quad \text{при} \quad \mathscr{E}_F \gg mc^2. \end{aligned} \tag{102.18}$$

Для электронного газа

$$\begin{aligned} \mathscr{E}_F &= 0{,}584\cdot 10^{-26}\ n^{2/3}\ \text{эрг} = 3{,}65\cdot 10^{-21}\ n^{2/3}\ \text{МэВ при } \mathscr{E}_F \ll mc^2, \\ \mathscr{E}_F &= 9{,}78\cdot 10^{-17}\ n^{1/3}\ \text{эрг} = 0{,}610\cdot 10^{-10}\ n^{1/3}\ \text{МэВ при } \mathscr{E}_F \gg mc^2. \end{aligned} \tag{102.19}$$

В ультрарелятивистском случае, когда $mc^2 \ll \mathscr{E}_F$, а потому $\mathscr{E} = pc$, энергия Ферми $\mathscr{E}_F$ выражается формулами (102.18) и (102.19) одинаково для всех частиц, независимо от их массы. То же относится и ко всем другим соотношениям в ультрарелятивистском случае. В нерелятивистском приближении это не так. Так, в этом случае $\mathscr{E}_F$ обратно пропорциональна массе частицы m.

Газ может считаться вырожденным, когда его температура ниже так называемой температуры вырождения $T_{\text{выр}}$. Последняя определяется соотношением

$$kT_{\text{выр}} = \mathscr{E}_F. \tag{102.20}$$

Для электронов в нерелятивистском случае из формулы (102.19) получаем

$$T_{\text{выр}} = 0{,}423n^{2/3} \cdot 10^{-10} \text{ К} \quad (\text{электроны, } \mathscr{E}_F \ll mc^2). \tag{102.21}$$

В ультрарелятивистском случае для всех ферми-частиц (102.19) дает

$$T_{\text{выр}} = 0{,}708n^{1/3} \text{ К} \quad (\mathscr{E}_F \gg mc^2). \tag{102.22}$$

Для свободных электронов в металлах при обычных плотностях $n \sim 10^{22}$ температура вырождения $T_{\text{выр}} \approx 20\,000$ К. При плотностях $\rho \sim 10^6$ г/см^3 $T_{\text{выр}} \approx 2 \cdot 10^8$ К. В случае ультрарелятивистских частиц той же плотности $T_{\text{выр}} \approx 10^9$ К. Приведенные оценки показывают, что при температуре белых карликов электронный газ действительно может считаться вырожденным.

Рассчитаем теперь давление $\mathscr{P}_{\text{газ}}$ ферми-газа. В нерелятивистском случае

$$\mathscr{P}_{\text{газ}} = \frac{1}{3} nm\overline{v^2} = \frac{n\overline{p^2}}{3m} = \frac{1}{3m}\int_0^{p_F} p^2 dm = \frac{h^2}{15m} \cdot \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{5/3} n^{5/3} \qquad \left(\mathscr{E}_F \ll mc^2\right). \tag{102.23}$$

Здесь давление газа при заданной концентрации частиц n обратно пропорционально массе частицы m. Поэтому давлением газа нуклонов можно пренебречь по сравнению с давлением электронного газа. В релятивистском случае точное вычисление давления газа потребовало бы знания функции распределения не только при $p \ll p_F$, но и во всем интервале изменения импульсов. Такое вычисление довольно громоздко, и мы его приводить не будем. Ограничимся ультрарелятивистским случаем, где все значительно упрощается. В пренебрежении энергией покоя связь между энергией и импульсом частицы принимает вид $\mathscr{E} = pc$, т. е. такой же, как и для фотона. Поэтому можно воспользоваться результатом вычисления давления для фотонного газа (см. т. II, § 61). Когда $\mathscr{E} \gg mc^2$, можно принять приближенно, что все частицы ультрарелятивистские. Тогда

$$\mathscr{P}_{\text{газ}} \approx \frac{1}{3} n\mathscr{E}_F = \frac{1}{3} ncp_F = \sqrt[3]{\frac{1}{72\pi}}\, hcn^{4/3} \quad \left(\mathscr{E}_F \geqslant mc^2\right). \tag{102.24}$$

Плотность газа $\rho = n_N m_N$, где n_N и m_N — концентрация и масса нуклонов, так как массой электронов можно пренебречь. Если μ — число нуклонов, приходящееся на один электрон, то $n_N = \mu n_e$, где n_e — концентрация электронов. Таким образом,

$$n_e \approx \rho/\mu m_N. \tag{102.25}$$

Для водородной плазмы $\mu = 1$. Если же вещество состоит из относительно легких ядер, то $N = Z$, а потому $\mu = 2$. Для вырожденного электронного газа легко получить

$$\begin{aligned} \mathscr{P}_{\text{газ}} &= 10^7(\rho/\mu)^{5/3} \text{ дин/см}^2 \qquad (\mathscr{E}_F \ll mc^2), \\ \mathscr{P}_{\text{газ}} &= 1{,}2 \cdot 10^9(\rho/\mu)^{4/3} \text{ дин/см}^2 \qquad (\mathscr{E}_F \gg mc^2). \end{aligned} \tag{102.26}$$

При $\mathscr{E}_F = mc^2$ плотность вырожденного электронного газа $\rho \approx 2 \times 10^6$ г/см^3. Для ориентировки укажем, что при $\rho \approx 10^7$ г/см^3 давление вырожденного электронного газа $\mathscr{P}_{газ} \approx 10^{12}$ атм ($\mu \approx 2$).

§ 103. Космические лучи

1. Начало изучения космических лучей относится к августу 1912 г., когда австрийский физик Гесс (1883—1964) поднялся с электроскопами на воздушном шаре для исследования ионизации воздуха. О степени ионизации он судил по скорости разряда электроскопов. Чтобы чувствительность электроскопов не менялась с высотой, они были герметизированы, так что плотность воздуха в них оставалась постоянной. Еще до Гесса аналогичные опыты производились Гоккелем, поднимавшимся на высоту 4000 м над уровнем моря. Но результаты его опытов были сомнительны и подверглись критике, так как он применял прибор, давление воздуха внутри которого изменялось при изменении наружного давления, а поправок на это он не вводил. Для того чтобы выяснить, насколько обоснованной была эта критика, Гесс, наряду с герметизированными электроскопами, захватил и негерметизированный электроскоп.

Еще к 1902 г. было установлено, что сухой воздух в герметически закрытом сосуде всегда слабо ионизован, даже после того, как совершенно распались газообразные радиоактивные вещества, содержащиеся в нем в ничтожных количествах. Если окружить сосуд свинцовой оболочкой с толщиной стенок около 2—3 см для защиты его от внешнего ионизующего излучения, то ионизация значительно уменьшается, но не исчезает полностью. Это заставляет предположить, что источники излучения, вызывающего ионизацию, находятся вне сосуда, в котором заключен воздух.

Наряду с другими предположениями было высказано и предположение, что ионизация вызывается излучением радиоактивных веществ, всегда имеющихся в небольших количествах в почве, горных породах, воде и пр. Если бы это было так, то ионизация воздуха убывала бы с высотой.

Для проверки этого заключения Гесс и совершил свой полет на воздушном шаре. Он обнаружил, что при подъеме на первоначальные 600 м над уровнем моря ионизация воздуха действительно убывала, хотя и медленнее, чем это ожидалось. Но начиная с высоты 600 м она стала возрастать — сначала медленно, а затем все быстрее и быстрее. На высоте 4800 м ионизация стала примерно в четыре раза больше, чем на уровне моря. Гесс пришел к заключению, что результаты его наблюдений лучше всего объясняются предположением, что на границу земной атмосферы из мирового пространства падает излучение очень большой проникающей способности.

Кольхерстер (1887—1946), многократно поднимавшийся на воздушных шарах, и другие ученые в опытах с электроскопами и ионизационными камерами подтвердили результаты наблюдений Гесса и обнаружили дальнейшее увеличение ионизации воздуха с высотой. На высоте 8400 м ионизация оказалась приблизительно в 10 раз больше, чем над уровнем моря. Тем самым было подтверждено и предположение Гесса о внеземном происхождении ионизующего излучения. Окончательно справедливость этого предположения была к концу 1926 г. доказана Милликеном (1868—1953), осуществившим в 1923—1926 г. серию опытов по поглощению такого ионизующего излучения. Падающее на Землю проникающее излучение, приходящее из космоса, было названо *космическими лучами*.

Дальнейшие опыты с запускаемыми на высоту шарами-зондами показали, что интенсивность потока космических лучей возрастает лишь до высоты около 20 км над уровнем моря. На этой высоте она достигает максимума, а при дальнейшем подъеме снижается. Это связано с тем, что падающее на Землю космическое излучение взаимодействует с атмосферой, образуя множество вторичных частиц, о чем будет сказано в дальнейшем.

В дальнейшем, за немногими исключениями, мы опустим исторические и экспериментальные подробности, а ограничимся весьма кратким сообщением важнейших результатов из обширнейшей области физики космических лучей.

2. При исследовании природы космических лучей громадную роль сыграли методы регистрации заряженных ионизующих частиц с помощью камеры Вильсона, счетчиков Гейгера — Мюллера и толстослойных фотографических эмульсий. Последний метод, разработанный в середине 40-х годов, аналогичен методу камеры Вильсона. Заряженные ионизующие частицы, проходя через слой фотоэмульсии, сталкиваются с зернами бромистого серебра и взаимодействуют с ними, в результате чего в эмульсии возникает «скрытое изображение». После проявления в тех местах, через которые пролетели ионизующие частицы, в зернах восстанавливается металлическое серебро. При рассматривании в микроскоп в поле зрения видны траектории отдельных частиц, отмеченные темными зернами серебра.

Отметим, что начиная с 1924 г. Д. В. Скобельцын (р. 1892) провел длинный ряд важных исследований с камерой Вильсона, помещенной в сильное магнитное поле H. Траектория заряженной частицы в магнитном поле искривляется, но если поле постоянно, то ее кинетическая энергия, а с ней и релятивистская масса остаются постоянными. Если частица движется перпендикулярно к магнитному полю, то, приравнивая центробежную силу pv/R лоренцевой силе $(Ze/c)vH$, получаем

$$cp = ZeHR, \qquad (103.1)$$

где Ze — заряд частицы, p — ее импульс, а R — радиус кривизны ее траектории. Произведение HR называется *магнитной жесткостью* частицы. Для ультрарелятивистской частицы кинетическая энергия $\mathscr{E} = pc$. Поэтому с помощью формулы (103.1) можно определить энергию и знак заряда ультрарелятивисткой частицы. Этим методом в 1929 г. Скобельцын нашел в космических лучах отрицательные частицы, энергия которых оказалась значительно больше энергии обычных β-частиц.

Отметим еще идею *схемы совпадений* на электронных лампах, предложенную Росси (р. 1905) и широко использованную им и

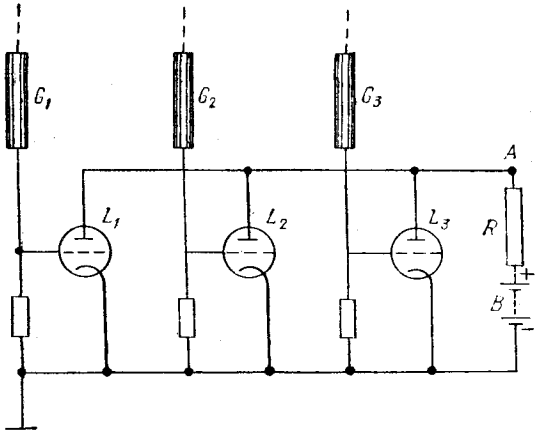


Рис. 175

другими исследователями космических лучей. Эта схема позволяет судить, в каком направлении прошла ионизующая частица, если только она заряжена. Схема совпадений содержит два или больше расположенных вдоль одной прямой счетчиков Гейгера — Мюллера G_1, G_2, G_3, ..., которые соединены с электронными лампами L_1, L_2, L_3, ..., как показано на рис. 175. Пока в счетчиках не произошел разряд, ток от положительного полюса батареи B, питающей лампы, через сопротивление R и электронные лампы проходит в землю. Если сопротивление R очень велико, то на нем происходит большое падение напряжения, так что потенциал в точке A будет близок к потенциалу земли. Когда в один из счетчиков попадает ионизующая частица, она вызывает в нем электрический заряд, на сетку лампы, соединенной с этим счетчиком, поступает отрицательный импульс напряжения, так что эта лампа перестает пропускать ток. Однако лампы, соединенные с остальными счетчиками, в которых разряд не произошел, продолжают пропускать ток. При достаточно большом сопротивлении R ток на землю изменится очень мало. То же самое будет происходить, если частица пройдет через несколько, но не

через все счетчики. Но положение изменится, если она пройдет одновременно через все счетчики. Тогда все лампы окажутся запертыми, и ток на землю прекратится. В результате потенциал в точке A резко возрастет до потенциала на положительном полюсе батареи. Это скачкообразное изменение потенциала в точке A можно измерить вольтметром или зафиксировать каким-либо другим прибором. Срабатывание этого прибора свидетельствует о том, что ионизующая частица прошла через все счетчики установки. После срабатывания схемы заряды в счетчиках Гейгера — Мюллера затухают, положительные заряды с сеток электронных ламп стекают в землю, и схема вновь готова для регистрации частиц. В схеме Росси лампы можно заменить транзисторами.

Конечно, схема Росси и аналогичные ей схемы могут регистрировать не только события, вызываемые одной частицей, проходящей через все счетчики, но и такие события, которые вызываются частицами, проходящими друг за другом через слишком короткие промежутки времени. Чтобы этого не произошло, эти промежутки должны быть больше *разрешающего времени схемы*, определяющегося главным образом временем зажигания разряда в счетчиках Гейгера — Мюллера. Разрешающее время схемы Росси порядка микросекунды. Разработаны схемы совпадений, аналогичные схеме Росси, характеризующиеся меньшими разрешающими временами.

3. Космические лучи разделяются на *первичные* и *вторичные*. Первичные космические лучи падают на Землю из космоса. Проходя через толстый слой земной атмосферы (около 1000 г/см^2), они претерпевают сложную цепь превращений, в результате чего возникает новое излучение, которое и называется вторичными космическими лучами. По своему составу вторичные космические лучи не имеют ничего общего с первичными.

В околоземном космическом пространстве первичное космическое излучение состоит из *галактического космического излучения* и *солнечного космического излучения*. Первое приходит из удаленных объектов нашей звездной системы — Галактики — и других галактик, второе — от Солнца. Рассмотрим сначала первичное галактическое излучение.

Природа первичного космического излучения длительное время оставалась неясной. Только начиная с 40-х годов окончательно было установлено, что первичные космические лучи состоят из ядер тех же химических элементов, которые входят и в состав Земли, главным образом из ядер водорода. Частицы космических лучей обладают громадными кинетическими энергиями по сравнению с частицами обычного вещества, даже нагретого до миллиардов кельвинов. Энергии самых быстрых частиц космических лучей столь велики, что они в этом отношении долго будут оставаться вне конкуренции с самыми быстрыми частицами, ускоряе-

мыми на современных ускорителях. Основная масса первичных космических лучей имеет энергии от 10^9 эВ (1 ГэВ) и выше, что в десятки тысяч раз превышает тепловую энергию частиц в самых горячих частях Вселенной. Отсюда следует, что энергия частиц космического излучения имеет нетепловое происхождение.

4. Что первичное космическое излучение, по крайней мере частично, состоит из заряженных частиц — это подтверждается *геомагнитными явлениями*. К ним относится, во-первых, *широтный эффект* — зависимость интенсивности I космических лучей от геомагнитной широты места. Отвлечемся ради простоты от действия магнитного поля Солнца (оно будет учтено в пункте 9) и примем во внимание только магнитное поле Земли H. Сила Лоренца $(e/c)[vH]$ перпендикулярна к магнитному полю и к скорости частицы. Если космическая частица приближается к геомагнитному полюсу, двигаясь вдоль H, то сила Лоренца обращается в нуль. В этом случае Земли могут достигнуть частицы любой энергии. Если же частица приближается к Земле в плоскости геомагнитного экватора, то сила Лоренца максимальна. Она изгибает траекторию частицы. Земли могут достигнуть только частицы, энергии которых больше некоторой определенной величины. Если же энергия меньше, то частица не достигнет Земли, а отразится ее магнитным полем. Достаточно медленные частицы будут отражаться и на других геомагнитных широтах. Количественно широтный эффект характеризуется величиной $I_{90^\circ} - I_{0^\circ})/I_{90^\circ}$. Измерения показали, что эта величина на уровне моря составляет около 10 %, а на высоте 10 км — около 36 %.

Во-вторых, к геомагнитным явлениям относится *долготный эффект*. Так называют изменение интенсивности космических лучей при смещении вдоль одной и той же параллели. Магнитное поле Земли в первом приближении можно моделировать с помощью магнитного диполя с магнитным моментом $8{,}1 \times \times 10^{25}$ Гс $\cdot$ см^3, наклоненным под углом 11,5° к земной оси. Однако такой диполь надо поместить не в центре Земли, а сместить от него перпендикулярно к земной оси приблизительно на 342 км. Вследствие этого, а также небольшого отличия магнитного поля Земли от поля диполя это поле немного меняется вдоль параллели. С этим и связан долготный эффект. На уровне моря интенсивность космических лучей на одной и той же параллели отклоняется от среднего значения на несколько процентов.

Наконец, в-третьих, наблюдается *асимметрия в направлении космических лучей*, приходящих на Землю. Она проявляется в зависимости интенсивности космических лучей от ориентации регистрирующего прибора относительно стран света. С запада приходит больше космических частиц, чем с востока. Количественно восточно-западная асимметрия характеризуется величи-

ной $2(I_з - I_в)/(I_з + I_в)$, т. е. отношением разности интенсивностей космических лучей, приходящих соответственно с запада и востока, к их полусумме. На больших высотах эта величина составляет около 0,5.

Опуская строгое и сложное рассмотрение вопроса, для уяснения причины восточно-западной асимметрии ограничимся частным случаем, когда заряженная космическая частица движется к Земле в плоскости ее геомагнитного экватора. На рис. 176, *а*

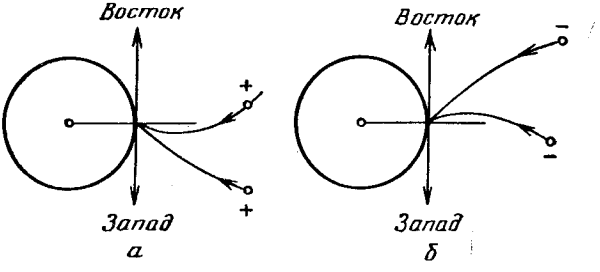


Рис. 176

и 176, *б* представлен этот случай для положительно и отрицательно заряженных частиц. Предполагается, что магнитное поле перпендикулярно к плоскости рисунка и направлено к читателю. Траектория положительной частицы загибается магнитным полем к востоку, т. е. к скорости такой частицы добавляется слагающая, направленная на восток. Если, как это установлено, вдали от Солнечной системы интенсивность космических лучей изотропна в пространстве, то бóльшая часть первичных положительных частиц, достигающих Земли, будет двигаться в направлении с запада на восток, а не в противоположном направлении. Для отрицательных частиц положение будет обратным. Из фактически наблюдаемой восточно-западной асимметрии был сделан вывод, что в *первичных космических лучах бóльшая часть частиц заряжена положительно.*

Существуют и другие геомагнитные явления, о которых будет сказано ниже.

5. Исследования космических лучей производились с разнообразными детекторами в сочетании с фильтрами (из свинца, железа, углерода, парафина и пр.). Они производились на поверхности и в грунте Земли (от поверхности моря до глубин около 3 км), в верхних слоях атмосферы, в космическом пространстве около Земли и далеко за ее пределами.

Наиболее подробные данные о составе первичных космических лучей получены для частиц с энергией, большей 2,5 ГэВ на нуклон. Они получены главным образом из измерений в ядерных эмульсиях, поднимавшихся на шарах-зондах в верхние слои ат-

мосферы. Эти данные приведены в табл. 22. В ней указаны интенсивности первичных космических лучей для различных частиц с энергией, большей 2,5 ГэВ на нуклон, т. е. число частиц заданных энергий, проходящих через единичную площадку нормально к ней, отнесенное к единице телесного угла. Если космические лучи распределены изотропно в пространстве, то для получения полного потока первичных космических частиц указанных энергий через единичную площадку приведенные данные

Таблица 22

Состав космических лучей с энергиями, большими 2,5 Гэв на нуклон

Группа	Частицы, входящие в группу	Заряд ядра	Средняя атомная масса	Число частиц $\frac{}{м^2 \cdot с \cdot ср}$	Число ядер на 10 тыс. протонов	
					в космических лучах	в среднем во Вселенной
p	Протоны	1	1	1300	10 000	10 000
α	Ядра гелия	2	4	94	720	1 600
L	«Легкие» ядра	3—5	10	2,0	15	10^{-4}
M	«Средние» ядра	6—9	14	6,7	52	14
H	«Тяжелые» ядра	$\geqslant 10$	31	2,0	15	6
VH	«Очень тяжелые» ядра	$\geqslant 20$	51	0,5	4	0,06
SH	«Самые тяжелые» ядра	>30	100	$\sim 10^{-4}$	10^{-3}	$7 \cdot 10^{-5}$
e	Электроны и позитроны	1	$\frac{1}{1836}$	13	100	10 000
				1418	10 900	21 620

надо умножить на π. Таким путем находим, что поток частиц около Земли у границы атмосферы равен 0,45 $с^{-1} \cdot см^{-2}$. Если учесть также все частицы с меньшими энергиями, то для полного потока первичных частиц в том же месте получится 1 $с^{-1} \cdot см^{-2}$.

Из табл. 22 видно, что в первичных космических лучах представлено больше всего протонов (92 %), затем идут α-частицы (6,6 %). Более тяжелых ядер (главным образом C, N, O) около 0,8 %. Одним из аргументов в пользу того, что тяжелые ядра принадлежат к первичным, а не к вторичным космическим лучам, может служить то обстоятельство, что заряды тяжелых ядер больше зарядов ядер атмосферных газов. Поэтому тяжелые ядра не могут возникать под действием первичных космических лучей. Средняя энергия, приходящаяся на один нуклон, приблизительно одинакова для всех ядер. Поэтому многозарядные ядра (т. е. ядра с $Z > 1$) несут заметную долю (около 1/2) полной энергии первичных космических лучей.

Наряду с протонами и ядрами в космических лучах содержится незначительное количество электронов и позитронов (около 1 %) и γ-квантов (около 0,01 % при энергиях, больших 100 МэВ). Несомненно, имеются и нейтрино, но при настоящем уровне науки нет способов их детектировать в космических лучах. Присутствие мезонов и нейтронов в первичных космических лучах исключено, поскольку эти частицы нестабильны и должны распадаться на пути к Земле.

6. В последних двух столбцах табл. 22 сравнивается среднее относительное содержание различных частиц в космических лучах с естественным содержанием их во Вселенной, полученным из данных о составе земной коры, метеоритов, атмосферы Солнца и звезд. В космических лучах значительно больше «очень тяжелых» и «самых тяжелых» ядер, чем в среднем во Вселенной. В особенности такое преобладание наблюдается для ядер группы L, в которую входят литий, бериллий и бор. В космических лучах среднее относительное содержание ядер этой группы примерно в 100 тысяч раз больше, чем в среднем во Вселенной.

Аномально высокое содержание в космических лучах ядер группы L по сравнению с их средним содержанием во Вселенной делает невероятным предположение, что эти ядра имеются в достаточных количествах уже в самих источниках космических лучей. Более вероятна гипотеза, что они образуются при столкновениях тяжелых космических частиц с ядрами межзвездного газа. При таких столкновениях тяжелые ядра могут расщепляться на части (процесс *фрагментации*), в результате чего и образуются ядра группы L. Можно предположить, что это основной и даже практически единственный способ образования в космических лучах указанных ядер. Если эта гипотеза верна, то можно оценить, какой средний путь проходит космическая частица, порожденная источником, от места ее образования до Земли — вопрос, очень важный для решения проблемы происхождения первичных космических лучей.

Для решения этого вопроса рассмотрим в космическом газе однородный параллельный пучок тяжелых космических частиц, т. е. частиц, масса которых больше массы ядер группы L. Направление распространения этого пучка примем за ось X. При выходе из источника первоначально пучок состоит только из тяжелых частиц. Из-за столкновения их с ядрами галактического газа образуются легкие ядра группы L, благодаря чему интенсивность I рассматриваемого пучка тяжелых частиц будет убывать. Допустим, что это единственный механизм убывания интенсивности пучка. Обозначим через σ среднее эффективное сечение столкновения тяжелой частицы с атомным ядром галактического газа и притом такое, при котором образуются легкие ядра группы L. Тогда процесс ослабления интенсивности I_x потока

тяжелых ядер будет описываться уравнением

$$dI_т/dx = -\sigma N I_т,$$

где N — число атомных ядер галактического газа в единице объема. Считая для простоты это число постоянным, получим

$$I_т = I_{то} e^{-\sigma N x}. \qquad (103.2)$$

Введем упрощающее предположение, что при каждом исчезновении тяжелой частицы рождается только одна легкая частица группы L. Если бы легкие частицы двигались также в направлении пучка, то образовался бы поток легких частиц с интенсивностью

$$I_л = I_{то} - I_т = I_т(e^{\sigma N x} - 1).$$

Тогда отношение концентраций легких и тяжелых частиц в космических лучах было бы равно

$$n_л/n_т = I_л/I_т = e^{\sigma N x} - 1. \qquad (103.3)$$

В действительности полученное выражение справедливо независимо от введенного ранее предположения относительно направления. А этот путь может значительно отличаться от прямолинейного.

Как видно из табл. 22, $n_л/n_т = 15/(52 + 15 + 4) = 0{,}21 \approx 1/5$. Благодаря малости этого отношения можно ограничиться линейным приближением

$$n_л/n_т = \sigma N x, \qquad (103.4)$$

$$x = (1/\sigma N)\, n_л/n_т = (1/5)\,(1/\sigma N). \qquad (103.5)$$

Допустим, что источник космических лучей находится в Галактике. Для средней концентрации газа в Галактике можно принять $N \approx 1$ см$^{-3}$, а для среднего эффективного сечения $\sigma \approx \approx 10^{-26}$ см^2. При таких значениях получается

$$x \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ см}.$$

Скорость космической частицы незначительно отличается от скорости света c. Поэтому время движения частицы от источника до Земли $\tau \approx (2 \cdot 10^{25}) : (3 \cdot 10^{10}) \approx 0{,}7 \cdot 10^{15}$ с $\approx 2 \cdot 10^7$ лет.

7. По-видимому, найденные значения x и τ несколько занижены. Одна из причин этого состоит в том, что Галактика имеет форму диска диаметром $D_{гал} \approx 25$ кпс $= 7{,}7 \cdot 10^{22}$ см и толщиной

2 кпс, который окружен гало, т. е. заполненной космическим веществом сферой диаметром 30 кпс. Плотность галактического газа в гало примерно в 10 раз меньше, чем в галактическом диске. Наличие гало несколько снижает величину N и завышает значения x и τ. Наиболее вероятными считаются значения $x \approx 10^{26}$ см, $\tau \approx 10^8$ лет. Значение x примерно в 1000 раз превышает диаметр галактического диска. Это не противоречит использованному нами (но не доказанному) предположению, что источник космических лучей находится в пределах нашей Галактики. Дело в том, что космическая частица при своем движении подвергается действию хаотически меняющихся в пространстве галактических магнитных полей, искривляющих ее траекторию. Последняя не прямолинейна, а имеет довольно запутанный вид: блуждание космической частицы в Галактике напоминает броуновское движение в гигантских масштабах.

В процессе длительного блуждания космических частиц в хаотически меняющихся галактических магнитных полях стирается всякая пространственная и временная выделенность источников галактических космических лучей по отношению к Земле. С этим, по-видимому, и связана наблюдаемая высокая изотропия галактических космических лучей, т. е. однородность распределения направлений их движения в пространстве, установленная с точностью до 0,1 %. С этим же связано и высокое постоянство их интенсивности во времени. Конечно, все это справедливо, если исключить искажающее влияние магнитных полей Земли и межпланетного пространства.

Наиболее простой и надежный метод измерения магнитного поля H в Галактике основан на исследовании зеемановского расщепления спектральной линии водорода $\lambda = 21$ см (см. § 66, пункт 4). Таким и другими способами найдено, что средняя напряженность магнитного поля в межзвездном пространстве Галактики равна около $7 \cdot 10^{-6}$ Гс. Этому соответствует средняя плотность магнитной энергии в том же пространстве $H^2/8\pi \approx \approx 1{,}5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см$^3 \approx 1{,}2$ эВ/см^3.

8. Распределение космических лучей по энергиям характеризуется *энергетическим спектром*, который может быть *интегральным* и *дифференциальным*. Интегральным энергетическим спектром $I(\mathscr{E})$ называется поток космических частиц, кинетическая энергия которых превышает $\mathscr{E}$. Его производная по энергии $dI/d\mathscr{E}$, взятая по абсолютной величине, определяет дифференциальный энергетический спектр. Очевидно, это есть поток космических частиц, отнесенный к единичному интервалу энергии.

В интервале энергий 10—10^6 ГэВ интегральный энергетический спектр хорошо аппроксимируется выражением

$$I(\mathscr{E}) \propto \mathscr{E}^{-\gamma}, \qquad (103.6)$$

где γ в среднем равно приблизительно 1,6 — точнее, слабо меняется от 1,4 до 1,8, как показано ниже:

Интервал изменения $\mathscr{E}$, ГэВ	$10—10^4$	$10^4—10^6$	$10^6—10^9$
γ	1,4—1,6	1,6—1,8	1,8—2,2

При энергиях порядка $3 \cdot 10^6$ ГэВ спектр $I(\mathscr{E})$ опускается вниз более круто, претерпевая сравнительно небольшой и плавный излом. Это, возможно, связано с тем, что частицы столь высоких энергий перестают эффективно удерживаться магнитным полем Галактики и начинают заметно уходить в метагалактическое пространство. При $\mathscr{E} \approx 3 \cdot 10^{10}$ ГэВ спектр $I(\mathscr{E})$, по-видимому, становится опять более пологим.

Частиц с энергией $\mathscr{E} \geqslant 10^6$ ГэВ очень мало, а потому они уже не могут регистрироваться с помощью счетчиков или фотоэмульсий. Например, на площадь 1 м^2 частица с энергией $\mathscr{E} > 10^7$ ГэВ попадает в среднем только один раз в год. Такие частицы обнаруживаются только по широким атмосферным ливням (см. пункт 12). Зарегистрированы частицы с энергией порядка 10^{20} эВ $= 10^{11}$ ГэВ $= 12$ Дж. Энергии такой частицы достаточно, чтобы поднять груз массой 1 кг на высоту 1 м. Однако такие частицы встречаются очень редко — на поверхность в 10 км^2 за год в среднем падает не более одной частицы с энергией 10^{20} эВ.

При уменьшении энергии $\mathscr{E}$ начиная примерно с 10 ГэВ рост интенсивности $I(\mathscr{E})$ замедляется и практически совсем прекращается при $\mathscr{E} \leqslant 2$ ГэВ. Магнитное поле Земли приводит к тому, что при таких относительно малых энергиях протоны могут достигать поверхности Земли лишь в высоких широтах (в окрестности полюсов). Но даже и в высоких широтах столь малоэнергичные частицы часто не достигают земной поверхности из-за потерь их энергии в атмосфере. Интенсивность космических лучей при $\mathscr{E} \leqslant 2$ ГэВ нерегулярно меняется во времени, так как они подвержены сильному влиянию магнитного поля, переносимого сгустками солнечной плазмы (так называемым *солнечным ветром*). Эти космические лучи заметно повышают нормальный уровень ионизации воздуха в верхних слоях атмосферы, что делает их непроницаемыми для радиошумов, приходящих из Галактики. Они приводят также к прерыванию радиосвязи на коротких волнах в полярной зоне (см. т. IV, § 87).

9. По энергетическому спектру можно вычислить среднюю плотность энергии космических лучей в межзвездном пространстве нашей Галактики и сравнить ее с тем, что дают другие

источники энергии. В плотность энергии вносят свой вклад:

космические лучи	$1{,}6 \cdot 10^{-12}$ эрг/см^3 = 1,3 эВ/см^3,
турбулентное движение газа	$0{,}5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см^3 = 0,4 эВ/см^3,
магнитное поле	$1{,}5 \cdot 10^{-12}$ эрг/см^3 = 1,25 эВ/см^3,
полное излучение звезд	$0{,}7 \cdot 10^{-12}$ эрг/см^3 = 0,6 эВ/см^3.

Таким образом, в пределах нашей звездной системы — Галактики — полная энергия всех космических лучей сравнима с энергией звездного излучения, энергией теплового и турбулентного движения межзвездного газа, а также с энергией магнитного поля Галактики. По теореме вириала (см. § 100) средняя кинетическая энергия движения межзвездного газа равна половине его потенциальной энергии, взятой со знаком минус. Поэтому в динамике Вселенной, помимо сил тяготения, газового и светового давления, должны приниматься во внимание и сравнимые с ними силы, обусловленные движением частиц космических лучей и создаваемых ими магнитных полей.

10. Подавляющая часть первичных космических лучей приходит к Земле из окружающего галактического пространства. Но небольшая часть космических лучей, преимущественно низких энергий ($\mathscr{E} < 1$ ГэВ), приходит к Земле и от Солнца. Энергетический спектр солнечных космических лучей круто падает в области высоких энергий, так что они вносят заметный вклад только в первичные космические лучи низких энергий. Средний по времени поток энергии солнечных космических лучей у поверхности Земли составляет около $3{,}5 \cdot 10^{-4}$ эрг/(с $\cdot$ см^2), что в 20 раз меньше потока энергии всех космических лучей ($7 \cdot 10^{-3}$ эрг/(с $\times$ $\times$ см^2). Однако во время кратковременных вспышек на Солнце поток солнечных космических лучей может превысить его среднее значение в тысячи раз.

Например, 23 февраля 1956 г. на поверхности Солнца произошла сильная хромосферная вспышка, зарегистрированная на Земле. Спустя несколько минут скорость счета детекторов космических лучей на специальных станциях, расположенных в различных местах Земли, стала быстро возрастать. В течение 15—20 мин скорость счета достигла максимума, затем начала спадать, а через несколько часов снизилась до нормального уровня. Возрастание скорости счета было зарегистрировано не только в высоких широтах, но и вблизи экватора. На этом основании можно заключить, что в пришедших солнечных космических лучах должны содержаться хотя бы в относительно небольшом количестве частицы с энергиями больше 10—20 ГэВ, чтобы преодолеть вблизи экватора отталкивающее действие земного магнитного поля. В последующие годы — примерно раз в год — наблюдалось еще несколько подобных явлений, хотя и менее крупного масштаба.

Солнечные космические лучи сравнительно легко отделить от галактических, так как они появляются эпизодически — во вре-

мя сильных хромосферных вспышек на Солнце. От галактических они отличаются еще составом — в них практически нет ядер легких атомов Li, Be, B, а также ядер тяжелых элементов. В целом химический состав солнечных космических лучей близок к составу атмосферы Солнца.

Солнечная активность проявляется также *в вариации интенсивности* и галактических космических лучей, приходящих на Землю. В результате «магнитных бурь» на Земле, связанных с солнечной активностью, меняется земное магнитное поле, а с ним и интенсивность космических лучей, наблюдаемых на Земле. Это явление наблюдается не только в полярных, но и в экваториальных областях Земли. Например, в период максимальной солнечной активности в 1957—1958 гг. интенсивность космических лучей с энергиями, превышающими 1 ГэВ, была почти втрое меньше, чем в последующий период минимума активности в 1964—1965 гг.

11. Затронем вопрос о происхождении космических лучей, хотя он и очень далек от окончательного решения. Солнце испускает частицы с энергиями в сотни мегаэлектронвольт. Во время солнечных вспышек в межпланетное пространство выбрасываются большие массы ионизованных газов и порождаются, хотя и в малых количествах, частицы с энергиями 10—20 ГэВ. Нельзя ли предположить, что в результате каких-то еще не известных процессов возникают в нужном количестве и частицы более высоких энергий, наблюдаемые в космических лучах? От такой гипотезы следует отказаться. Основным возражением против нее является постоянство интенсивности и изотропия направлений космических лучей в любое время дня и ночи. Главную долю наблюдаемых космических лучей составляют частицы с энергией порядка 10 ГэВ. Если бы такие частицы возникали на Солнце, то они должны были бы приходить на Землю по направлению от него и, следовательно, наблюдались бы только днем, а не ночью. Тем более это заключение относится к частицам больших энергий. Возьмем для примера протон с энергией 10^{15} эВ. Магнитная жесткость HR, вычисленная по формуле (103.1), для такого протона составит $3 \cdot 10^{12}$ Гс · см. Магнитное поле в межпланетном пространстве — порядка нескольких единиц на 10^{-5} Гс. Возьмем ориентировочно $3 \cdot 10^{-5}$ Гс. Тогда радиус кривизны траектории протона будет порядка 10^{17} см, что примерно в 6500 раз больше радиуса земной орбиты. Напряженность земного магнитного поля равна 0,5 Гс. В нем радиус кривизны меньше $6 \cdot 10^{12}$ см, но и эта величина все же в 10 000 раз больше радиуса Земли.

Можно предположить, что источниками космических лучей являются звезды. Однако такие источники не могли бы создать необходимую энергию космических лучей в Галактике, если бы они были обыкновенными нормальными звездами. Действительно, объем Галактики 10^{67} см^3, средняя плотность энергии косми-

ческих лучей в Галактике $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ эрг/см^3, а полная энергия космических лучей в ней 10^{55} эрг. Мощность излучения солнечных космических лучей 10^{24} эрг/с. Если предположить, что со времени образования Солнца ($5 \cdot 10^9$ лет) оно излучало космические лучи равномерно, а это излучение целиком удерживалось магнитными полями в Галактике, то энергия солнечных космических лучей в объеме Галактики составляла бы 10^{40} эрг. Если бы все звезды Галактики в среднем излучали энергию космических лучей так же, как Солнце, то полная энергия космических лучей в Галактике была бы равна 10^{51} эрг, что в 10 000 раз меньше требуемой.

Поэтому естественно предположить, что основная масса космических лучей возникает при взрывах сверхновых. При взрыве сверхновой освобождается энергия, сравнимая с собственной энергией Солнца:

$$M_\odot c^2 = 2 \cdot 10^{33} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 1{,}8 \cdot 10^{53} \text{ эрг}.$$

Известная часть этой энергии уносится космическими лучами. Взрывы сверхновых, по-видимому, в состоянии обеспечить необходимую плотность энергии космических лучей в Галактике.

Считается маловероятным, что основная часть космических лучей имеет метагалактическое происхождение, т. е. приходит в Солнечную систему от удаленных галактик, лежащих за пределами нашей Галактики. Космические лучи «блуждают» в Галактике, отклоняясь галактическими магнитными полями. Их движение в Галактике имеет характер диффузии. За время существования Вселенной (10^{10} лет) за пределы Галактики продиффундирует или может вступить в нее извне лишь сравнительно небольшая часть космических частиц. Это могут сделать только частицы очень высоких энергий, которые почти не отклоняются галактическими магнитными полями. Но таких частиц в Галактике и за ее пределами относительно мало. Для космических частиц, энергии которых заполняют практически весь энергетический спектр, указанные эффекты не играют существенной роли. Подавляющая часть света (за исключением света от Солнца, планет и их спутников) приходит к Земле от звезд нашей Галактики. На долю Метагалактики приходится лишь незначительная часть. По-видимому, это справедливо и для космических лучей. Если это так, то космические лучи, приходящие на Землю, в основном должны возникать в пределах нашей Галактики.

Если даже справедлива гипотеза, что источниками космических лучей являются сверхновые нашей Галактики, то еще остается открытым вопрос о механизме ускорения заряженных частиц до тех громадных энергий, которые характерны для космических лучей. Вопрос этот не может считаться решенным. Одна из гипотез была предложена Ферми, который предполо-

жил, что при взрывах сверхновых образуются протяженные намагниченные облака плазмы. Не только плазма в облаках совершает сложное турбулентное движение, но и сами облака движутся с громадными скоростями. Заряженные частицы могут сталкиваться с такими облаками и отражаться от них. Если частица движется навстречу облаку, то при отражении ее энергия увеличивается; если она движется в ту же сторону, что и облако, то энергия уменьшается. При хаотическом движении облаков преобладают встречные столкновения, так что в среднем происходит увеличение кинетической энергии частиц.

12. До сих пор речь шла о первичных космических лучах, главным образом галактических. Теперь коротко рассмотрим *вторичные космические лучи.* Они возникают в земной атмосфере в длинной и разветвленной цепи превращений, вызываемых первичными космическими лучами. Исходным звеном такой цепи является взаимодействие космической частицы с ядрами атомов воздуха. Ядро-мишень при этом, как правило, распадается на протоны и нейтроны. Распадается и первичная частица, если она была сложной. Образующиеся при этом протоны в дальнейшем ведут себя так же, как и первичные протоны.

Количественно прохождение частицы в веществе удобно характеризовать средним пробегом ее λ до взаимодействия с ядром среды. Средний пробег λ принято выражать количеством вещества в граммах в столбе вещества площадью в 1 см^2 и высотой, равной длине пути, проходимой частицей до взаимодействия. В тех же массовых единицах удобно выражать вообще путь частицы в веществе. Ослабление интенсивности I пучка частиц в веществе при прохождении пути x выражается формулой

$$I = I_0 e^{-x/\lambda}. \qquad (103.7)$$

Так, толщина земной атмосферы в этих единицах составляет около 1000 г/см^2. Для протонов $\lambda = 70$ г/см^2, для α-частиц $\lambda = 25$ г/см^2, для более тяжелых ядер λ еще меньше. Отсюда видно, что вероятность достижения частицей земной поверхности исключительно мала. Так, для протона она равна $e^{-1000/70} \sim \sim 10^{-7}$. Из 10 миллионов первичных протонов в среднем только один достигнет земли. Небольшое количество первичных протонов можно наблюдать лишь на высоких горах. Для наблюдения более тяжелых первичных ядер уже необходимо поднимать приборы в верхние слои атмосферы или в космос.

При столкновении с ядром протон теряет в среднем 30—50 % первоначальной энергии. Основная часть первичных космических лучей со средней энергией 10 ГэВ сначала теряет энергию на рождение новых частиц при столкновении с ядрами, а затем энергия идет на ионизацию атомов воздуха. Лишь протоны с первоначальной энергией в несколько сот гигаэлектронвольт и выше могут достигнуть поверхности земли. Когда энер-

гия первичной частицы уменьшится примерно до 100 МэВ, дальнейшее рождение новых частиц становится маловероятным.

Процесс столкновения протона с атомным ядром схематически изображен на рис. 177. В ядерном столкновении образуются заряженные пионы $\pi^{\pm}$ и нейтральный пион π^0. Образуются также пары протон-антипротон и нестабильные частицы: K-мезоны и гипероны, но основную роль в дальнейших процессах играют пионы.

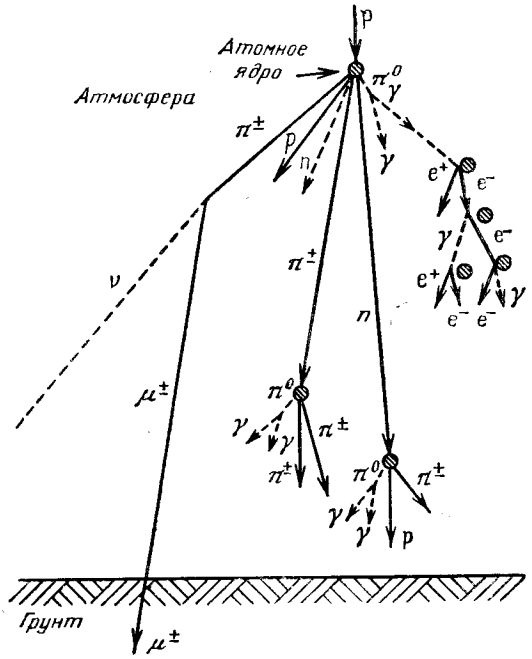


Рис. 177

Заряженные пионы, распадающиеся сравнительно медленно (за время в среднем $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ с), успевают частично провзаимодействовать с другими ядрами воздуха и вызвать такие же ядерные процессы, как и первичные частицы. Другая часть заряженных пионов, не успев провзаимодействовать, распадается на мюоны ($\mu^{\pm}$) и нейтрино. Нейтрино, как очень слабо взаимодействующие частицы, уходят, пронизывая не только атмосферу, но и весь земной шар. Положительный мюон μ^+ распадается по схеме $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \nu_\mu$, отрицательный — по схеме $\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Время жизни мюонов порядка $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с. За это время успевает распасться лишь небольшая часть мюонов. Поэтому они сравнительно легко проходят через атмосферу и поглоща-

ются глубоко под землей. Здесь существенную роль играет релятивистский эффект замедления хода движущихся часов (см. т. IV, § 106, пункт 4). На уровне моря мюоны составляют большую часть «проникающей компоненты» космических лучей.

Теперь проследим судьбу нейтрального пиона π^0. Среднее время жизни его очень короткое ($1{,}8 \cdot 10^{-16}$ с). Поэтому он успевает уйти лишь на ничтожное расстояние от места своего рождения и, как правило, не провзаимодействовав с ядрами атомов воздуха, распадается на два фотона высокой энергии: $\pi^0 \to \gamma + \gamma$. В поле ядра эти фотоны порождают электрон-позитронные пары. Средний пробег γ-фотона в воздухе до рождения электрон-позитронной пары $\lambda \approx 35$ г/см^2. Образовавшиеся электрон и позитрон в процессе тормозного излучения в веществе излучают новые фотоны. Энергия последних еще достаточно высока, чтобы породить новые электрон-позитронные пары. В итоге распад нейтрального пиона высокой энергии приводит к образованию в атмосфере *электронно-фотонного каскадного ливня*. Когда энергия становится меньше 72 МэВ на частицу, главную роль начинают играть не тормозное излучение и рождение пар фотонами, а потери энергии электронов и позитронов на ионизацию, а фотонов — на комптоновское рассеяние. На этом развитие электронно-фотонного каскадного ливня прекращается.

В развитие электронно-фотонного каскадного ливня вносят некоторый вклад нейтральные нионы, образующиеся при распаде других нестабильных частиц — K-мезонов и гиперонов, а также электроны, образующиеся при распаде мюонов.

При энергиях первичной частицы $10^{14} - 10^{15}$ ГэВ и выше каскад, сопровождающийся развитием электронно-фотонных лавин, получил название *широкого атмосферного ливня*. Развитие такого ливня начинается на высоте 20—25 км над уровнем моря. Общее число частиц в широком атмосферном ливне достигает многих миллионов. На уровне моря частицы ливня покрывают площадь до нескольких квадратных километров. Огромное число частиц в ливне позволяет его обнаруживать и изучать с помощью сравнительно небольшого количества счетчиков, размещенных на большой площади. Одновременное срабатывание счетчиков свидетельствует о прохождении широкого атмосферного ливня вторичных частиц, но лишь малая доля их фиксируется счетчиками. В первом приближении можно считать, что на каждую заряженную частицу (в основном электрон и позитрон) приходится 2—3 ГэВ энергии первичной частицы. Подсчет общего числа заряженных частиц в ливне позволяет достаточно точно оценить энергию первичной частицы, вызвавшей ливень. Никакими другими способами это сделать невозможно.

ГЛАВА XVI

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

* *

§ 104. Что такое элементарные частицы

1. В общем курсе о физике элементарных частиц можно дать только предварительные представления. Это касается как экспериментальных методов, так в особенности и теоретических представлений. Этому разделу науки посвящены специальные курсы, в которых излагается как предмет в целом, так и его отдельные части. Наше весьма неполное изложение носит описательный информационный характер и, как правило, не затрагивает теоретические основы изучаемых закономерностей.

Отметим с самого начала, что в физике элементарных частиц вводится ряд понятий с весьма экзотическими названиями: *странность*, *очарование*, *красота* (или *прелесть*), *цвет* и пр. Все эти термины не имеют никакого отношения к тому, в каком смысле они употребляются в обыденной жизни. Это просто какие-то *квантовые числа*, вводимые для описания характеристик элементарных частиц.

2. При введении понятия *элементарных частиц* первоначально предполагалось, что это есть *первичные*, далее *неделимые частицы*, из которых состоит вся материя. Таковыми вплоть до начала XX века считались атомы (слово «атом» в переводе с греческого означает «неделимый»). После того как была установлена сложная структура атомов, они перестали считаться элементарными частицами в указанном смысле слова. Такая же судьба постигла ядро, а затем протон и нейтрон, у которых была установлена внутренняя структура. Открывались новые и новые объекты (*мюоны*, *пионы*, *нейтрино* и пр.), которые могли претендовать на роль элементарных частиц. Для большинства из них эти претензии были отклонены очень быстро. Но и в настоящее время мы с достоверностью не знаем, какие частицы являются действительно элементарными и есть ли вообще элементарные частицы в первоначальном смысле этого слова. *Элементарными частицами сейчас условно называют большую группу мельчайших микрочастиц, не являющихся атомами или атомными ядрами* (за исключением протонов — ядер атома водорода). Общее, что роднит все элементарные частицы, состоит в том, что все они являются специфическими формами материи, не ассоциированной в атомы и атомные ядра.

В настоящее время к «истинно» элементарным принято относить следующие частицы (и их античастицы): 1) *лептоны*

(e, μ, τ и соответствующие им *нейтрино*), 2) *кварки*, 3) *фотоны* и *промежуточные бозоны* $W^{\pm}$, Z^0. Необходимо, однако, заметить, что существуют гипотезы (основанные на наблюдаемой на опыте симметрии между кварками и лептонами в электромагнитных взаимодействиях, а также на идеях Великого объединения сил) о том, что кварки и лептоны сами состоят из более фундаментальных частиц — «преонов». То же относится к $W^{\pm}$-, Z^0-бозонам (у которых предполагается существование дискретных возбужденных состояний). Если разности энергетических уровней велики по сравнению с энергиями, воздействующими на систему, то последняя ведет себя как целая — как элементарная частица.

3. Естественным источником различных частиц высоких энергий являются космические лучи. Не случайно поэтому, что до начала 50-х годов физика элементарных частиц была тесно связана с изучением космических лучей. В настоящее время источниками заряженных частиц высоких энергий являются в основном ускорители. Они в комбинации с детекторами позволяют исследовать процессы, в которых образуются и взаимодействуют различные элементарные частицы в лучших контролируемых условиях. Понятно, почему физику элементарных частиц называют также *физикой высоких энергий*.

Для осуществления взаимодействия на очень малых расстояниях частицы должны обладать очень высокими энергиями. Но в ультрарелятивистской области полная энергия частицы связана с ее импульсом соотношением $\mathscr{E} = pc$, так что соотношение неопределенностей $\Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar$ принимает вид

$$\Delta\mathscr{E} \cdot \Delta x \geqslant \hbar c/2, \tag{104.1}$$

или

$$\Delta\mathscr{E} \geqslant 10^{-14}/\Delta x, \tag{104.2}$$

если энергию выражать в гигаэлектронвольтах, а расстояние Δx — в сантиметрах. Из формулы видно, что для проникновения на расстояние 10^{-16} см требуется энергия, превышающая примерно 100 ГэВ. Именно энергия такого порядка потребовалась, например, для получения промежуточных векторных бозонов $W^{\pm}$ и Z^0.

4. Наиболее характерным свойством элементарных частиц, связанным по современным представлениям с корпускулярно-волновым дуализмом, является их *способность рождаться и взаимопревращаться друг в друга* при столкновениях. При этом полная (релятивистская) энергия сохраняется, т. е. полная энергия всех частиц до столкновения равна полной энергии всех частиц после столкновения. Например, при столкновении движущегося протона с неподвижным протоном может происходить реакция

$$p + p \to p + p + \pi^0,$$

в которой возникает нейтральный пион. Каково необходимое (но недостаточное) условие возможности такой реакции? Масса пиона равна 135 МэВ. Поэтому для осуществления этой реакции кинетическая энергия налетающего протона во всяком случае должна быть не меньше 135 МэВ. На самом деле она должна быть не меньше 290 МэВ, так как в соответствии с законом сохранения импульса часть энергии уносится системой в ее поступательном движении и не участвует в реакции (см. задачу 3 к § 108).

Вторая характерная черта элементарных частиц состоит в том, что подавляющая часть их *нестабильна*. Частицы самопроизвольно распадаются. Среднее время жизни τ частицы в свободном состоянии меняется в широких пределах — от 10^{-24} с до бесконечности (для протона, например, экспериментально установлено, что $\tau > 10^{32}$ лет).

Распад элементарных частиц и их взаимопревращаемость друг в друга ставят под сомнение сам смысл вопроса: «Из чего состоит частица?» Например, при распаде нейтрона ($n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$) возникают новые частицы: протон, электрон и антинейтрино. Но это не означает, что нейтрон состоит из таких частиц. На опыте констатируется только, что эти частицы *рождаются* в результате распада нейтрона. Нейтрон в той же мере элементарен, что и протон. Новые частицы могут рождаться и при распадах и взаимодействиях других частиц. Частицу можно считать сложной, построенной из нескольких других частиц в том случае, когда энергия связи каждой из составляющих частиц много меньше ее энергии покоя. Именно в таком смысле надо понимать утверждение, что атомное ядро состоит из протонов и нейтронов.

5. В § 63 (пункт 9) уже говорилось, что все процессы и явления в природе осуществляются в результате четырех взаимодействий: *сильных*, *электромагнитных*, *слабых* и *гравитационных*. Сравнение интенсивностей этих взаимодействий приобретает определенный смысл только тогда, когда точно указаны условия, при которых происходит сравнение. В § 63 проводилось сравнение при условии, что средние кинетические энергии сталкивающихся частиц порядка 1 ГэВ.

Сильное взаимодействие вызывают процессы, протекающие наиболее быстро по сравнению с другими процессами. Оно обеспечивает и самую сильную связь элементарных частиц. В частности, связь между нуклонами в атомных ядрах обусловлена сильным взаимодействием. Им объясняется исключительная прочность атомных ядер, лежащая в основе стабильности вещества в земных условиях.

Электромагнитное взаимодействие сводится к взаимодействию электрических зарядов (и магнитных моментов) частиц с электромагнитным полем. Процессы, связанные с электромаг-

нитным взаимодействием, протекают значительно менее быстро, чем процессы, вызываемые сильным взаимодействием. Электромагнитное взаимодействие обеспечивает связь электронов в атомах, ионов в кристаллах, атомов в молекулах. Электромагнитное взаимодействие (наряду с тяготением) играет основную роль в окружающем нас макроскопическом мире. Это связано с тем, что радиус действия сильных взаимодействий порядка 10^{-13} см и на больших расстояниях сильное взаимодействие фактически исчезает. Электромагнитное же взаимодействие (и тяготение) характеризуется бесконечным радиусом действия.

Слабое взаимодействие, как показывает само название его, вызывает очень медленно протекающие процессы с элементарными частицами. Хорошей иллюстрацией этого может служить исключительная слабость взаимодействия нейтрино низких энергий с веществом (см. § 74). Ведь нейтрино свойственно одно только слабое взаимодействие. Со слабым взаимодействием связана также относительная медленность распада квазистабильных частиц. Время жизни большинства этих частиц лежит в диапазоне $10^{-8} - 10^{-13}$ с, тогда как время жизни сильно взаимодействующих частиц составляет $10^{-23} - 10^{-24}$ с. Интенсивность слабого взаимодействия растет с энергией (в системе центра масс). При $\mathscr{E} \sim M_W$ слабое взаимодействие сравнивается с электромагнитным.

Гравитационное взаимодействие доминирует в случае больших макроскопических масс (планет, звезд). Но в мире элементарных частиц, ввиду малости их масс, даже на самых малых характерных для них расстояниях порядка 10^{-13} см это взаимодействие ничтожно. В физике элементарных частиц при современном ее состоянии гравитационное взаимодействие не учитывается. Оно, возможно, существенно лишь на расстояниях порядка 10^{-33} см.

§ 105. Классификация элементарных частиц

1. Все частицы (в том числе и неэлементарные частицы и квазичастицы) разделяются на *бозоны* и *фермионы*. Бозонами (или *бозе-частицами*) называются частицы или квазичастицы, обладающие нулевым или целочисленным спином. Бозоны подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна (отсюда и происходит их название). К бозонам относятся: гипотетический *гравитон* (спин 2), *фотон* (спин 1), *промежуточные векторные бозоны* (спин 1), *глюоны* (спин 1), *мезоны* и *мезонные резонансы*, а также *античастицы* всех перечисленных частиц. Частицы или квазичастицы с полуцелым спином называются *фермионами* (или *ферми-частицами*). Для них справедлив принцип Паули, и они подчиняются статистике Ферми — Дирака (отсюда и про-

исходит их название). К фермионам относятся: *лептоны*, все *барионы* и *барионные резонансы*, *кварки* (спин 1/2), а также соответствующие *античастицы*.

2. По времени жизни τ различают *стабильные*, *квазистабильные* и *резонансные частицы*. Последние для краткости называют просто *резонансами*. Резонансными называют частицы, распадающиеся за счет сильного взаимодействия с временем жизни 10^{-23} с. Нестабильные частицы, время жизни которых превышает 10^{-20} с, распадаются за счет электромагнитного или слабого, но не за счет сильного взаимодействия. Эти частицы относят к квазистационарным. Время 10^{-20} с, ничтожное в обыденных масштабах, должно считаться большим, если его сравнивать с ядерным временем. Последнее есть время, требующееся свету на прохождение диаметра ядра (10^{-13} см). Даже за время 10^{-20} с свет успевает пробежать расстояние в $10^3 - 10^4$ нуклонных диаметров. За это время может совершиться еще много внутринуклонных процессов. Вот почему частицы, названные нами квазистабильными, в справочниках называют просто стабильными. Впрочем, абсолютно стабильными частицами являются, по-видимому, только фотон γ, электрон e^-, протон $p(?)$, электронное ν_e, мюонное ν_μ и таонное ν_τ нейтрино и их античастицы — распад всех этих частиц на опыте не зарегистрирован.

Распады могут происходить по сильному, по электромагнитному и по слабому взаимодействию. Наиболее быстро происходят распады по сильному взаимодействию — таковы распады резонансов. Квазистабильные частицы распадаются за счет слабого или электромагнитного взаимодействия. Они стали бы абсолютно устойчивыми, если бы можно было мысленно «выключить» эти взаимодействия, оставив только сильное. Наиболее стабильными резонансами являются частицы J/ψ и Υ, для которых $\tau \approx 10^{-20}$ с. Они относятся к резонансам потому, что у них имеются каналы распада, обусловленные сильным взаимодействием, но эти распады подавлены законами сохранения *очарования* и *красоты* при сильных взаимодействиях (см. § 110, пункты 4, 5).

В силу малости времени жизни τ, резонансы не обладают определенной массой. Это видно из соотношения неопределенностей $\Delta \mathscr{E} \tau \approx \hbar$. Резонансы описываются непрерывным спектром масс. Положение максимума этого спектра и называется массой резонанса. Ширина спектра Γ определяется обычным соотношением $\Gamma \approx \hbar/\tau$. При очень малых временах жизни она бывает сравнима со значением самой массы резонанса. Именно ширина Γ (а не τ) обычно и приводится в таблицах в качестве меры нестабильности резонанса. Так, при $\tau \approx 10^{-23}$ с получаем $\Gamma \approx 100$ МэВ. Поэтому резонансами можно назвать частицы с большой шириной спектра масс $\Gamma \approx 100$ МэВ.

3. Особую группу элементарных частиц составляют фотоны, являющиеся *переносчиками электромагнитного взаимодействия, и родственные им* $W^{\pm}$-, Z^0-*бозоны*, являющиеся *переносчиками слабого взаимодействия*. Эти четыре частицы образуют группу так называемых *переносчиков взаимодействия*. К переносчикам взаимодействия относятся и *глюоны*, а также гипотетические *гравитоны*. Все остальные частицы разделяются на *лептоны* и *адроны*.

Лептонами называются частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях и имеющие спин 1/2. В настоящее время установлено существование шести заряженных лептонов: *электрон* e^-, *позитрон* e^+, *мюоны* $\mu^{\pm}$, *тяжелые лептоны* $\tau^{\pm}$ (*таоны*), и соответствующих им шести нейтральных частиц: *электронное нейтрино* ν_e и *антинейтрино* $\bar{\nu}_e$, *мюонное нейтрино* ν_μ и *антинейтрино* $\bar{\nu}_\mu$, *таонное нейтрино* ν_τ и *антинейтрино* $\bar{\nu}_\tau$. Нейтральные лептоны (нейтрино) не участвуют и в электромагнитных взаимодействиях.

Все лептоны, на современном уровне знания, можно назвать *истинно элементарными частицами*, так как у них в отличие от адронов не обнаружена внутренняя структура. В этом смысле лептоны называются *точечными частицами*.

Мюоны были открыты в космических лучах Андерсоном вместе с Неддермейером в 1937 г. Наличие у мюонов собственного (мюонного) нейтрино было установлено позже — только в начале 60-х годов. τ-лептоны были открыты в 1975 г. в Стэнфорде (США) группой экспериментаторов во главе с Перлом (р. 1927) в опытах со встречными электрон-позитронными пучками. Тау-лептон получается в результате аннигиляции электрона и позитрона ($e^+ + e^- \to \tau^+ + \tau^-$). Масса мюона $m_\mu = 105{,}7$ МэВ, время жизни $\tau = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ с, масса таона $m_\tau \sim 1{,}8$ ГэВ, время жизни $\tau_\tau \sim 5 \cdot 10^{-13}$ с.

Наши сведения о нейтрино очень неполные (см. § 74, пункт 11). Особенно это касается μ- и τ-нейтрино. Даже в отношении электронного нейтрино нельзя категорически утверждать, равна ли масса этой частицы нулю или только очень мала.

4. Адронами называются элементарные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях. Они, как правило, участвуют также и во всех других взаимодействиях — электромагнитном и слабом.

Эти частицы, в основном резонансы, составляют наиболее многочисленную группу элементарных частиц — их насчитывается около 400. Адроны подразделяются на *стабильные* и *квазистабильные адроны* и *резонансы*. В свою очередь стабильные адроны подразделяются на *мезоны* и *барионы*. Теоретические мотивы такого подразделения выяснятся в § 110 (в кварковой модели). В группу резонансов входят мезонные и барионные резонансы.

Мезонами называются нестабильные заряженные или нейтральные адроны, обладающие нулевым или целочисленным спином, а потому принадлежащие к классу бозонов. Сюда относятся π^0- и $\pi^\pm$-мезоны, $K^\pm$-мезоны. Эти мезоны были открыты раньше других. Масса их — промежуточная между массами электрона и протона (отсюда и происходит их название — от греческого слова mesos, что означает «средний, промежуточный»). Позднее были открыты более тяжелые $D^\pm$-, D^0-, $F^\pm$-мезоны, масса которых больше массы протона. Было открыто также много мезонных резонансов, т. е. мезонов с временами жизни порядка 10^{-23} с. Масса некоторых из них также превосходит массу протона. Мюоны μ первоначально назывались μ-мезонами, но они не относятся к классу мезонов, так как имеют спин 1/2 и не участвуют в сильных взаимодействиях.

Барионами и барионными резонансами называются адроны с полуцелым спином и массами, не меньшими массы протона. К ним относятся *нуклоны* (*протоны* и *нейтроны*), *гипероны* и др. Протон и нейтрон — самые легкие барионы. Протон — единственный стабильный барион (см., впрочем, § 108, пункт 4), все остальные барионные резонансы нестабильны и путем последовательных распадов превращаются в нуклоны и легкие частицы: *π-мезоны*, *электроны*, *нейтрино*, *γ-кванты*. (Нейтрон в свободном состоянии — нестабильная частица с временем жизни ~ 16 мин, но в связанном состоянии внутри ядра он стабилен, если ${}^A_Z M < {}^A_{Z+1} M + m_e$, т. е. когда не происходит β^--распада. Если же ${}^A_Z M > {}^A_{Z-1} M + m_e$, то нестабилен протон и происходит позитронный β^+-распад: $p \to n + e^+ + \nu_e$.)

Нестабильные барионы с массами, большими массы нуклона (протона и нейтрона), и большим временем жизни по сравнению с ядерным временем (порядка 10^{-23} с) называются *гиперонами*. Первые гипероны (Λ) были открыты в космических лучах. Детальное изучение их стало возможным после того, как их стали получать на ускорителях заряженных частиц высоких энергий при столкновениях быстрых нуклонов, π- и K-мезонов с нуклонами атомных ядер. Известно несколько типов гиперонов: *лямбда* (Λ^0), *сигма* (Σ^-, Σ^0, Σ^+), *кси* (Ξ^-, Ξ^0), *омега* (Ω^-), Λ_c. Все гипероны имеют спин 1/2, за исключением гиперона Ω^-, спин которого равен 3/2. Таким образом, гипероны, как и все барионы, являются фермионами. Время жизни гиперонов $\tau \sim 10^{-10}$ с (за исключением Σ^0 и Λ_c, для которых τ равно 10^{-19} и 10^{-13} с соответственно). За это время они распадаются на нуклоны и легкие частицы (π-мезоны, электроны, нейтрино, γ-кванты).

В 70-х годах на больших ускорителях были созданы пучки заряженных и нейтральных гиперонов высоких энергий (20—100 ГэВ). Это позволило проверить формулу для релятивистского замедления времени в лучших условиях по сравнению с тем,

как это делалось раньше (см. т. IV, § 106, пункты 4, 5). Если бы не было релятивистского замедления времени, то гипероны от своего рождения до распада пробегали бы путь порядка *см*, т. е. порядка сантиметра или десятков сантиметров. На самом деле этот путь достигает нескольких метров.

Детализация классификации элементарных частиц будет произведена в следующих параграфах по мере надобности. Отличительные признаки лептонов, мезонов и барионов станут более ясными, если при классификации частиц исходить из кварковой модели (см. § 110).

§ 106. Античастицы

1. В микромире каждой *частице* соответствует *античастица*. В некоторых случаях частица совпадает со своей античастицей, т. е. все свойства частицы и античастицы тождественны. В таком случае элементарные частицы называют *истинно нейтральными частицами*. К ним относятся *фотон* γ, π^0*-мезон*, η^0*-мезон*, J/ψ*-мезон*, *ипсилон-частица* Υ. Если же частица и античастица не совпадают, то массы, спины, изотопические спины, времена жизни у частицы и античастицы одинаковы, а прочие характеристики (электрический заряд, магнитный момент, лептонные и барионные заряды, странность, очарование, красота) одинаковы по абсолютной величине, но противоположны по знаку. (Встречающиеся здесь термины будут определены в следующих параграфах.) Так, электрон и протон отличаются от позитрона (антиэлектрона) и антипротона прежде всего знаком электрического заряда. Нейтрон отличается от антинейтрона знаком магнитного момента. Лептонные заряды у лептонов и антилептонов, барионные заряды у барионов и антибарионов противоположны по знаку.

Понятия частицы и античастицы относительны. Что назвать частицей и что античастицей — это вопрос соглашения. Электрон считают частицей, а позитрон — античастицей только потому, что в нашей Вселенной преобладают именно электроны, а позитроны являются более экзотическими объектами. Но, в принципе, с равным успехом частицей можно было бы назвать позитрон, а электрон — античастицей.

2. Первая античастица — *позитрон* (антиэлектрон) была предсказана теоретически Дираком в 1931 г. и обнаружена в 1932 г. Андерсоном (р. 1905). Дирак исходил из предложенного им релятивистского волнового уравнения и принципа Паули. Рассмотрение его теории, по существу, далеко выходит за рамки нашего курса, и мы не будем ее касаться. Отметим только, что теория Дирака в вопросе о частицах и античастицах, во всяком случае, недостаточна. Это видно уже из того, что она

построена для электрона, а он имеет спин 1/2 и относится к фермионам. Античастицами же обладают не только фермионы, но и бозоны. Существование античастиц является более фундаментальным фактом, чем думали сначала. Современная квантовая теория поля решает этот вопрос, но на этом мы останавливаться не можем.

Андерсон открыл позитрон в составе космических лучей, фотографируя следы космических частиц в камере Вильсона. След позитрона был похож на след электрона, но в магнитном поле он загибался в противоположную сторону. Это свидетельствовало о положительном знаке заряда наблюдаемой частицы. О направлении полета частицы можно было судить по увеличению кривизны следа при ее движении. Для того чтобы усилить этот эффект, Андерсон ставил на пути позитрона свинцовую пластинку, проходя через которую позитрон тормозился, и уменьшение радиуса кривизны его следа становилось более значительным. По кривизне следа Андерсон вычислил энергию частицы. Если бы это был протон, то его пробег при установленном Андерсоном значении энергии был бы примерно в 10 раз меньше наблюдаемого в действительности. Это означало, что масса открытой положительно заряженной частицы была меньше массы протона.

В 1933 г. вскоре после открытия Андерсона Блэккет (1897—1974) и Оккиалини (р. 1907) открыли *электронно-позитронные ливни* в космических лучах. Они пользовались камерой Вильсона, управляемой посредством счетчиков. Камера помещалась между двумя счетчиками и срабатывала только тогда, когда через оба счетчика одновременно пролетала ионизующая заряженная частица. В этот момент и производилось фотографирование. Измеряя кривизну треков, исследователи также пришли к заключению о существовании позитрона.

3. В вакууме при отсутствии вещества *позитрон столь же стабилен, что и электрон.* Однако при встрече электрона с позитроном эти частицы «аннигилируют», т. е. превращаются в два, три или несколько квантов излучения. Один γ-квант излучиться не может, так как в этом случае нарушился бы закон сохранения импульса. Это очевидно, если рассмотреть процесс в системе центра масс и принять во внимание, что число излученных γ-квантов от выбора системы отсчета не зависит. Значит, и в любой системе отсчета один γ-квант излучиться не может.

Существует обратный процесс: γ-квант может породить *пару* e^+e^-. Для этого необходимо, чтобы энергия γ-кванта была не меньше собственной энергии пары $2m_ec^2$. Этот процесс может происходить только в присутствии *третьего тела*, например атомного ядра, иначе нарушился бы закон сохранения импульса. Действительно, в системе центра масс образовавшейся пары импульс пары был бы равен нулю, тогда как импульс породив-

шего ее γ-кванта отличен от нуля. При наличии атомного ядра импульс γ-кванта будет восприниматься ядром. В произвольной же системе отсчета импульс исчезнувшего кванта распределится между тремя частицами: атомным ядром, электроном и позитроном. Нарушения закона сохранения импульса не произойдет.

Позитроны могут появляться также в позитронной радиоактивности и в других процессах превращения ядерных и элементарных частиц. Образование пар e^+e^- γ-квантами высоких энергий и позитронная радиоактивность служат основными процессами для получения позитронов.

При столкновениях медленных позитронов с атомами вещества позитроны могут захватывать электроны из атомной оболочки. В результате образуется связанная система из электрона и позитрона, называемая *позитронием*. Различают *ортопозитроний* (когда спины e^+ и e^- направлены параллельно) и *парапозитроний* (когда спины направлены противоположно). Позитроний — нестабильная частица, так как позитрон и электрон быстро аннигилируют с образованием γ-квантов. Парапозитроний аннигилирует в два γ-кванта за время $1{,}25 \cdot 10^{-10}$ с, а ортопозитроний — в три γ-кванта за время $1{,}4 \cdot 10^{-7}$ с. Позитроний — простейшая система, связанная чисто электромагнитными силами (без участия сильных взаимодействий). Поэтому изучение позитрония представляет особый интерес для проверки квантовой электродинамики.

4. В 1955 г. на ускорителе протонов в Беркли (максимальная энергия 6,3 ГэВ) группой американских физиков были открыты *антипротоны*. Согласно закону сохранения барионного заряда (см. § 108) антипротон может образоваться только в паре с протоном (или нейтроном, если позволяет закон сохранения электрического заряда). Антипротоны получались при столкновениях ускоренных протонов с протонами же, входящими в состав ядер медной мишени. Пороговая энергия протонов (в лабораторной системе отсчета, где мишень покоится) равна 5,6 ГэВ (см. § 107, пункт 4). Система отклоняющих магнитов отбирала отрицательно заряженные частицы, подавляющее большинство которых составляли π^--мезоны. Выделение антипротонов на подавляющем фоне π^--мезонов и представляло главную трудность эксперимента (например, при энергии 6,2 ГэВ на 62 000 π^--мезонов приходился один антипротон). Массы частиц определялись измерением их импульса (по отклонению в магнитном поле) и скорости. Последняя определялась двумя независимыми способами: по времени пролета между двумя люминесцентными счетчиками и счетчиками Черенкова. Черенковский счетчик был отъюстирован так, что он регистрировал только частицы со скоростями, равными скорости антипротонов, а более быстрые π-мезоны не регистрировал. На современных ускорителях получаются пучки антипротонов, содержащие до 10^6 частиц в пучке.

Через год после открытия антипротона был получен и *антинейтрон*. Антинейтроны получались перезарядкой антипротонов, т. е. в результате реакции

$$\bar{p} + p \to n + \bar{n}. \qquad (106.1)$$

Появление антинейтрона обнаруживалось наблюдением его аннигиляции с нуклонами. Будучи нейтральным, антинейтрон не ионизует атомы вещества, через которое он пролетает. По этой причине антинейтрон не оставляет следа в детекторе. Однако при аннигиляции антинейтрона возникает несколько заряженных частиц, следы которых выходят из одной точки (звезда).

5. Поскольку позитрон и антипротон так же стабильны, как и соответствующие им частицы, наряду с обычным веществом физика допускает существование и *антивещества*. Ядра атомов антивещества построены из антипротонов и антинейтронов. Их оболочки состоят из позитронов. Первое *антиядро* — *антидейтерон* $\bar{d}$ — было получено в 1965 г. в ускорителе группой американских физиков под руководством Ледермана (р. 1922). В 1969 г. на ускорителе в Серпухове (76 ГэВ) под руководством Ю. Д. Прокошкина (р. 1929) было зарегистрировано ядро антигелия $^3\overline{\text{He}}$, состоявшее из двух антипротонов и одного антинейтрона. В 1974 г. там же было получено ядро *антитрития* $^3\overline{\text{H}}$. Оно состоит из одного антипротона и двух антинейтронов. Во Вселенной антивещество астрономами не обнаружено. Не исключено, что во Вселенной антивещества и нет. (В первичных космических лучах число регистрируемых антипротонов примерно в 10^3—10^4 раз меньше числа протонов.) Причину такой асимметрии, если она существует, надо искать в происхождении и эволюции Вселенной.

Аннигилируют не только электрон с позитроном, но и всякая частица со своей античастицей. Однако при аннигиляции тяжелых частиц и античастиц возникают не столько γ-кванты, сколько другие легкие частицы. Причина этого в том, что аннигиляция позитрона с электроном происходит в результате *электромагнитного взаимодействия*, тогда как аннигиляция более тяжелых частиц и античастиц, являющихся адронами, вызывается *сильным взаимодействием*. Так, при аннигиляции протона с антипротоном доля появляющихся γ-квантов ничтожна по сравнению с долей π-мезонов. Аннигиляция же с испусканием нескольких (больше двух) π-мезонов более вероятна, чем двухмезонная. Среднее число всех π-мезонов (заряженных и нейтральных), появляющихся при аннигиляции одного медленного протона с одним антипротоном, равно приблизительно 4,8, а одних заряженных — 3,1.

§ 107. Законы сохранения энергии и импульса и их приложения

1. Законы сохранения в физике элементарных частиц играют значительно большую роль, чем в макроскопической физике. Нам известны точные динамические законы, управляющие макроскопическими явлениями более детально, чем законы сохранения. Правда, и в макроскопической физике часто можно более быстро получить ответ с помощью одних только законов сохранения, не вникая в механизм явления. Но сами законы сохранения в макроскопической физике являются следствиями динамических законов, так что здесь в принципе можно обойтись и без законов сохранения.

Иное положение в физике элементарных частиц. Здесь не существует сколько-нибудь законченной теории, тогда как законы сохранения хорошо соблюдаются. Некоторые из них встречаются и в макроскопической физике, но большинство являются новыми. Кроме того, в микромире законы сохранения приобретают новую особенность, не свойственную аналогичным законам в макромире. В макроскопической области явление может и не происходить, если оно даже удовлетворяет всем законам сохранения. Например, если на пути шара, катящегося по горизонтальной плоскости, поставить достаточно высокий барьер, для преодоления которого энергия шара недостаточна, то по классическим законам шар не может оказаться по другую сторону барьера, хотя это и не противоречит закону сохранения энергии и другим законам сохранения. Подобных барьерных запретов не существует в области микромира, поскольку там действуют квантовые законы (см. § 28, с. 163). *В микромире все явления должны происходить обязательно, если только они удовлетворяют всем законам сохранения.* Вероятность явления может быть очень мала, но оно рано или поздно произойдет, если только при этом будут соблюдены все законы сохранения.

2. Как можно считать сейчас установленным, каждый закон сохранения связан с какой-либо *симметрией законов природы*, хотя и не для всех законов эта симметрия выяснена. Так, в основе законов сохранения энергии $\mathscr{E}$, импульса $\boldsymbol{p}$ и момента импульса $\boldsymbol{M}$ лежат соответственно *однородность времени*, *однородность* и *изотропия пространства*. Разумеется, сами по себе пространство и время еще не включают понятий о различных физических величинах. Об этом уже говорилось в томе I. Сейчас же, предполагая, что изучающий ядерную физику уже успел ознакомиться с аналитической механикой, добавим, что перечисленные свойства пространства и времени в классической механике надо понимать в смысле *инвариантности функции Лагранжа* (или *Гамильтона*) относительно изменения начала отсчета времени, переноса начала координат и поворота координатных осей.

Аналогично обстоит дело и в квантовой механике, но на этом вопросе мы не будем останавливаться.

К точным законам сохранения, выполняющимся при любых взаимодействиях, относятся законы *сохранения энергии*, *импульса*, *момента импульса*, *электрического заряда*, *барионного заряда* и трех *лептонных зарядов*. Остальные законы сохранения: *странности*, *очарования*, *красоты*, *изотопического спина* и некоторые другие являются приближенными и выполняются не при всех взаимодействиях. Впрочем, следует заметить, что сохранение барионного и лептонного зарядов является эмпирическим законом и не имеет столь глубоких оснований, как сохранение $\mathscr{E}$, $\boldsymbol{p}$, $\boldsymbol{M}$. Поиски явлений с нарушением барионного и лептонного зарядов — одно из важнейших направлений современных экспериментальных исследований (см. § 108, пункты 3, 4).

3. Рассмотрим в этом параграфе важнейшие законы сохранения энергии и импульса и некоторые их применения.

В физике элементарных частиц помимо энергии покоя энергия встречается только в двух формах: *кинетической* и *потенциальной*. Полная энергия $\mathscr{E}$ равна их сумме и связана с релятивистской массой системы соотношением $\mathscr{E} = m_{\text{рел}}c^2$. В этом разделе физики принято пользоваться системой единиц, в которой скорость света c принимается за единицу (постоянная $\hbar$ также принимается равной единице). Тогда полная энергия частицы $\mathscr{E} = m_{\text{рел}}c^2 = m_{\text{рел}}$, а квадрат четырехмерного вектора энергии — импульса принимает вид

$$\mathscr{E}^2 - P^2 = m^2, \tag{107.1}$$

где под m понимается *масса покоя* частицы, часто называемая также *инвариантной массой* (обозначение m_0 не применяется; полная масса обозначена через $m_{\text{рел}}$). Таким образом, энергия, масса и импульс в указанной системе единиц имеют *одинаковую размерность*. Их единицей обычно служит гигаэлектронвольт.

4. С помощью законов сохранения энергии и импульса можно определять *энергетический порог* той или иной реакции между частицами. Рассчитаем, например, порог рождения антипротона в реакции столкновения двух протонов:

$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \to \mathrm{p} + \mathrm{p} + \mathrm{p} + \bar{\mathrm{p}}. \tag{107.2}$$

Один из протонов (мишень) покоится, другой налетает на него. Требуется определить минимальную энергию налетающего протона, чтобы эта реакция стала возможной. Таким образом, реакция рассматривается в лабораторной системе отсчета.

Перейдем на мгновение в систему центра масс. Тогда протоны перед столкновением будут двигаться навстречу друг другу, так что их суммарный импульс будет равен нулю. Очевидно, необходимая минимальная энергия получится тогда, когда все четыре частицы после реакции будут находиться в состоянии покоя.

Теперь можно вернуться в лабораторную систему отсчета. В ней все четыре частицы будут двигаться с одной и той же скоростью, а следовательно, и с одним и тем же импульсом (так как массы частицы и античастицы одинаковы). Пусть кинетическая энергия налетающего протона равна $\mathscr{E}$, а, следовательно, полная энергия системы до столкновения равна $\mathscr{E} + 2m_p$. Импульс налетающего протона $\boldsymbol{P}$ равен импульсу всей системы до, а следовательно, и после столкновения. Но после столкновения получается система четырех частиц, полная инвариантная масса которой равна $4m_p$. Следовательно, на основании формулы (107.1)

$$(\mathscr{E} + 2m_p)^2 - P^2 = \text{Инв} = (4m_p)^2.$$

На основании той же формулы для налетающего протона

$$(\mathscr{E} + m_p)^2 - P^2 = \text{Инв} = m_p^2,$$

откуда $P^2 = \mathscr{E}^2 + 2\mathscr{E}m_p$. Исключив P и сократив на m_p, получим

$$\mathscr{E} = 6m_p = 5{,}63 \text{ ГэВ}. \qquad (107.3)$$

5. Допустим, что в реакцию вступают частицы с одинаковыми скоростями (по модулю и направлению). Тогда из законов сохранения энергии и импульса следует, что сумма масс получающихся частиц — продуктов реакции — не может превосходить сумму масс исходных частиц. Подчеркнем, что здесь речь идет об *инвариантных массах* (массах покоя). Допустим, например, что частицы a_1 и a_2 вступили в реакцию $a_1 + a_2 \to b_1 + b_2 + \ldots$ Так как частицы a_1 и a_2 движутся с одинаковыми скоростями, то можно рассмотреть реакцию в системе центра масс, в которой полный импульс системы равен нулю, а полная энергия равна сумме масс $m_{a_1} + m_{a_2}$. В конечном состоянии полный импульс системы, конечно, по-прежнему будет равен нулю. Но отдельные частицы, вообще говоря, могут приобрести скорости в разных направлениях. Полная энергия системы, разумеется, не изменится. Но она может быть представлена также суммой масс образовавшихся частиц. Однако это будут уже не массы покоя (инвариантные массы), а *релятивистские массы*, а они больше масс покоя. Для масс покоя (инвариантных масс) всех частиц можно поэтому написать

$$m_{a_1} + m_{a_2} \geqslant m_{b_1} + m_{b_2} + \ldots \qquad (107.4)$$

Доказанное утверждение справедливо и для одной частицы, распадающейся на несколько других.

6. Законы сохранения энергии и импульса используются и для определения массы m и времени жизни τ нейтральных частиц. Примером может служить определение m и τ для нейтральных частиц Λ^0 и K^0.

Нейтральная частица, пролетая через атомы среды, не «обдирает» их электронные оболочки и поэтому не оставляет после

себя следов в регистрирующих приборах (фотоэмульсия, пузырьковая камера, камера Вильсона и др.). Только в редких случаях нейтральная частица сталкивается с атомным ядром и вызывает взрыв последнего. Если при таком взрыве возникают заряженные частицы, то от места взрыва они разлетаются в разные стороны и оставляют следы (треки), образующие так называемую «звезду».

По треку заряженной частицы можно судить о ее энергии и импульсе. Чем длиннее трек частицы (например, в пузырьковой камере), тем больше ее энергия. Чем толще трек, тем меньше ее скорость в соответствующей точке трека. (Это справедливо для нерелятивистских частиц. В релятивистской области ионизация приблизительно постоянна.) Импульс частицы можно измерить по кривизне трека в магнитном поле: $P = eRH$. Направление же импульса $\boldsymbol{P}$ совпадает с направлением трека.

После этих отступлений вернемся к определению параметров K^0-мезона и Λ^0-гиперона. Уже в конце 40-х — начале 50-х годов при фотографировании треков космических лучей в камере Вильсона на фотопластинках были замечены следы пар заряженных частиц, исходящие из одной точки. Такие пары следов стали называть *вилками*. Очень часто вершины вилок находились вблизи звезд. Было высказано предположение, что при образовании звезды наряду с заряженными частицами возникали и нейтральные, не оставляющие следов в камере. Исследования показали, что зубцы вилок в одних случаях — это следы π^+- и π^--мезонов, в других случаях — следы протонов p и π^--мезонов. Гипотетическую нейтральную частицу, при распаде которой возникают эти частицы, обозначили через V^0. Таким образом, предполагали, что эта частица распадается по одному из каналов:

$$V^0 \to \pi^+ + \pi^-, \quad V^0 \to p + \pi^-. \tag{107.5}$$

Чтобы проверить это предположение, исследовали разные вилки и в каждом случае находили энергии и импульсы заряженных частиц, образующих вилку. Складывая энергии обеих частиц вилки, а по правилу параллелограмма — их импульсы, находили суммарную полную энергию $\mathscr{E}$ и импульс P частиц вилки. Эти величины должны быть равны энергии и импульсу незаряженной гипотетической частицы. По ним находили инвариантную массу этой частицы

$$m = \sqrt{\mathscr{E}^2 - P^2}. \tag{107.6}$$

Оказалось, что вилки, состоящие из $\pi^{\pm}$-мезонов, дают для массы гипотетической частицы около 0,500 ГэВ, а вилки из протонов и π^--мезонов — около 1,11 ГэВ. Тем самым было доказано, что при образовании звезды возникали нейтральные частицы двух сортов. Более легкую назвали K^0-мезоном, а более тяжелую — Λ^0-

гипероном. Они распадаются по схемам

$$K^0 \to \pi^+ + \pi^-, \quad \Lambda^0 \to p + \pi^-. \tag{107.7}$$

Зная импульсы и массы частиц K^0 и Λ^0, можно было вычислить их скорости. Измерив же расстояние от звезды до вершины вилки и разделив его на скорость частицы, можно было вычислить время ее жизни в лабораторной системе отсчета. А поскольку скорость частицы известна, можно было пересчитать это время и к системе отсчета, в которой частица покоится. При таком пересчете скорость частицы на пути от звезды к вершине вилки можно считать постоянной ввиду малости этого пути, а главное потому, что частица нейтральная и по этой причине слабо взаимодействует с окружающей средой.

7. Время жизни Λ^0-гиперона $12{,}6 \cdot 10^{-10}$ с. Такого же порядка время жизни K^0-мезона. Если считать, что скорость частицы порядка скорости света, то за это время она проходит расстояние около 3 см, которое легко измерить. Но не так обстоит дело с нейтральными частицами, время жизни которых порядка 10^{-16} с и меньше. К ним относится прежде всего π^0-мезон. Масса и время жизни π^0-мезона также были измерены с использованием законов сохранения энергии и импульса. Наиболее точно эти величины были найдены в результате изучения реакции распада K^+-мезона

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^0, \tag{107.8}$$

за которым следует распад π^0-мезона по схеме *)

$$\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-. \tag{107.9}$$

Так как частицы K^+ и π^+ заряженные, то энергии и импульсы этих частиц можно найти, изучая оставляемые ими треки. После этого из реакции (107.8) можно вычислить энергию (полную), а значит и скорость π^0-мезона. Затем надо измерить расстояние от конца трека K^+-мезона до точки, из которой исходят частицы пары e^+, e^-. Это расстояние и есть пробег π^0-мезона за время его жизни. Правда, измерение этого расстояния, составляющего доли микрометра, лежит на границе возможного. Так как скорость π^0-мезона известна, то по пробегу находится и время его жизни в лабораторной системе отсчета. Затем оно может быть пересчитано и к системе, в которой π^0-мезон покоится. По современным данным

$$m_{\pi^0} = (264{,}113 \pm 0{,}008) m_e, \quad \tau_{\pi^0} = (0{,}828 \pm 0{,}057) \cdot 10^{-16} \text{с}.$$

8. При меньших временах жизни пробег нейтральной (а следовательно, невидимой) частицы не поддается прямому измере-

*) Он в 80 раз менее вероятен распада $\pi^0 \to 2\gamma$, но для нашей цели важен распад (107.9).

нию. Рождение и распад нейтральной частицы происходят в столь малой области, что прямыми методами ее невозможно отличить от точки. Такое положение имеет место при рождении и распаде резонансных частиц (резонансов), времена жизни которых 10^{-23} с (пробег 10^{-13} см, т. е. порядка диаметра ядра). Обнаружение таких частиц и определение их масс и времен жизни возможны только косвенными методами. Они используют те же законы сохранения энергии и импульса в сочетании со статистической обработкой данных с помощью ЭВМ. Поясним это на примере.

В 1961 г. в Беркли (США) группа физиков открыла нейтральную частицу — так называемый резонанс ω^0. На пути пучка антипротонов $\bar{p}$, вышедших из ускорителя с кинетической энергией $\mathscr{E}_{\text{кин}} \sim 1{,}61$ ГэВ, была поставлена большая водородная пузырьковая камера. При столкновении антипротонов с протонами (ядрами водорода) образовывались $\pi^{\pm}$- и π^0-мезоны. Понятно, что суммарный электрический заряд всех образовавшихся частиц должен быть равен нулю. Легко оценить верхний предел для числа N образующихся π-мезонов.

Так как в пучке движутся только антипротоны, а сталкивающихся частиц $\bar{p}$ и p две, то полная энергия их будет $\mathscr{E}_{\text{кин}} + 2m_p$. Импульс системы до и после столкновения, очевидно, равен импульсу антипротона $\boldsymbol{P}$. Величина $(\mathscr{E}_{\text{кин}} + 2m_p)^2 - P^2$ есть инвариант и равна квадрату инвариантной массы системы. При столкновении эта величина не меняется. Но после столкновения инвариантную массу можно представить в виде Nm_π, если пренебречь разницей масс заряженного и нейтрального мезонов. В самом деле, в системе центра масс максимальное число π-мезонов N получится тогда, когда все π-мезоны получатся в состоянии покоя. В этом случае полная инвариантная масса всех мезонов будет Nm_π, а она во всех системах отсчета одинакова. Итак,

$$(\mathscr{E}_{\text{кин}} + 2m_p)^2 - P^2 = (Nm_\pi)^2. \qquad (107.10)$$

Но для налетающего антипротона величина $(\mathscr{E}_{\text{кин}} + m_p)^2 - P^2$ также инвариантна и равна m_p^2. Отсюда находим $P^2 = \mathscr{E}_{\text{кин}}^2 + 2m_p\mathscr{E}_{\text{кин}}$. Исключение P из этого и предыдущего уравнений дает

$$N^2 = 2m_p(\mathscr{E}_{\text{кин}} + 2m_p)/m_\pi^2. \qquad (107.11)$$

Подставляя сюда $m_p = 0{,}938$ ГэВ, $m_\pi = 0{,}140$ ГэВ, $\mathscr{E}_{\text{кин}} = 1{,}61$ ГэВ, получаем $N \sim 18$. Это дает верхний предел для N. На самом деле при рассматриваемых энергиях он никогда не достигается. В таких случаях среднее $N \sim 5$—6. Были изучены фотоснимки с зарегистрированными на них звездами, образованными заряженными π-мезонами. Исследователи прежде всего отобрали 2500 «четырехлучевых звезд», т. е. таких, из которых исходили четыре

трека. Исследуя треки каждой звезды, можно было вычислить полную инвариантную массу системы всех четырех π-мезонов. Если бы только они образовывались из исходной системы $\bar{p}p$, то инвариантная масса каждой звезды была бы равна исходной массе $2m_p$. На самом деле это случалось редко. Та же картина получалась бы, если бы звезда образовывалась от распада на четыре π-мезона одной нейтральной частицы, образующейся при столкновении антипротона с протоном. Это тоже встречалось редко.

Поэтому было высказано предположение, что в каждой звезде, помимо четырех заряженных π-мезонов, должны присутствовать какие-то нейтральные частицы. Можно предположить, что звезды содержали только одну нейтральную гипотетическую частицу. Эту гипотетическую частицу мы обозначим через ω^0. Полные энергия $\mathscr{E}$ и импульс P системы при столкновении не меняются. Эти величины известны, поскольку антипротоны получаются от ускорителя с заранее известной энергией. Поэтому энергию и импульс частицы ω^0 можно вычислить по формулам

$$\mathscr{E}_{\omega^0} = \mathscr{E} - \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_4, \quad P_{\omega^0} = P - P_1 - P_2 - P_3 - P_4,$$

а ее инвариантную массу — по формуле $m^2_{\omega^0} = \mathscr{E}^2_{\omega^0} - P^2_{\omega^0}$. Здесь цифрами обозначены энергии и импульсы отдельных заряженных π-мезонов. Оказалось, что $m_{\omega^0} \approx 0{,}135$ ГэВ — величина, характерная для π^0-мезонов. Из всех 2500 четырехлучевых звезд было отобрано 800 звезд, в каждой из которых содержался один π^0-мезон.

По трекам можно было определить энергию и импульс каждого заряженного π-мезона. Эти же величины для нейтрального π^0-мезона можно было вычислить по формулам, приведенным выше.

При исследовании четверок и троек заряженных π-мезонов получались различные соответствующие им инвариантные массы. Если по оси абсцисс откладывать инвариантные массы троек заряженных π-мезонов, а по оси ординат — число случаев, в которых они появляются на различных небольших интервалах энергии определенной величины, то получится плавная кривая без сколько-нибудь заметных максимумов и минимумов. Это указывает на статистический, некоррелированный характер появления соответствующих масс в каждой четверке или тройке заряженных π-мезонов.

Если же брать тройки π-мезонов, в каждой из которых содержится один нейтральный π-мезон, то картина резко меняется. На определенном месте на кривой появляется высокий узкий максимум, свидетельствующий о том, что частицы каждой тройки рассматриваемого вида не независимы, а коррелируют между собой. Это связано с тем, что все мезоны таких троек получаются в результате распада *одной и той же* нейтральной частицы, воз-

никшей при столкновении антипротона с протоном. Такую частицу мы обозначили через ω^0. Изученная реакция идет через появление промежуточной нейтральной частицы ω^0:

$$\begin{array}{l}\bar{p}+p\to\pi^+ + \pi^- + \omega^0 \\ \qquad\qquad\quad \lfloor\to\pi^+ + \pi^- + \pi^0.\end{array} \tag{107.12}$$

Вершине соответствующей кривой соответствует определенное значение массы, которая и принимается за массу частицы ω^0. Становится понятным, почему частица ω^0 названа *резонансной частицей*, или *резонансом*. Сам резонанс характеризуется определенной шириной (полушириной) Г. По этой ширине и определяется время жизни частицы $\tau \sim \hbar/\Gamma$. Для ω^0-резонанса $m_{\omega^0} = (782{,}6 \pm 0{,}3)$ ГэВ, $\Gamma = 10{,}1$ МэВ ($\tau = 6{,}52 \cdot 10^{-23}$ с).

9. Теперь скажем несколько слов о законе сохранения момента импульса. Момент импульса определяется одинаково в нерелятивистской и релятивистской классической механике, т. е. формулой $\boldsymbol{M} = [\boldsymbol{rP}]$. Той же формулой, но в операторной форме орбитальный момент $\boldsymbol{M}$ определяется в квантовой механике. Собственный (или спиновый) момент частицы определяется иначе. Об этом вскользь было сказано в § 36 (пункт 5). Подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки общего курса физики. В квантовой механике момент импульса квантуется и, кроме того, частица может обладать внутренним моментом — спином. Сохраняется полный момент: орбитальный плюс спиновый. Например, в системе центра масс в распаде $\rho^0 \to \pi^+ + \pi^-$ спиновый момент равен 1, а пионы возникают в p-состоянии; в распаде $\Lambda^0 \to p + \pi^-$ спин равен 1/2, а p и π^- могут быть в s- и p-состояниях.

§ 108. Законы сохранения электрического, лептонных и барионного зарядов

1. Названные законы выполняются для всех взаимодействий (сильного, электромагнитного, слабого; для гравитационного взаимодействия элементарных частиц они, разумеется, не проверены). Их происхождение неясно, в частности не выяснено, с какой симметрией они связаны. Существуют веские основания считать, что закон сохранения электрического заряда — точный (масса фотона нулевая, на опыте установлено, что $m_\phi < 10^{-21} m_e$). Законы сохранения лептонных и барионного зарядов — чисто эмпирические, и не исключено, что они могут нарушаться (см. пункты 3, 4).

Электрический заряд Q частицы играет двоякую роль. Во-первых, он является *источником силового поля*. Во-вторых, это есть *квантовое число*, характеризующее частицу. Лептонные и барионные заряды, насколько известно в настоящее время, не явля-

ются источниками каких бы то ни было дальнодействующих силовых полей. Это просто квантовые числа, характеризующие внутренние свойства элементарных частиц.

2. Различают три вида лептонных зарядов: *электронный* L_e (для e и ν_e), *мюонный* L_μ (для μ и ν_μ), *таонный* L_τ (для τ и ν_τ). Барионный заряд один и обозначается через B.

С помощью лептонных зарядов простейшим образом интерпретируется установленный на опыте закон, согласно которому в замкнутой системе при любых процессах остается постоянной разность между числом лептонов и антилептонов каждого вида. То же относится и к барионам. Условились считать, что лептонный заряд L_e равен $+1$ (для e^- и ν_e), $L_\mu = +1$ (для μ^- и ν_μ), $L_\tau = +1$ (для τ_+ и ν_τ) и -1 для всех антилептонов (e^+, $\bar{\nu}_e$, μ^+, $\bar{\nu}_\mu$, τ^+, $\bar{\nu}_\tau$). Для всех остальных элементарных частиц лептонные заряды принимаются равными нулю. Барионный заряд принимается равным $+1$ для всех барионов и барионных резонансов и -1 для их античастиц. Все заряды аддитивны. Это значит, что для сложной системы заряд каждого вида равен сумме зарядов того же вида всех входящих в нее элементарных частиц. Например, барионный заряд атомного ядра равен сумме всех барионных зарядов нуклонов, из которых построено ядро. Иными словами, барионный заряд ядра равен массовому числу A.

3. Ни одного случая нарушения закона сохранения лептонного заряда не обнаружено. Однако точность, с которой проверен этот закон, невелика. Не исключено, что закон сохранения лептонного заряда приближенный и в определенных условиях может нарушаться. Если бы это было так, то в вакууме могли бы осуществляться превращения нейтрино в антинейтрино и наоборот, а также превращения одного типа нейтрино в другие. Поиски этих явлений представляют большой интерес.

Закон сохранения ленточного заряда требует, например, чтобы при электронном β-распаде ($n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$) вместе с электроном обязательно рождалось электронное антинейтрино, так как суммарный лептонный заряд этих двух частиц равен нулю. При позитронном β-распаде ($p \to n + e^+ + \nu_e$) наоборот, вместе с позитроном должно появляться электронное нейтрино.

Законом сохранения лептонного заряда объясняется отсутствие таких процессов, как

$$\nu_e + p \not\to e^+ + n, \quad \nu_\mu + p \not\to \mu^+ + n, \tag{108.1}$$

хотя другими законами сохранения они разрешены. Напротив, процессы

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n, \quad \bar{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n, \tag{108.2}$$

удовлетворяющие закону сохранения лептонного заряда, наблюдаются экспериментально. Первый процесс наблюдается в ядер-

ных реакторах при взаимодействии электронных антинейтрино с протонами вещества. Второй процесс наблюдался на ускорителях высоких энергий, где получались мюонные нейтрино в реакциях распада π^-- и K^--мезонов; $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ и $K^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Эти антинейтрино и взаимодействовали с протонами вещества.

Примеры (108.1) и (108.2) показывают, что нейтрино (как электронное, так и мюонное) не тождественны своим античастицам. В 1962 г. было установлено (в частности, по отсутствию реакции $\nu_\mu + n \to e^- + p$), что ν_e и ν_μ — разные частицы. После этого и были введены разные лептонные заряды L_e и L_μ. Аналогично обстояло дело с введением $\tau^\pm$-лептонов и таонных нейтрино $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ и соответствующего им лептонного заряда L_τ.

4. Из закона сохранения барионного заряда следует, что протон не может превратиться, например, в позитрон и фотон, хотя при таком превращении не нарушались бы ни закон сохранения энергии, ни другие уже рассмотренные выше законы сохранения. Если бы такое превращение было возможно, то оно неизбежно привело бы к аннигиляции атомов вещества, так как образовавшиеся позитроны аннигилировали бы с электронами атомных оболочек. Из того же закона следует, что антибарион может рождаться только в паре со своим барионом. Так, антипротон рождается в реакции $p + p \to p + p + p + \bar{p}$. При столкновении двух протонов могут возникнуть и два антипротона. Но тогда появятся и два новых протона — всего получится шесть частиц, а это значительно повысит порог реакции (см. § 107, пункт 4). Аналогично, среди продуктов распада бариона должен обязательно присутствовать также барион. Могут появиться и несколько барионов, но совместно с антибарионами, число которых будет на единицу меньше. Все сказанное относится и к лептонам.

Не исключено, что барионный заряд не всегда строго соблюдается. В так называемой теории великого объединения допускается возможность распада протона на более легкие частицы, например $p \to \pi^0 + e^+$. Такой распад был бы связан с изменением барионного заряда. Экспериментально распад протона пока не обнаружен. На опыте установлено, что время жизни протона $\tau > 10^{32}$ лет.

ЗАДАЧИ

1. Определить порог рождения антипротона:
а) при соударении электрона с покоящимся протоном,
б) при соударении электрона с покоящимся электроном,
в) при соударении фотона с покоящимся протоном,
г) при соударении фотона с покоящимся электроном.

Указание. Задачи решаются аналогично задаче из § 107, пункт 4. При выборе соответствующей реакции необходимо руководствоваться законом сохранения барионного заряда. В частности, надо учесть, что антипротон всегда рождается в паре с протоном. В соответствии с этим надо

выбрать реакции:

а) $$e^- + p \to e^- + p + p + \bar{p}, \tag{108.3}$$

б) $$e^- + e^- \to e^- + e^- + p + \bar{p}, \tag{108.4}$$

в) $$\gamma + p \to \gamma + p + p + \bar{p}, \tag{108.5}$$

г) $$\gamma + e^- \to \gamma + e^- + p + \bar{p}. \tag{108.6}$$

При рассмотрении реакций с участием γ-квантов надо использовать соотношение $P_\gamma = \mathscr{E}_\gamma$. Порог реакции соответствует случаю, когда энергия γ-кванта после реакции стремится к нулю. Пороги приведенных реакций соответственно равны:

а) $$4m_p + 2m_e = 3{,}754 \text{ ГэВ}, \tag{108.3а}$$

б) $$2m_p(m_p/m_e + 2) = 3446 \text{ ГэВ}, \tag{108.4а}$$

в) $$4m_p = 3{,}753 \text{ ГэВ}, \tag{108.5а}$$

г) $$2(m_p/m_e + 1)m_p = 1724 \text{ ГэВ}. \tag{108.6а}$$

2. Определить порог реакции

$$p + p \to p + p + \pi^0. \tag{108.7}$$

Ответ:

$$2m_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2/(2m_p) = 284 \text{ МэВ}. \tag{108.7а}$$

3. K^+-мезоны распадаются по схеме $K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$. По мере уменьшения скорости мезона в среде след его становится все более извилистым и запутанным — частица начинает беспорядочно блуждать между атомами. Наконец, след обрывается из-за остановки частицы. Из точки остановки исходят две частицы — μ^+ и ν_μ. Заряженный мюон μ^+ оставляет след, нейтрино следа не оставляет. По следу заряженной частицы и можно судить о характере процесса. Рассчитать энергию мюона и нейтральной частицы в точке, из которой они исходят.

То же самое сделать, заменив K^+-мезон π^+-мезоном, т. е. для распада $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$.

Решение. Полная энергия остановившегося мезона равна его массе m_{K^+}. Если $\mathscr{E}_\mu$ и $\mathscr{E}_\nu$ — полные энергии мюона и нейтрино в момент их образования, то

$$\mathscr{E}_\mu + \mathscr{E}_\nu = m_K.$$

Для мюона

$$\mathscr{E}_\mu^2 - P_\mu^2 = m_\mu^2.$$

Наконец, для нейтрино $P_\nu = \mathscr{E}_\nu$. Из этих трех уравнений однозначно получаем (так как $\mathscr{E}_\mu \neq \mathscr{E}_\nu$)

$$\mathscr{E}_\mu = m_K/2 + m_\mu^2/(2m_K), \quad \mathscr{E}_\nu = m_K/2 - m_\mu^2/(2m_K).$$

Итак, более легкая частица (нейтрино) получает меньшую энергию. Не противоречит ли это известному утверждению, что при распаде неподвижной частицы большая энергия уносится меньшей частицей? Нет, не противоречит. Это утверждение относится не к полной, а к кинетической энергии. Кинетические энергии частиц будут

$$\mathscr{E}_\mu^{\text{кин}} = m_{K^+}/2 + m_\mu\left(1 - m_\mu/\left(2m_{K^+}\right)\right) = 152 \text{ МэВ},$$

$$\mathscr{E}_\nu^{\text{кин}} = \mathscr{E}_\nu = m_{K^+}/2 - m_\mu^2/\left(2m_{K^+}\right) = 236 \text{ МэВ}.$$

В случае реакции с π^+-мезоном справедливы те же формулы, если сделать замену $m_{K^+} \to m_{\pi^+}$. Для этого случая получается $\mathscr{E}_{\mu}^{\text{кин}} = 4{,}36$ МэВ, $\mathscr{E}_{\nu}^{\text{кин}} = 29{,}8$ МэВ. Так как согласно общему правилу (107.4): $m_{K^+} > m_{\mu^+}$, $m_{\pi^+} > m_{\mu^+}$, то всегда получается $\mathscr{E}_{\nu}^{\text{кин}} > \mathscr{E}_{\mu}^{\text{кин}}$.

Найденные числа поучительны еще в одном отношении. Кинетическая энергия мюона в случае распада K^+-мезона равна 152 МэВ, тогда как в случае распада π^+-мезона она составляет всего 4,36 МэВ. Отсюда следует, что трек мюона при распаде останавливающегося K^+-мезона должен быть во много раз длиннее трека мюона при распаде π^+-мезона. Это позволяет отличить один распад от другого.

§ 109. Другие законы сохранения и квантовые числа

1. Было замечено, что гипероны интенсивно рождаются при столкновениях адронов высоких энергий. Это указывает на то, что их рождение связано с *сильными* взаимодействиями. Поэтому казалось бы, что время жизни гиперонов должно быть порядка 10^{-23} с, что характерно для процессов, связанных с сильными взаимодействиями. Это время жизни примерно в 10^{13} раз меньше найденного экспериментально для гиперонов. Это казалось странным.

Проблема указанного странного поведения частиц была решена на основе гипотезы парного рождения частиц, подтвержденной на ускорителях. Было установлено, что при столкновениях π-мезонов и нуклонов с нуклонами гипероны всегда рождаются *парами* или *большими группами* совместно с К-мезонами или другими гиперонами. Ранее наблюдалось совместное рождение только частиц с античастицами. Здесь же парами рождались совсем другие частицы. Например, при столкновении протонов наблюдалась реакция

$$p + p \to p + \Lambda^0 + K^+, \qquad (109.1)$$

причем Λ^0-гиперон появлялся только совместно с K^+-мезоном или Σ^+-гипероном, но никогда не появлялся вместе с K^--мезоном или Σ^--гипероном.

Гипероны и К-мезоны были названы *странными частицами*. Для К-мезонов также характерны относительно большие времена жизни (и даже на 1—2 порядка бóльшие, чем у гиперонов). Это время, как и для гиперонов, того же порядка, что и у заряженных пионов. Но последние распадаются в результате слабого взаимодействия главным образом по схеме

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_{\mu}, \quad \pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}. \qquad (109.2)$$

Это наводит на мысль, что гипероны и К-мезоны распадаются также за счет *слабого взаимодействия*. Все факты свидетельствуют, что это действительно так. В частности, относительная вероятность слабых взаимодействий в исследуемой области энергий

на 12—14 порядков меньше вероятности сильных взаимодействий. Это и ведет к увеличению времени жизни примерно в то же число раз.

2. Для количественного описания парного рождения и истолкования относительно большого времени жизни странных частиц Гелл-Манн (р. 1929) и независимо от него Нишиджима (р. 1926) ввели новое квантовое число S, которое было названо *странностью*. Поведение странных частиц можно объяснить, если предположить, что частицы Λ^0, Σ^+, Σ^-, Σ^0, K^-, $\overline{K^0}$ имеют странность -1, частицы $\overline{\Lambda^0}$, $\overline{\Sigma^+}$, $\overline{\Sigma^-}$, $\overline{\Sigma^0}$, K^+, K^0 — странность $+1$, частицы Ξ^-, Ξ^0 — странность -2, частицы $\overline{\Xi^-}$, $\overline{\Xi^0}$ — странность $+2$, частица Ω^- — странность -3, а нуклоны, пионы и η^0-мезоны лишены странности. Далее, надо предположить, что странность аддитивна, в сильных и электромагнитных взаимодействиях она сохраняется, а в слабых может меняться на ± 1.

Странные частицы рождаются в сильных взаимодействиях. Так как при этом странность не меняется, то странные частицы могут рождаться только парами частиц с противоположными странностями. Вот почему в реакции (109.1) появляются две частицы Λ^0 и K^+ с противоположными странностями, но не частицы Λ^0 и K^-, имеющие странности, знаки которых совпадают. В реакции

$$p + p \to \Xi^0 + p + K^0 + K^+ \qquad (109.3)$$

одновременно вместе с частицей Ξ^0, странность которой равна -2, появляются два странных мезона K^0 и K^+, суммарная странность которых равна $+1+1=2$.

В процессах распада странных частиц меняется странность продуктов распада. Это указывает на то, что эти процессы не вызываются сильными и электромагнитными взаимодействиями. В противном случае странность не менялась бы. Значит, за распад странных частиц ответственны *слабые силы*. Вот почему скорость распада уменьшается в 10^{12}—10^{14} раз по сравнению со скоростями распадов, вызываемых сильными взаимодействиями.

Сильные взаимодействия не способны вызывать распад странных частиц. Масса странных частиц (каонов, Λ^0, $\Sigma^\pm$, Ξ^0, Ξ^-, Ω^--гиперонов) такова, что распады их с сохранением странности на более мелкие частицы невозможны; таким образом, эти распады не могут происходить благодаря сильному взаимодействию, в котором странность сохраняется. Например, если бы было $M_{\Sigma^+} > M_n + M_{\pi^+}$, то мог бы происходить распад $\Sigma^+ \to n + \pi^+$. Но на самом деле $M_{\Sigma^+} < M_n + M_{\pi^+}$, так что рассматриваемый распад невозможен.

Есть случаи, когда распад странных частиц происходит за счет сильного взаимодействия. Например,

$$K^*_{892} \to K_{494} + \pi, \quad \Sigma^*_{1382} \to \Lambda_{1232} + \pi.$$

Странность здесь сохраняется, поскольку распад идет за счет сильного взаимодействия. (Странность резонансов K*, Σ*, Λ, а также K равна +1, π-мезонов — 0. Нижний цифровой индекс означает массу соответствующей частицы в мегаэлектронвольтах. Ширины резонансов K* и Σ* равны соответственно 51 и 35 МэВ, так что их времена жизни составляет 10^{-23} с.)

Электромагнитные взаимодействия происходят без изменения странности, но в исключительных случаях могут вызвать распад странных частиц. Примером может служить распад $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$, происходящий под действием электромагнитных сил. Здесь энергии Σ^0 достаточно для рождения Λ^0-гиперона и γ-кванта, а странность не меняется. (Эта реакция не может происходить за счет сильного взаимодействия, так как $M_{\Sigma 0} < M_{\Lambda 0} + M_{\pi 0}$.) За исключением подобных редких случаев распад странных частиц вызывается слабыми силами.

Вместо странности S часто используют гиперзаряд Y, определяемый соотношением

$$Y = B + S. \qquad (109.4)$$

Так как барионный заряд целочисленный, аддитивен и сохраняется, то гиперзаряд обладает теми же свойствами, что и странность, и совпадает с ней для частиц, у которых $B = 0$.

3. Аналогами квантового числа S являются также аддитивные целочисленные квантовые числа: *очарование* (*шарм*) C и *красота* (*прелесть*) b. Эти величины сохраняются не во всех, а только в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Значения C приводятся в таблицах в конце книги. Об очаровании C и красоте b более подробно говорится в следующем параграфе.

Упомянем еще о *законе сохранения четности*, о котором подробно говорилось в § 69. Четность сохраняется во всех взаимодействиях за исключением слабого, в котором она нарушается. Заметим еще, что состояние со спином J и четностью P изображается символом J^P (например, 1^+ или $1/2^-$).

4. Существуют адроны, весьма близкие по своим физическим свойствам, объединяемые в группы, называемые *изотопическими мультиплетами* (*дуплетами*, *триплетами* и т. д.). Они одинаковым образом участвуют в сильных взаимодействиях, имеют приблизительно равные массы, одни и те же барионный заряд, спин, одинаковые внутреннюю четность, странность и отличаются друг от друга электромагнитными характеристиками (электрический заряд, магнитный момент). Если бы не было электромагнитных и слабых взаимодействий, то все свойства таких частиц были бы одинаковыми. Так, объединяются в изотопический дуплет протон и нейтрон. Эти две частицы рассматриваются как различные квантовые состояния *одной и той же частицы — нуклона*. Существуют изотопические триплеты частиц, например (π^-, π^0, π^+), (Σ^-, Σ^0, Σ^+), а также мультиплеты (особенно среди резонан-

сов), состоящие и из большего числа частиц. Существуют и одиночные частицы, не входящие в изотопические мультиплеты; они называются *синглетами*.

Число частиц в мультиплете по одной из оправдавших себя гипотез можно представить формулой

$$N = 2T + 1, \tag{109.5}$$

где T принимает одно из значений $T = 0, 1/2, 1, 3/2$. Эта формула аналогична формуле, определяющей число возможных проекций углового момента (спина) на избранное направление. Чтобы провести эту формальную аналогию дальше, вводят некоторое абстрактное изотропное пространство (не имеющее ничего общего с обычным пространством), которое называется *изотопическим пространством* (правильнее его надо было бы назвать *изобарическим пространством*, но по случайным причинам этот термин не привился). В этом пространстве каждому адрону соответствует некоторое направление и на нем откладывается вектор длины T. Длина этого вектора называется *изотопическим спином* или, короче, *изоспином* соответствующего адрона. В изотопическом пространстве можно произвольно выбрать некоторую ось и назвать ее *изотопической осью*. Проецированием вектора T на эту ось получают систему точек, отстоящих одна от другой на расстояние 1. Каждой такой проекции соответствует частица мультиплета. Проекцию вектора T на изотопическую ось мы будем обозначать через T_3. При заданном изоспине T проекция T_3 может принимать следующие значения:

$$T_3 = -T, -(T-1), \ldots, +(T-1), +T.$$

Так, нуклон (протон и нейтрон) имеет изоспин $T = 1/2$; протону условились приписывать проекцию $T_3 = +1/2$, а нейтрону — $T_3 = -1/2$. Трем π-мезонам соответствует изоспин $T = 1$ ($3 = 2 \cdot 1 + 1$), и т. д.

Все изложенное носит чисто формальный характер. Реальной физической величиной пока что является только число частиц N в изотопическом мультиплете, и совсем не обязательно представлять это число формулой (109.5). Однако можно указать и утверждения *физического характера*, которые нагляднее всего формулируются с использованием понятия *изотопического спина*. Для этого надо путем определения ввести правило, по которому находится изоспин системы адронов по изоспинам частиц, из которых состоит эта система. Условились складывать векторы изоспинов частиц по тому же правилу *векторного сложения*, по которому складываются угловые моменты (спины) частиц. Существенно заметить, что изоспин системы зависит не только от изоспинов всех составляющих частиц, но и от *углов* между векторами изоспинов этих частиц. Поэтому при одном и том же составе систем они могут обладать различными изоспинами. На-

пример, изоспин системы, состоящей из нуклона и пиона, может быть либо 1/2 (когда изоспины этих частиц направлены противоположно), либо 3/2 (когда они направлены одинаково).

Физическое утверждение, о котором упоминалось выше,— это закон *сохранения изотопического спина*. Этот закон заключается в том, что изотопический спин сохраняется при *сильных взаимодействиях*, но нарушается в электромагнитных и в других взаимодействиях.

Сильное взаимодействие для всех частиц, входящих в один и тот же изотопический мультиплет, одинаково, т. е. не зависит от электрических зарядов частиц. В этом проявляется так называемая *изотопическая инвариантность* элементарных частиц, присущая сильному взаимодействию. Частным случаем ее является зарядовая независимость ядерных сил. Формально математически изотопическая инвариантность может быть интерпретирована как независимость сильного взаимодействия от вращения в изотопическом пространстве.

На основании изотопической инвариантности удается предсказать существование, массу и заряд новых частиц, если известны их изотопические «партнеры». Именно так было предсказано существование и свойства π^0, Σ^0, Ξ^0 по известным $\pi^\pm$, $\Sigma^\pm$ и Ξ^-.

Приведем другой пример. Из изотопической инвариантности следует, что вероятность реакции $p+p\to d+\pi^+$ вдвое больше вероятности реакции $n+p\to d+\pi^0$ (обе реакции идут за счет сильного взаимодействия). Это следует из того, что в конечном состоянии обеих реакций суммарный изоспин $T=1$ (для π $T=1$, для d $T=0$). В начальном состоянии первой реакции всегда $T=1$ (так как $T_3=1/2+1/2=1$), а для второй реакции суммарный изоспин может быть 1 или 0 (так как $T_3=1/2-1/2=0$). Поэтому по закону сохранения изотопического спина первая реакция может идти при любых начальных состояниях, тогда как вторая — только для половины начальных состояний.

Поскольку изотопическая инвариантность имеет место только для сильных и нарушается для электромагнитных взаимодействий, точность предсказаний на ее основе по порядку величины равна отношению сил электромагнитного и сильного взаимодействий, т. е. составляет примерно 1 %.

5. Заслуживает внимания следующее правило. Допустим, например, что наблюдается реакция

$$a+b\to c+d. \qquad (109.6)$$

Здесь a, b, c и d изображают какие-то частицы. Если такая реакция идет, то должны выполняться все законы сохранения, соответствующие вызывающему ее взаимодействию. Обратно, если все законы сохранения выполняются, то реакция (109.6) должна обязательно идти (см. § 107, пункт 1). (Для слабых взаимодей-

ствий суммарные странность, очарование, красота не сохраняются.)

Рассмотрим в качестве примера барионный заряд B, которым обладает, скажем, частица b. Если эту частицу перенести из левой части в правую, то барионный заряд слева уменьшится, а справа увеличится на B. Но если при таком переносе частицу b одновременно заменить античастицей $\bar{b}$, то барионный заряд и справа уменьшится на B. Равенство барионных зарядов восстановится. То же относится и к другим зарядам. Законы сохранения допускают возможность реакции.

$$a \to c + d + \bar{b}. \qquad (109.6а)$$

Вообще, *если какую-либо частицу или группу частиц перенести из одной части равенства в другую, заменив их античастицами, то получится соотношение, выражающее возможную новую реакцию.*

При доказательстве не использованы законы сохранения энергии, импульса и момента импульса. Но их и не надо было учитывать, так как эти величины характеризуют не сами частицы, а состояние их движения. А эти состояния могут изменяться в широких пределах, определяемых не законами сохранения, а начальными условиями. Аналогично, при переносе частиц из-за вращения изоспинов в изотопическом пространстве получатся состояния с требуемыми суммарными изоспинами.

Приведем примеры. Возьмем реакцию распада нейтрона

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e. \qquad (109.7)$$

Перенесем антинейтрино $\bar{\nu}_e$ справа налево, заменив его на нейтрино ν_e. Получим

$$\nu_e + n \to p + e^-. \qquad (109.8)$$

Мы получили реакцию взаимодействия нейтрино с нейтроном с образованием протона p и электрона e^-.

Возьмем, далее, процесс комптоновского рассеяния кванта на электроне

$$\gamma + e^- \to \gamma + e^-. \qquad (109.9)$$

Здесь частица γ совпадает со своей античастицей. Перенесем ее слева направо, а электрон с соответствующей заменой — справа налево. Возникнет процесс

$$e^+ + e^- \to \gamma + \gamma, \qquad (109.10)$$

выражающий аннигиляцию пары e^+e^- с испусканием двух γ-квантов.

Более интересен следующий пример. Процесс распада

$$\Sigma^0 \to p + e^- + \bar{\nu}_e$$

в принципе возможен, но его не наблюдают, так как идет распад $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$, который на 12—13 порядков более вероятен. Однако взаимодействие, приводящее к этому процессу, можно изучать в нейтринных опытах:

$$\bar{\nu}_e + p \to \Sigma^0 + e^+, \quad \bar{\nu}_\mu + p \to \Sigma^0 + \mu^+.$$

§ 110. Кварковая модель адронов

1. Обилие уже открытых и вновь открываемых адронов (в том числе резонансов) наводит на мысль, что все они построены из каких-то других, более фундаментальных частиц. С наибольшим успехом эта идея реализована в кварковой модели адронов. Кварковая модель объясняет не только систематику, но и динамику адронов. Она приводит к массе оправдывающихся предсказаний и в настоящее время считается общепризнанной.

В 1964 г. Гелл-Манном и независимо от него Цвейгом (р. 1937) была выдвинута гипотеза, подтвержденная дальнейшими исследованиями, что все адроны построены из более фундаментальных частиц, которые, по предложению Гелл-Манна, были названы *кварками*. На основе кварковой гипотезы не только была понята структура уже известных адронов, но и предсказано существование новых. Ниже дается понятие о кварковой модели без каких-бы то ни было претензий на полноту и обоснование полученных результатов.

К настоящему времени установлено существование пяти разновидностей (или так называемых *ароматов*) кварков: u, d, s, c, b. Их массы: $m_u \approx 5$ МэВ, $m_d \approx 7$ МэВ, $m_s \approx 150$ МэВ, $m_c \approx \approx 1{,}3$ ГэВ, $m_b \approx 5$ ГэВ. На эти данные надо смотреть как на оценочные и грубо ориентировочные, так как кварки в свободном состоянии не наблюдались и поэтому их массы нельзя было измерить прямыми методами (см. пункт 7). Неоднократно поступали предварительные сообщения об открытии t-кварка ($m_t \geqslant \geqslant 22$ ГэВ), но окончательно существование t-кварка еще не установлено. Каждому кварку соответствует свой антикварк.

Все кварки имеют спин 1/2 и барионный заряд 1/3. Кварки u, c, t называют *верхними*, так как они имеют дробный электрический заряд +2/3. Остальные кварки d, s, b с электрическим зарядом −1/3 принято называть *нижними*. В соответствии с этой терминологией кварки можно расположить в таблице:

$$u,\ c,\ t \text{ (заряд } 2/3); \quad d,\ s,\ b \text{ (заряд } -1/3). \qquad (110.1)$$

Кварк s является носителем странности, c — очарования, b — красоты (прелести).

Протон состоит из двух u-кварков и одного d-кварка ($p \to uud$), нейтрон состоит из одного u-кварка и двух d-кварков

($n \to udd$). Их античастицы построены из антикварков: $\bar{p} \to \bar{u}\bar{u}\bar{d}$, $\bar{n} \to \bar{u}\bar{d}\bar{d}$.

2. Мезоны построены из двух частиц: кварка и антикварка. Поэтому их барионное число равно нулю. Посмотрим, какие комбинации из двух таких частиц могут быть составлены из трех самых легких кварков u, d, s и их антикварков $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$. Очевидно, всего таких комбинаций будет девять:

$$\begin{matrix} u\bar{u}, & u\bar{d}, & u\bar{s}, \\ d\bar{u}, & d\bar{d}, & d\bar{s}, \\ s\bar{u}, & s\bar{d}, & s\bar{s}. \end{matrix} \qquad (110.2)$$

Кварки и антикварки могут входить в эти (и всякие другие) комбинации с различными орбитальными угловыми моментами. Спины кварков и антикварков могут различно ориентироваться друг относительно друга. Общий угловой момент составленной из кварков и антикварков частицы (античастицы) найдется по правилу векторного сложения спинового и орбитального моментов.

Допустим, что все кварки не обладают орбитальными угловыми моментами; все их моменты чисто спиновые. Допустим, далее, что спины кварка и антикварка направлены противоположно. Тогда каждая комбинация представляет мезон со спином $J = 0$. Наиболее легкие заряженные мезоны представляются комбинациями $u\bar{d}$ и $d\bar{u}$. Это — π-мезоны:

$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad \pi^- = d\bar{u}. \qquad (110.3)$$

Нейтральный π^0-мезон состоит из таких же кварка и антикварка. Но он представляет собой линейную суперпозицию состояний $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$. Он с равной вероятностью может находиться в состоянии $u\bar{u}$ и в состоянии $d\bar{d}$.

Более тяжелые К-мезоны содержат кварк s и антикварк $\bar{s}$:

$$K^+ = u\bar{s}, \quad K^0 = d\bar{s}, \quad \bar{K}_0 = s\bar{d}, \quad K^- = s\bar{u}. \qquad (110.4)$$

K^+ и K^- являются частицей и античастицей по отношению друг к другу. То же относится к K^0- и $\bar{K}^0$-мезонам, которые, таким образом, не являются истинно нейтральными частицами: K^0-мезон отличается от своей античастицы $\bar{K}^0$ странностью. У $\bar{K}^0$-мезона странность $+1$, а у K^0-мезона странность -1. С этим связано то, что K^0 в отличие от K^0 слабо поглощаются веществом. Дело в том, что странность всех барионов отрицательна или равна нулю. Поэтому поглощение K^0 веществом может происходить лишь с несохранением странности, т. е. из-за слабого взаимодействия. Масса $K^\pm$-мезонов равна 493,7 МэВ, нейтрального K^0-мезона — 497,7 МэВ. Частицы, содержащие s-кварк, являются странными, а сам s-кварк называется *странным кварком*. Диагональные члены $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ соответствуют нейтральным мезонам. Линейная суперпозиция двух первых из них, как уже отмеча-

лось выше, представляет π^0-мезон. Двум остальным линейным суперпозициям $u\bar{u} + d\bar{d}$ и $s\bar{s}$ соответствуют истинно нейтральные частицы: η- и η'-мезоны с массами соответственно 548,8 и 957,6 МэВ.

Допустим по-прежнему, что орбитальных угловых моментов у кварков и антикварков нет, но их спины направлены параллельно. В этом случае возможны те же девять комбинаций кварков с антикварками. Однако спин каждой комбинации будет 1. Этим комбинациям соответствует девять более тяжелых мезонов:

ρ^+ ρ^- ρ^0,	$K^{*+}K^{*0}K^{*-}\overline{K}^{*0}$,	ω^0,	φ^0.
770 МэВ	892 МэВ	783 МэВ	1020 МэВ

3. Обратимся теперь к барионам. Спин их полуцелый. Следовательно, если кварки не обладают орбитальными моментами, то барионы должны быть построены из нечетного числа частиц. Рассмотрим случай, когда такими частицами являются кварки u, d, s. Спин бариона может быть равен либо 1/2 (когда спины двух кварков параллельны, а спин третьего направлен противоположно), либо 3/2 (когда спины всех кварков параллельны). В первом случае образуется октет (восьмерка) барионов:

$$p(uud),\quad n(udd),\quad \Lambda^0(uds),$$
$$\Sigma^-(dds),\ \Sigma^0(uds),\ \Sigma^+(uus),\ \Xi^-(dss),\ \Xi^0(uss).$$

Барионы со спином 3/2 образуют декуплет (десятку) барионов:

ddd	*udd*	*uud*	*uuu*	$\Delta^-\Delta^0\Delta^+\Delta^{++}$ 1232 МэВ,
dss	*uds*	*uus*		$\Sigma^-\Sigma^0\Sigma^+$ 1385 МэВ,
	dss	*uss*		$\Xi^-\Xi^0$ 1530 МэВ,
		sss		Ω^- 1672 МэВ.

Ω^--гиперон, находящийся в вершине этого перевернутого треугольника, был предсказан на основании кварковой модели барионов и обнаружен экспериментально в 1964 г. Были предсказаны и его свойства — масса, странность, время жизни; все это подтвердилось на опыте.

4. Триумфом кварковой модели является открытие *очарованных частиц*. Первая очарованная частица была открыта в 1974 г. двумя группами экспериментаторов независимо друг от друга: на протонном ускорителе в Брукхейвене (США) при бомбардировке протонами ядер Be и на ускорителе со встречными электронно-позитронными пучками в Стэнфорде (США). Первая группа назвала открытую частицу мезоном J, а вторая — мезоном ψ. Поэтому обнаруженный мезон и получил двойное название J/ψ. Его масса 3,096 ГэВ. Замечательная особенность вновь

открытой частицы состоит в ее относительно большой долговечности. Ее ширина 60 кэВ, тогда как обычные ширины для частиц таких энергий 10—70 МэВ, что примерно на три порядка больше. Этот факт, как и в случае странных частиц, указывает на запрет по какому-то новому квантовому числу. В результате было введено квантовое число C, получившее название *очарования*, или *шарма* (по-английски charm — очарование). Ему соответствует новый кварк c. В кварковой модели очарование определяется как разность между числом кварков (c) и антикварков ($\bar{c}$). Частицы с очарованием, отличным от нуля, называются *очарованными*. Очарование подобно странности сохраняется при сильных и электромагнитных взаимодействиях, но не сохраняется при слабых. Распады очарованных адронов происходит за счет *слабого взаимодействия*, при этом очарование меняется на единицу. J/ψ-мезон построен из кварка c и антикварка $\bar{c}$ ($J/\psi = c\bar{c}$). Его очарование равно нулю и относят его к числу мезонов со *скрытым очарованием*. Скрытое очарование у частиц проявляется в том, что они легко распадаются на очарованные частицы, если распад не запрещен законами сохранения энергии и импульса, а распады на неочарованные частицы сильно подавлены (так как подавлена аннигиляция $c\bar{c}$ в более мелкие кварки), т. е. происходят с малой вероятностью.

По своей структуре квантовая система $c\bar{c}$, называемая *чармонием*, напоминает атом водорода (скорее, позитрония). Однако последний всегда называется *атомом водорода* независимо от того, в каком из возбужденных состояний он находится. Напротив, различные возбужденные состояния чармония (и любых других кварковых систем) условились считать *различными частицами* и обозначать *различными символами*. Мезон J/ψ является одним из *возбужденных состояний чармония*. После него было открыто несколько возбужденных состояний чармония. Были открыты и мезоны с *явным очарованием*:

$D^+ - c\bar{d}$,	$D^0 - c\bar{u}$,	$F^+ - s\bar{c}$,
$D^- - d\bar{c}$,	$\bar{D}^0 - u\bar{c}$,	$F^- - \bar{s}c$.
1869 МэВ	1865 МэВ	2021 МэВ

Были открыты также и *очарованные барионы*.

5. История открытия нового кварка b аналогична истории открытия кварка c. В 1977 г. в Батавии (США) был открыт новый мезон, обозначенный через Υ. Он возникал при бомбардировке мишени из меди и свинца пучком протонов с энергией 400 ГэВ. Этот сверхтяжелый мезон при массе m_Υ характеризовался относительно малой шириной (около 0,04 МэВ). Свойства новой частицы не укладывались в схему четырехкварковой модели, и пришлось ввести пятый кварк b, который был назван *прелестным*, или *красивым*. (Адроны, в которые входит кварк b, назы-

вают *красивыми*, или *прелестными*.) Мезон Υ является одним из возбужденных состояний связанной системы $b\bar{b}$ со спином 1. В дальнейшем мезон Υ и другие возбужденные состояния той же системы Υ', Υ'', Υ''' получались во встречных электрон-позитронных пучках, а на встречных pp-пучках в ЦЕРН (Швейцария) был также обнаружен первый, самый легкий «красивый» барион $\Lambda_b = udb$ массой 5400 МэВ. Разность между числами b-кварков и их антикварков $\bar{b}$ называется *красотой*. *Красота сохраняется при сильных и электромагнитных взаимодействиях и может нарушаться при слабых.*

Если просмотреть все квантовые числа для адронов, то легко обнаружить, что электрический заряд адрона можно вычислить по формуле

$$Q = T_3 + (1/2)(B + S + C + b). \qquad (110.5)$$

В частности, эта формула применима для нуклонов. У них $S = C = b = 0$, $B = +1$, для протона $T_3 = +1/2$, для нейтрона $T_3 = -1/2$.

6. Успешная классификация адронов на основе кварковой модели явилась веским аргументом в ее пользу. Другим аргументом являются опыты по прямому просвечиванию нуклонов и других адронов высокоэнергетическими электронами. Происходящий при этом процесс называется *глубоконеупругим рассеянием*. Теоретический анализ его привел к заключению, что внутри адронов электроны рассеиваются на точечных частицах с зарядами $+2/3$ и $-1/3$ и спином 1/2. На этих частицах электроны резко меняют свои импульсы и энергии, сообщая их кварку, подобно тому как это происходит с α-частицами при рассеянии на ядрах в опытах Резерфорда. О конечных размерах кварков эти опыты ничего не говорят. Из них можно заключить только, что во всяком случае на расстояниях от силового центра больше 10^{-15} см кварки ведут себя еще как бесструктурные точечные частицы. Возможно, что за пятым кварком b и предполагаемым шестым t будут открыты и другие кварки. Возможно, что увеличение числа кварков будет небольшим и ограничено общими принципами или внутренними свойствами симметрии элементарных частиц. Возможно, что и бесструктурность кварков отражает лишь достигнутый уровень исследования этих материальных объектов.

7. Многочисленные поиски свободных кварков, производившиеся на ускорителях высоких энергий, в космических лучах и окружающей среде, оказались безуспешными. В частности, кварки искали при измерении заряда капель по методу Милликена (1868—1953). Обнаружение капель с дробным зарядом свидетельствовало бы о присутствии кварка, так как дробный заряд кварка не мог бы быть компенсирован целочисленным зарядом электрона или иона. Такие опыты производились в наше время с гораздо большей точностью, чем это мог делать Милликен,

К отрицательному результату привел и очень точный масс-спектроскопический анализ воды, который дал для верхнего предела отношения числа свободных кварков к числу протонов величину порядка 10^{-27}. Сейчас большинство специалистов склоняется к тому, что в свободном состоянии кварки не существуют.

Итак, кварковая модель предполагает, что кварки внутри адронов существуют, но опыт вынуждает признать, что вылететь оттуда и появиться в свободном состоянии они не могут. Такое положение называют английским словом «конфаймент», которое означает «пленение, тюремное заключение». Кварк, получивший энергию в результате столкновения с электроном, не вылетает наружу из адрона, а растрачивает ее на образование кварк-антикварковых пар, т. е. на образование новых адронов, в основном мезонов.

Одной из причин ненаблюдаемости кварков в свободном состоянии, возможно, являются их очень большие массы. Это препятствует рождению кварков при тех энергиях, которые достигаются на современных ускорителях. Не исключена возможность, что в свободном состоянии кварки принципиально не могут появиться в силу специфики их взаимодействия. Приводились доводы экспериментального и теоретического характера, согласно которым силы взаимодействия между кварками не ослабевают с расстоянием. Если это так, то для отделения их друг от друга требуются бесконечно большие энергии, при которых такое отделение делается невозможным. Все это — только предположения, ни в какой степени не претендующие на достоверность и даже правдоподобность.

8. Волновые функции систем кварков, образующих барионы, должны быть *антисимметричными*, так как кварки имеют спин 1/2. Между тем встречаются барионы с одинаковыми ориентациями спинов: $\Delta^{++}(u_\uparrow u_\uparrow u_\uparrow)$, $\Omega^-(s_\uparrow s_\uparrow s_\uparrow)$, которые *симметричны* относительно перестановки кварков, если только последние не обладают какими-либо дополнительными характеристиками. Такие характеристики и пришлось ввести. Они называются *цветами*. Каждый тип (аромат) кварка характеризуется тремя цветами. Им условно присвоили названия: *красный* R(red), зеленый G(green) и голубой B(blue). Антикваркам присвоили *антицвета* $\bar{R}$, $\bar{G}$, $\bar{B}$. Каждый антицвет является *дополнительным* к своему цвету, так что комбинации $R\bar{R}$, $G\bar{G}$, $B\bar{B}$ считаются *бесцветными* (*белыми*). Точно также бесцветной будет и комбинация $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$.

По современным представлениям сильные взаимодействия осуществляются путем обмена между кварками безмассовыми частицами со спином 1 и нулевой массой покоя. Эти частицы называются *глюонами*. Предполагается существование восьми глюонов, обладающих характеристикой «цвет». Обмен глюонами между кварками меняет их цвет, но оставляет неизменными все

остальные квантовые числа (электрический заряд, странность, очарование, красоту), т. е. сохраняет аромат кварка. Каждый глюон содержит цвет и антицвет. Из трех цветов и антицветов можно составить всего девять комбинаций:

$$R\bar{R},\quad R\bar{G},\quad R\bar{B},$$
$$G\bar{R},\quad G\bar{G},\quad G\bar{B},$$
$$B\bar{R},\quad B\bar{G},\quad B\bar{B}.$$

Каждой из таких комбинаций соответствует глюон. Цвет, подобно электрическому заряду, сохраняется. Поэтому шесть недиагональных явно окрашенных комбинаций не могут перемешиваться между собой. Три диагональные комбинации бесцветны, и перемешивание их между собой не меняет цвет. Каждая из диагональных комбинаций может быть получена путем линейной суперпозиции двух остальных комбинаций. Существует, следовательно, всего восемь соответствующих им глюонов.

Представим схематически взаимодействие между кварками путем обмена глюонами. Будем изображать красный, зеленый и голубой кварки любого аромата символами q_R, q_G, q_B ($q \equiv u$, d, s, c, b, t). Тогда взаимодействие между красным и зеленым кварками запишется так:

$$q_R \to q_G + q_{R\bar{G}}, \qquad q_G + q_{R\bar{G}} \to q_R.$$

Первое равенство означает, что красный кварк испустил красно-зеленый глюон и превратился в зеленый кварк q_G. Второе означает, что зеленый кварк, поглотив красно-зеленый глюон, превратился в красный кварк.

Изложенное имеет весьма формальный характер, а главное в общей физике не имеет каких-либо конкретных применений. Поэтому нет смысла заниматься этим дальше. Соответствующие вопросы относятся к специальной теоретической дисциплине — *квантовой хромодинамике* (КХД).

9. В заключение заметим, что к настоящему времени Вайнберг (р. 1915), Салам (р. 1926) и Глэшоу (р. 1932) создали теорию, в которой электромагнитное и слабое взаимодействия объединены в единое *электрослабое взаимодействие*. На расстояниях от силового центра, меньших радиуса действия слабых сил (10^{-16} см), различие между электромагнитными и слабыми взаимодействиями исчезает. На больших расстояниях, однако, сохраняется различие между ними, так что старая теория остается в силе. Мы не можем входить в рассмотрение этих вопросов по существу, так как они далеко выходят за пределы общего курса физики.

Отметим только, что за последние 15—20 лет в физике элементарных частиц произошли революционные открытия.

1. Достоверно установлено существование структуры у сильновзаимодействующих частиц — адронов (в том числе протона и нейтрона). Модель кварков не только объясняет систематику адронов, но и динамику их взаимодействия. На основе модели кварков предсказаны существование и свойства большого числа частиц, обнаруженных затем экспериментально.

2. Установлена общая природа электромагнитных и слабых взаимодействий. Открыты переносчики слабых взаимодействий: $W^{\pm}$- и Z^0-бозоны.

3. Создана теория сильного взаимодействия кварков — квантовая хромодинамика. Подтверждены экспериментально свойства переносчиков этих взаимодействий — глюонов (в частности, спин 1). Предсказания КХД (в той области, где применима теория возмущений) блестяще подтверждаются на опыте.

4. Поставлен вопрос о единой природе всех сил (Великое объединение).

5. Обнаружена глубокая связь между физикой элементарных частиц и космологией.

ТАБЛИЦЫ

* *

I. Лептоны ($J = 1/2$, $L = 1$, $B = 0$)

Частица	L_e	L_μ	L_τ	Масса, МэВ	Время жизни, с	Основные каналы распада
e^-	+1	0	0	0,511003	$\infty(>2\cdot10^{22}$ лет)	
ν_e	+1	0	0	<46 эВ	∞	
μ^-	0	+1	0	105,6592	$2{,}19713\cdot10^{-6}$	$e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ (98,6 %)
ν_μ	0	+1	0	$<0{,}52$	∞	$e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$ (1,4 %)
τ^-	0	0	+1	1784	$(4{,}6\pm1{,}9)\cdot10^{-13}$	$\rho^-\nu_\tau$ (22 %) $\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (18 %) $\pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ (18%) $e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ (16 %) $\pi^-\nu_\tau$ (11 %) $\pi^-\rho^0\nu_\tau$ (7 %)
ν_τ	0	0	+1	<250	?	?

II. Кварки

Кварк	Масса, МэВ	J^P	L	B	S	C	T	T_3	Q	Участие во всех взаимодействиях
u	≈5	$1/2^+$	0	1/3	0	0	+1/2	+1/2	+2/3	—
d	≈7	$1/2^+$	0	1/3	0	0	1/2	—1/2	—1/3	—
c	≈1350	$1/2^+$	0	1/3	0	+1	0	0	+2/3	Участвует во всех взаимодействиях
s	≈150	$1/2^+$	0	1/3	—1	0	0	0	—1/3	
t?	>22000	$1/2^+$	0	1/3	0	0	0	0	+2/3	
b	≈4700	$1/2^+$	0	1/3	$b=+1$		0	0	—1/3	

III. Квазистабильные мезоны ($J^P = 0^-$, $L = 0$, $B = 0$)*)

Частица	Кварковый состав	S	C	T	T_3	Масса, МэВ	Время жизни, с	Основные каналы распада
$\pi^\pm$	$u\bar{d}$ $(d\bar{u})$	0	0	1	±1	139,567	$2{,}603\cdot10^{-8}$	$\mu^\pm\nu_\mu$ $(\tilde{\nu}_\mu)$(100 %)
π^0	$u\bar{u}$, $d\bar{d}$	0	0	1	0	134,963	$0{,}83\cdot10^{-16}$	$\gamma\gamma$ (98,8 %)
η^0	$u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$	0	0	0	0	548,8	$0{,}7\cdot10^{-18}$	$\gamma\gamma$ (39 %) $\pi^0\pi^0\pi^0$ (32 %) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (24 %)
K^+	$u\bar{s}$	+1	0	1/2	+1/2	496,67	$1{,}237\cdot10^{-8}$	$\mu^+\nu_\mu$ (63,5 %) $\pi^+\pi^0$ (22,2 %) $\pi^+\pi^+\pi^-$(5,6 %)
K^0_S							$0{,}89\cdot10^{-10}$	$\pi^+\pi^-$(68,8 %) $\pi^0\pi^0$ (31,4 %)
K^0	$d\bar{s}$	+1	0	1/2	−1/2	497,7		
K^0_L							$5{,}18\cdot10^{-8}$	$\pi^\pm e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$ (38,7%) $\pi^\pm\mu^\mp\bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$(27,1%) $\pi^0\pi^0\pi^0$(21,5 %) $\pi^+\pi^-\pi^0$(12,4 %)
D^+	$c\bar{d}$	0	+1	1/2	+1/2	1869	$\approx 9\cdot10^{-13}$	$\bar{K}^0X + K^0X$(≈50 %) $e^\pm X$ (20 %) K^-X (15 %) $\bar{K}^0\pi^+\pi^0$ (10 %)
D^0	$c\bar{u}$	0	+1	1/2	−1/2	1865	$\approx 5\cdot10^{-13}$	K^-X (≈45 %) $\bar{K}^0X + K^0X$(≈30 %) $K^-\pi^+\pi^0$ (10 %)
F^+	$c\bar{s}$	+1	+1	0	0	2021	$\approx 2\cdot10^{-13}$	?

*) Символом X обозначены другие частицы.

IV. Стабильные и квазистабильные барионы ($J^P = 1/2^+$, $L = 0$, $B = +1$)

Частица	Кварковый состав	S	C	T	T_3	Масса, МэВ	Время жизни, с	Основные каналы распада
p	uud	0	0	1/2	+1/2	938,279	$>10^{32}$ лет	
n	udd	0	0	1/2	−1/2	939,573	925±11	$pe^-\bar{\nu}_e$(100 %)
Λ^0	uds	−1	0	0	0	1115,6	$2{,}63\cdot10^{-10}$	$p\pi^-$(64 %) $n\pi^0$(36 %)
Σ^+	uus	−1	0	1	+1	1189,4	$0{,}80\cdot10^{-10}$	$p\pi^0$(52 %) $n\pi^+$(48 %)
Σ^0	uds	−1	0	1	0	1192,5	$5\cdot10^{-20}$	$\Lambda\gamma$ (100 %)
Σ^-	dds	−1	0	1	−1	1197,3	$1{,}48\cdot10^{-10}$	$n\pi^-$(100 %)
Ξ^0	uss	−2	0	1/2	+1/2	1315	$2{,}9\cdot10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$(100 %)
Ξ^-	dss	−2	0	1/2	−1/2	1321,3	$1{,}64\cdot10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$(100 %)
Ω^-	sss	−3	0	0	0	1672,5	$0{,}8\cdot10^{-10}$	ΛK^-(69 %) $\Xi^0\pi^-$(29 %) $\Xi^-\pi^0$(8 %)
Λ_c^+	udc	0	+1	0	0	2282	$(1-2)\cdot10^{-13}$	Наблюдалось 12 типов распадов
Λ_b^0	udb	0	0			~5400		

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

* *

Авогадро 141
Алиханов 101, 102
Алиханьян 101, 102
Аллен 102
Альварец 163, 164, 165
Андерсон 16, 376, 378, 379
Арцимович 289, 300

Бак 47
Басов 304
Беккер 232, 233
Беккерель 7
Белл 344
Бете 140, 144, 147, 148, 318, 350
Блох 140
Блэккет 379
Бозе 374
Больцман 322, 324
Бор Нильс 36, 38, 120, 140, 216, 225, 230, 240, 249, 259
Бор Оге 133
Ботэ 232, 233
Браун 350
Брейт 220
Бройль де 119, 207, 230, 225, 304
Брэгг 306, 317

Вавилов 156, 196, 197
Вайнберг 405
Ван-де-Грааф 160, 161, 173, 256, 257
Вейцзеккер 23, 24, 94, 108, 120, 122, 239
Векслер 169, 172
Вигнер 220
Видерое 161, 163, 164
Вильсон 141, 156, 199, 355, 356, 379, 385
Владимирский 317
Волков 344
Вульф 306, 317
Вустер 94, 781

Гайтлер 147, 148
Гамильтон 382
Гамов 79, 81, 82, 87
Ган 108, 237, 238
Гартинг 349
Гейгер 76, 77, 84, 86, 232, 355, 356, 357
Гейзенберг 8, 14, 81
Гелл-Манн 394, 399
Гёпперт-Майер 130
Герке 36
Герлах 49
Герцшпрунг 333, 334, 336, 337
Гесс 354, 355
Гиорсо 255
Глазер 199
Глэшоу 405
Гоккель 354
Гольданский 64

Дебай 306
Дирак 351, 374, 378

Добрецов 36, 37, 43
Доплер 111
Дэвис 103, 339

Жолио-Кюри Фредерик 63, 64, 233, 258

Завойский 304
Зееман 46, 47
Зельдович 316

Иваненко 8, 16

Йенсен 136

Кадомцев 300
Капица 199
Карно 293
Клейн 152
Кокрофт 204, 209
Кольхерстер 355
Комптон 151, 152, 154
Кондон 79, 81
Коуэн 102, 104, 196, 285
Кристофилос 178
Крускал 301
Кузьмин 104
Кулон 30, 80, 138
Курант 178
Курчатов 108, 258, 276, 289, 297
Кюри (Жолио) Ирен 63, 64, 233, 237, 238
Кюри Мария 7, 251
Кюри Пьер 7, 251

Лагранж 382
Лаплас 60, 350, 351
Латтес 17
Лауэ 306
Ледерман 381
Лежандр 55
Лейпунский 100, 102
Леонтович 81, 289, 300, 758
Ливингстон 178
Лоренц 168, 358
Лоуренс 166
Лоусон 295, 296, 297, 303
Луммер 36
Любимов 99

Майкельсон 36
Мак-Миллан 169
Мандельштам 81
Мэйтнер Лизе 237, 238
Менделеев 122, 255, 261, 262
Мёссбауэр 69, 109, 113, 115
Милликен 355, 403
Мэттельсон 133
Мюллер 355, 356, 357, 1209

Неттол 76, 77, 84, 86
Нишина 152
Нишиджима 394
Ноддермайер 16, 376
Ньютон 347

Оганесян 259, 260, 261
Оже 107
Оккиалини 17, 379
Оппенгеймер 344

Паули 35, 36, 38, 95, 96, 99, 120, 126, 128, 342, 352, 378
Паунд 116
Пауэлл 17
Пашен 47
Перл 376
Перо 36, 37
Петржак 64, 243, 244
Планк 38, 81
Понтекорво 104, 338
Прокошкин 381
Пуассон 74

Ребке 116
Резерфорд 7, 30, 80, 81, 156, 159, 189, 232, 235, 258, 403
Рейнес 102, 196, 285
Рейноутер 133
Рессел 333, 334, 336, 337
Росси 356, 357

Савич 237, 238
Салам 405
Сиборг 255
Скобельцын 199, 355, 356
Снайдер 116, 178
Стефан 324
Сгрутинский 240, 262

Тамм 16, 152
Теренин 36, 37, 43
Томсон 152
Третьяков 99

Уилер 240
Уолтон 204, 209

Фабри 37
Ферми 95, 96, 99, 100, 200, 236, 237, 238, 250, 276, 339, 340, 342, 343, 351, 352, 367, 374
Флеров 64, 243, 244, 256, 264
Фок 10
Френель 312
Френкель 120, 240
Фриш Отто 238

Хартри 10
Хелл 306
Хоукиг 347
Хофштаттер 33
Хьюиш 344

Цвейг 399

Чандрасекар 342
Чедвик 8, 94, 232, 234, 235, 236
Черенков 156, 196, 197, 380

Шафранов 301
Шварцшильд 346, 347, 350, 351
Шерер 306
Шиоков 11
Шкловский 335
Шредингер 52, 53, 82, 128, 130
Штерн 49
Штрассман 237, 238
Шюлер 36

Эйлер 321
Эйнштейн 20, 116, 374
Эллис 94

Юдин 11
Юкава 16, 17

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

* *

Автофазировка 169, 170
Адроны 156, 376
Азотная катастрофа 50
Активная зона реактора 271
Активность 69
Альфа-распад 63, 75
— необлегченный 87
— облегченный 87
Альфа-частицы длиннопробежные 86
Америций 251
Амплитуда рассеяния 309, 310
— — магнитного 317
Аннигиляционные потери 157
Аннигиляция 152, 379
— двухфотонная 157
Антивещество 381
Антидейтрон 381
Антинейтрино электронное 96
— мюонное 97
— таонное 97
Антинейтрон 381
Антипротон 380
Антицвет 404
Античастицы 378
Аромат 399
Атомная единица массы 9
Ахондриты 268

Барионный заряд 214, 390
Барионы 213, 377, 401
— очарованные 402
Беккерель (единица) 69
Белые карлики 335, 342
Бериллиевы лучи 233
Берклий 251
Бета-распад 63, 87
— двойной 92
— обратный 102
— позитронный 64, 87
— электронный 64, 87
— — захват 64, 87
Бетатрон 173
Бланкет 291
Блеск звезды 330
Бозоны 374
Брегговский скачок 306
Бустер 177

Вектор поляризации 208
Великое объединение 406
Верхняя граница бета-распада 93, 343
Взаимодействия гравитационные 12, 373
— сильные 12, 373
— слабые 12, 373
— электромагнитные 12, 373
Вилка 385
Вириал и теорема вириала 319
Виртуальные кванты 15
— частицы 15
Внутренняя конверсия 107
— — коэффициент 107
— — парная 107
Водородный цикл 327
Возраст Земли 74
Волна встречная 164
— попутная 164
Восточно-западная асимметрия космических лучей 1212
Вращательные энергетические уровни 62
Время восстановления счетчика 189
— жизни 70
Встречные пучки 181
Входной 205
Вырожденный газ 352
Выход реакции 183, 208
Выходной канал 205

Гамма-излучение 105
Гелиевый цикл 329
Генератор Ван-дер-Граафа 160
— — перезарядный (тандем-генератор) 161
Гигантский резонанс 230
Гиперзаряд 395
Гипероны 377
Глубоконеупругое рассеяние 403
Глюоны 17, 404
Гравитационное смещение спектральных линий 115
Гравитационный коллапс 344, 346
— радиус 346, 374
Гравитоны
Границы Ферми 352
Граничная длина волны нейтрона 315, 316
— энергия нейтрона 315, 316

Двухпротонный распад 63
Деление ядра 236
Детекторы 187
— Гейгера 193
— — Мюллера 188, 193
— импульсные ионизационные камеры 188, 190
— ионизационные 188, 189
— полупроводниковые 188, 198
— пропорциональные 188, 191
— сцинтилляционные 188, 193
— трековые 187, 190
— черенковские 188, 197
— электронные счетчики 187
Дефект массы ядра 19
— — нейтрального атома 20
Диаграмма Герцшпрунга — Рессела 334
Дипольный магнитный момент ядра 59
Дифракционное рассеяние 207
Дрейфовые (пролетные) трубки 161
Дуанты 167

Естественная ширина линии 112

Жолиотий 258

Загадка солнечных нейтрино 104
Закон Гейгера — Неттола 76
— сохранения барионного заряда 208, 383, 389
— — изотопического спина 208, 397
— — импульса 208, 383, 387
— — красоты (прелести) 383
— — лептонных зарядов 98, 208, 383, 389
— — момента импульса 208, 383, 389
— — очарования (шарма) 383
— — странности 383, 394
— — четности 53, 208, 395
— — электрического заряда 208, 383, 389
— — энергии 208, 383, 387
— $1/v$ 220
Запаздывающие нейтроны 65
Запрещенные линии 58
Заряд лептонный 98, 390
— мюонный 390
— таонный 390
Зарядовая независимость ядерных сил 397
— симметрия 9
Зарядовое число (порядковый номер элемента) 8
Зашлаковывание реактора 280
«Звезда» 381
Звездная величина 330
— — абсолютная 331
— — визуальная 332
— — фотовизуальная 332
— — фотографическая (синяя) 332
Звезды главной последовательности 334
Зеркальные ядра 9
Зона воспроизводства 281

Изобары 8
Изомеры 108
Изотоны 8
Изотопическая инвариантность 9, 397
— ось 396
Изотопические мультиплеты 395
Изотопический спин (изоспин) 396
Изотопическое пространство 396
Изотопы 8
Инклюзивное сечение 206
Ионизационные потери 135
Истинно элементарные частицы 376
Источники нейтронов 182
ИТЭР 303

Калифорний 251
Камера Вильсона 188
— диффузионная 199
— дрейфовая 188
— искровая 188, 201
— криогенная 199
— пропорциональная 192
— пузырьковая 188
— стримерная 188, 202
Квадрупольный момент внешний 61
— — внутренний 61
Квазинейтральный 292
— магнитный дипольный 57
Квант электрический дипольный 57
— — квадрупольный 57
Квантовая хромодинамика 405
Кварки 399
Кварковая модель адронов 399
Классический радиус электрона 152
Классы звезд 332
Конвертор 316
Конус потерь 298
Конфаймент 404
Космические лучи 354, 355
— — вторичные 357
Космические лучи галактические 357
— — первичные 357
— — солнечные 357
Коэффициент воспроизводства 281
— газового усиления 191
— размножения нейтронов 272
— теплового использования 273
Красные гиганты 335
— карлики 335
— сверхгиганты 335
Красота (прелесть) 395, 403
Критерий Лоусона 295, 296
— Шафранова — Крускала 301
Критическая масса 274
— энергия 149
Курчатовий 258
Кюри (единица) 69
Кюрий 251

Лептоны 97, 376
Ливни 157
— широкие атмосферные 364
— электронно-протонные каскадные 370
Линейный коэффициент поглощения 150
Ловушки ультрахолодных нейтронов 316
Лоуренсий 258

Магические числа 24, 122
— ядра 24, 122
Магнетон Бора 39
— ядерный 39
Магнитная жесткость 356
Магнитное 2^L-поле 57
Магнитные зеркала 317
— квадрупольные линзы 178
— ловушки 298
— моменты ядер 49
— пробки 298
Магнитогидродинамическая модель плазмы двухжидкостная 299
— — — одножидкостная 299
Масса инвариантная (покоя) 383
Массовое число 8
Массовый коэффициент поглощения 150
Мезоны 377, 400
— с явным очарованием 402
Менделевий 255
Метод магнитного резонанса 50
— носителя 104
— сравнения интенсивностей 43
Микротрон 172
Модель испарения 223
Мощность реактора 279
Мультиполь 56
Мюоны 34, 376

Накопительные кольца 182
— — нейтронные 317
Насыщение ядерных сил 21
Нейтрино мюонное 97
— таонное 97
— электронное 96
Нейтронные волны 304, 305
— звезды (пульсары) 343, 344
Нейтроны быстрые 269, 305
— вторичные 245
— высокоэнергетичные 305
— запаздывающие 246, 247, 277
— мгновенные 246
— релятивистские 305
— тепловые 269, 305
— ультрахолодные 305
Нейтроновод 316
Неоновый цикл 329
Нептуний 250

Нильсборий 259
Нобелий 257
Нуклид 8
Нуклонное самосогласованное поле 127
Нуклонный потенциал 311
Нулевые матрицы 311

Область Гейгера 193
Оболочка 122
Оператор инверсии 52
Оптимальная температура 295
Остров стабильности 262
Отравление реактора 280
Отражатель 273
Очарование (шарм) 395, 402

Парциальное сечение реакции 215
Переносчики взаимодействия 376
— — $W^{\pm}$-, Z^0-бозоны 376
Период (время) полураспада 71
Пинч-эффект 297
Пионы 97
Плазменный шнур 299
Плутоний 250
Подбарьерный процесс 217
Позитроний 380
Показатель преломления 226
— — нейтронных волн 312, 315
— цвета 332
Поле полоидальное 301
— тороидальное 301
Полуширина линии доплеровская 111
Поляризация нейтрино 110
Поляризованные частицы 206
Порог реакции 210
Постоянная распада 69
— спин-орбитального взаимодействия 130
Потенциальный барьер 80
Правила отбора 57
Правило (метод) интервалов 41
Предравновесный распад 225
Преоны 372
Пробег 136, 142
— максимальный 145
— средний 149
Протозвезда 318
Протонный распад 63

Радиатор 196
Радиационная длина 148
Радиационные потери 144, 147
Радиоактивность 63
— искусственная 63
— наведенная 158
— основной закон 70
Радиоактивные семейства (ряды) 66, 67
— ядра 63
Радиус ядра 29
Разрешение временное 188, 357
— пространственное 188
Реакторы гетерогенные 276
— гомогенные 276
— исследовательские 280
— экспериментальные 280
— энергетические 280
Реакторы-размножители (бридеры) 281
Режим стационарный 272
— критический 272
— надкритический 272
— подкритический 272
Резерфорд (единица) 69
Резерфордий 258
Резонансные частицы (резонансы) 375

Самоподдерживающаяся реакция 273
Сверхновые звезды 349
Сверхтонкая структура спектральных линий 36
Сверхъядра 263
Сверхэлементы 263
Светимость звезды 330
Симметрия «вперед-назад» 218
Синхротрон 176
Синхрофазотрон 177
Система отсчета лабораторная (ЛС) 205
— — центра масс (ЦМ) 205
Солнечный ветер 364
Составное (промежуточное) ядро (компаунд-ядро) 216
Состояние дипольное 57
— квадрупольное 57
— октупольное 57
— смешанное 206
— чистое 206
Спин ядра 35, 38, 49
Спиральность нейтрино 99
Спонтанное деление 63
Среднее время удержания 294
Странность 394
Странные частицы 393
Стримеры 202
Субгиганты 335
Субкарлики 335
Сфера Шварцшильда (горизонт событий) 346
Схема совпадений 256

Температура вырождения 352
Тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы) 276
Теплоноситель 279
Термоядерная проблема 288, 290
Токамак 300
Толстослойные фотоэмульсии 188, 200
Томсоновское (классическое) рассеяние 152
Тонкая структура спектра α-частиц 86
Тормозное излучение 147
Трансурановые элементы (трансураны) 248
Туннельный эффект 82

Углеродный цикл 327, 329
Угловое распределение 205
Упаковочный коэффициент 20
Управляемый термоядерный синтез 289
Уровень Ферми 339
Ускоритель Видерое 161
— линейный 161
— на встречных пучках 181
— с бегущей волной 165
— циклический 169
Условие Брэгга — Вульфа 306
— зажигания термоядерной реакции 295
— радиационного равновесия 73

Фазотрон (синхрофазотрон) 169
Фермий 253
Фермионы 374
Фокусировка 168
— Бете 144
— Бора 140
— Брейта и Вигнера 221
— жесткая (сильная) 178
Формула Вейцзеккера 23
— Томсона 152
Фотоядерные реакции 229
Функции нечетные 52
— четные 52

Характер уровня 56
Хондры 268

Цвет 404
Центробежный барьер 85
Цепная реакция 270
Циклотрон 166
— изохронный 180

Чандрасекаровский предел 342
Чармоний 402
Частицы истинно нейтральные 378
— квазистабильные 375
— нечетные 55
— очарованные 401
— резонансные 375
— со скрытым очарованием 402
— стабильные 375
— четные 55
Черная дыра 346
Четность 52
— внутренняя 55
— несохранение при слабых взаимодействиях 53

Ширина спектра масс 375

Эйнштейний 253
Экзосфера 347
Электрическое 2 E-поле 57
Электронно-позитронные ливни 379
Электронно-фотонный каскадный ливень 370
Электроны Оже 107
Электрослабое взаимодействие 405
Электроядерные процессы 230
Элементарные частицы 371
Элементарный заряд 8
Энергетический спектр космических лучей дифференциальный 363
— — — — интегральный 363
Энергия активации 243
Энергия нейтронного сродства 293
— реакции 209
— — экзотермическая 209
— — эндотермическая 209
— связи ядра 18, 20
— — — удельная 20
Эффект долготный 358
— Зеемана 00
Эффект Мёссбауэра 109, 113
— широтный 358
Эффективное сечение дифференциальное 205
— — интегральное (полное) 205
— — конверсионное 205
Эффективность 188
— конверсионная 195

Ядра бета-стабильные 25
— дважды магические 24
— деформированные 121
— магические 24
— нечетно-нечетные 23
— радиоактивные 11
— четно-четные 23
Ядерная модель капельная 119
— — оболочечная 122
— (атомная) энергия 269
Ядерное время 30
— гиромагнитное отношение 39
— топливо 269
Ядерные модели коллективные (с сильным взаимодействием) 118
— — обобщенные 118, 133
— — одночастичные (независимых частиц) 118
Ядерные реакции передачи 224
— — подхвата 224
— — прямые 224
— — срыва 224
Ядерный магнетон 39
— магнитный резонанс 37
— реактор 269
— — природный 283
— фотоэффект 230

К-захват 64

СИВУХИН Дмитрий Васильевич

ОБЩИЙ КУРС ФИЗИКИ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Часть 2. Ядерная физика

* *

Заведующий редакцией *Л. И. Гладнева*
Редакторы *Г. И. Новикова, Н. А. Михалина, Д. А. Миртова*
Младший редактор *В. А. Кузнецова*
Художественный редактор *Т. Н. Кольченко*
Технический редактор *И. Ш. Аксельрод*
Корректоры *Е. Ю. Рычагова, Т. С. Вайсберг*

ИБ № 41015

* *

Сдано в набор 11.05.88. Подписано к печати 29.12.88. Т-23106. Формат 60×90/16. Бумага книжно-журнальная. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая. Усл. печ. л. 26. Усл. кр.-отт. 26. Уч.-изд. л. 28,27. Тираж 39 500 экз. Заказ № 183. Цена 1 р. 30 к.

* *

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

* *

Четвертая типография издательства «Наука»
630077 г. Новосибирск, 77, Станиславского, 25