

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Ю. М. ШИРОКОВ, Н. П. ЮДИН



ОБЩИЙ КУРС ФИЗИКИ

Ю. М. ШИРОКОВ, Н. П. ЮДИН

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Издание второе, переработанное

*Допущено Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов физических специальностей
высших учебных заведений*



МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1980

22.38
Ш 64
УДК 539.1

Ш $\frac{20408-004}{053(02)-80}$ 106-79. 1704070000

© Наука.
Главная редакция
физико-математической литературы. 1

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие ко второму изданию	5
Из предисловия к первому изданию	6
Глава I. Введение	7
§ 1. Масштабы физических величин в ядерной физике (7). § 2. Релятивистские свойства частиц (11). § 3. Квантовые свойства частиц (15) § 4. Измерения в микромире (27).	
Глава II. Статические свойства атомных ядер	30
§ 1. Вводные сведения о ядре (30). § 2. Состав ядер. Электрический и барионный заряды (33). § 3. Энергия связи ядер (37). § 4. Ядерные спины (45). § 5. Магнитные дипольные моменты ядер (48). § 6. Размеры ядер (54). § 7. Форма ядер (69) § 8. Статистика (70). § 9. Четность (73). § 10. Заключительные замечания (76).	
Глава III. Ядерные модели	79
§ 1. Необходимость модельных представлений о ядре (79). § 2. Классификация ядерных моделей (82). § 3. Коллективные модели ядра (85). § 4. Одночастичные модели ядра (90). § 5. Обобщенная модель ядра (105). § 6. Другие модели и заключительные замечания (111).	
Глава IV. Ядерные реакции	113
§ 1. Основные понятия и определения (113). § 2. Законы сохранения в ядерных реакциях (118). § 3. Общие свойства ядерных реакций (123) § 4. Сечения ядерных реакций при низких энергиях (129). § 5. Механизмы ядерных реакций (131). § 6. Составное ядро. Общие свойства (134). § 7. Составное ядро. Резонансные реакции (137). § 8. Составное ядро. Нерезонансные реакции (145). § 9. Оптическая модель для ядерных реакций (149). § 10. Прямые ядерные реакции (151). § 11. Фотоядерные и электроядерные реакции (160).	
Глава V. Ядерные силы	168
§ 1. Методы изучения ядерных сил (168). § 2. Дейтрон (170). § 3. Рассеяние нейтрон — протон при низких энергиях (176). § 4. Рассеяние протон — протон при низких энергиях (180). § 5. Рассеяние нуклон — нуклон при высоких энергиях (182). § 6. Изотопическая инвариантность (188). § 7. Свойства ядерных сил (199). § 8. Теория ядерных сил (200).	
Глава VI. Радиоактивность	203
§ 1. Сущность явления радиоактивности (203). § 2. Основные законы радиоактивного распада (208). § 3. Альфа-распад (217). § 4. Бета-распад (230). § 5. Радиоактивные ряды и трансурановые элементы (253). § 6. Гамма-излучение ядер (259).	
Глава VII. Элементарные частицы	273
§ 1. Главное об элементарных частицах (273) § 2. Законы сохранения (281). § 3. Классификация элементарных частиц (298). § 4. Кинематика и законы сохранения зарядов в реакциях и распадах элементарных частиц (304) § 5. Механизм взаимодействия элементарных частиц (315). § 6. Электромагнитные взаимодействия (331). § 7. Сильные взаимодействия (343). § 8. Слабые взаимодействия (397).	

Глава VIII. Прохождение ядерных частиц через вещество	430
§ 1 Вводные замечания (430). § 2 Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество (432). § 3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество (441). § 4. Прохождение γ -квантов через вещество (446) § 5 Другие механизмы взаимодействия ядерных частиц с веществом (453) § 6 Ионизирующее действие ядерных излучений и наведенная активность (456) § 7. Прохождение тяжелых положительно заряженных частиц через монокристаллы (458).	
Глава IX. Источники и методы регистрации ядерных частиц	464
§ 1. Вводные замечания (464). § 2. Источники заряженных частиц и γ -квантов (468). § 3. Источники нейтронов и других нейтральных частиц (482). § 4. Регистрация заряженных частиц и γ -квантов (491). § 5. Регистрация нейтронов и других нейтральных частиц (516). § 6. Дополнительные сведения о приборах ядерной физики (525).	
Глава X. Нейтронная физика. Деление атомных ядер	529
§ 1. Открытие нейтрона. Его свойства (529). § 2. Свойства нейтронов различных энергий (531). § 3. Деление тяжелых ядер (535). § 4. Замедление и диффузия нейтронов (544). § 5. Нейтронные волны в средах (549).	
Глава XI. Ядерная энергетика	561
§ 1. Возможные источники ядерной энергии (561). § 2. Цепная реакция деления (565). § 3. Ядерные реакторы (578). § 4. Управляемый термоядерный синтез (588). § 3. Энергетика будущего (596).	
Глава XII. Ядерная астрофизика	599
§ 1. Источники энергии и эволюция звезд (599). § 2. Происхождение химических элементов (620). § 3. Космические лучи (635).	
Глава XIII. Прикладная ядерная физика	647
§ 1. Дозиметрические единицы (647). § 2. Действие ядерных излучений на структуру вещества (649). § 3. Химическое действие ядерных излучений (660). § 4. Биологическое действие излучений (666). § 5. Дозиметрия и защита (671). § 6. Применение радиоактивных излучений в науке и технике (678).	
Приложения	690
I. Уравнение Шредингера (690). II. Перевод дифференциальных сечений и энергий из лабораторной системы в систему центра инерции и наоборот (693). III. Таблица изотопов (694). IV. Таблица элементарных частиц (710). V. Энергии связи ядер (721). VI. Таблица физических констант (727).	

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Общий план книги и характер изложения не претерпели кардинальных изменений. Однако весь текст был внимательно проанализирован с целью выявления и исправления мест, нуждающихся в методической перестройке или же в модернизации материала. Отдельные разделы решительно переработаны, а местами написаны заново. Исправлены также отмеченные нами и читателями неточности. Для предотвращения чрезмерного увеличения объема книги в некоторых местах произведены сокращения, в основном за счет устаревшего материала.

Наибольшим изменениям подверглись §§ 7 и 8 главы VII (сильные и слабые взаимодействия элементарных частиц), а также глава XII (ядерная астрофизика), поскольку в этих разделах за последнее десятилетие был накоплен и по-новому осмыслен огромный экспериментальный материал фундаментальной значимости. В главе XI пополнен и выделен в отдельный параграф раздел об управляемых термоядерных реакциях. Остальные изменения многочисленны, но носят локальный характер. Для удобства читателя часть менее обязательного материала выделена мелким шрифтом.

Мы глубоко благодарны всем читателям, высказавшим критические замечания и пожелания по первому изданию книги. Особенно ценными и полезными для нас явились замечания А. А. Логунова и А. А. Тяпкина по всему тексту первого издания, а также замечания Б. С. Ишханова, А. Ф. Тулинова и В. Г. Шевченко по отдельным главам.

Мы приносим глубокую благодарность Д. В. Ширкову за эффективное и полезное для книги рецензирование рукописи второго издания. Мы сердечно благодарим Б. М. Барбашова, Б. Б. Говоркова, И. Н. Михайлова, В. С. Имшенника и Л. Н. Усачева за полезные критические замечания по отдельным разделам рукописи. Мы благодарны Н. А. Мамонтовой за внимательное и квалифицированное редактирование рукописи.

Авторы

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Мы решили написать такую книгу, которую можно было бы понять, не зная теоретической физики (т. е. электродинамики и квантовой механики), и которая содержала бы всю современную ядерную физику в самом широком смысле этого слова, т. е. физику всех явлений, происходящих с существенным участием атомных ядер и элементарных частиц.

Преподавание всегда отстает от развития науки. И одно из проявлений этого отставания состоит в том, что чем более новым является раздел науки, тем более скромно он излагается. До сих пор в университетских (а особенно во втузовских) курсах общей физики отводится непропорционально много места механике и непропорционально мало — ядерной и атомной физике. Это отголосок не только эпохи, когда не было ни атомной, ни ядерной физики, но и тех более далеких времен, когда вся физика состояла почти из одной механики. Мы решили попробовать ликвидировать эту диспропорцию в отношении ядерной физики.

По содержанию книгу можно разделить на две части. Первая часть посвящена физике ядра и элементарных частиц.

Немало споров вызывал у нас порядок изложения материала. Было ясно, что не следует начинать с традиционной радиоактивности, потому что понятие механизма радиоактивности можно только уже понимая, как устроено само ядро. Поэтому мы начали со структуры ядра, ядерных моделей, ядерных реакций и ядерных сил, а уже после этого рассказали о явлениях радиоактивного распада и элементарных частицах.

Вторая часть посвящена прикладной ядерной физике. В эту часть вошли взаимодействие заряженных частиц и γ -квантов высокой энергии с веществом, приборы ядерной физики, нейтронная физика, физика деления ядер, физические принципы технического использования явлений ядерной физики, а также космические лучи и связанные с ядерной физикой космологические вопросы.

Мы не предполагаем у читателя предварительного знания теории относительности и квантовой механики. Но без релятивистских и особенно без квантовых представлений ядерную физику понять нельзя. Поэтому мы в первой главе изложили без выводов самые необходимые понятия и соотношения этих двух теорий. Сами по себе эти соотношения, конечно, неубедительны и голословны. Но если прочтя книгу, читатель придет к выводу, что без релятивистских и квантовых представлений в явлениях микромира не разобраться, то это будет означать, что мы выполнили одну из главных своих задач.

Главы I, II, VII, XIII написаны Ю. М. Широковым, глава XII и приложения — Н. П. Юдиным. Остальные главы написаны совместно.

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Масштабы физических величин в ядерной физике

1. В ядерной физике в широком смысле этого термина изучаются явления, происходящие на очень малых расстояниях и при очень больших энергиях, приходящихся на одну частицу. Верхней границей расстояний, на которых происходят события, изучаемые ядерной физикой, является размер атома, т. е. примерно 10^{-8} см. Нижней границей энергий отдельных микрочастиц можно считать энергию связи электрона в атоме, т. е. примерно 10^{-10} — 10^{-11} эрг. В этом смысле ядерная физика является физикой субатомных явлений.

Для нижней границы расстояний и для верхней границы энергий на частицу до настоящего времени не установлено каких-либо естественных значений. Обе эти границы определяются возможностями экспериментальной техники и с ее развитием постоянно смещаются. Сейчас (конец 1978 г.) минимальные доступные измерению длины имеют порядок примерно 10^{-15} см, т. е. на семь порядков меньше размеров атома. Максимальная полученная человеком энергия на частицу составляет 0,8 эрг. Это, конечно, мало для макроскопического тела, но очень и очень много для одной элементарной частицы. Для сравнения укажем, что в спутнике, летящем со скоростью порядка 1 км/с, на один протон приходится энергия 10^{-14} эрг.

В космических лучах иногда удается зарегистрировать частицы с энергиями до 10^6 — 10^7 эрг. Здесь, однако, мы имеем дело не с контролируемым и планируемым опытом, как на ускорителе, а с наблюдаемым случайным природным явлением, причем зачастую довольно редким.

Мы видим, что ядерная физика в ее существующем виде охватывает огромные области масштабов — семь порядков по расстояниям и десять порядков по энергии.

2. Во всей области масштабов ядерной физики вещество встречается только в двух формах: в форме атомных ядер и в форме элементарных частиц. Как мы увидим ниже, это не мешает миру ядерной физики быть не менее интересным и многообразным, чем мир атомной физики, мир агрегатных состояний вещества и мир астрономических масштабов.

3. Рассмотрим немного подробнее шкалу расстояний и связанную с ней шкалу времен.

Начнем с единиц измерения. Основной единицей времени во всей физике, в том числе и в ядерной, является секунда. В ядерной технике часто используются очень малые доли секунды: микросекунда ($1 \text{ мкс} = 10^{-6} \text{ с}$) и наносекунда ($1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}$). Несколько больший разбой имеется в единицах длины. Рекомендованной в 1963 г. в качестве предпочтительной является международная система единиц СИ, в которой длина измеряется в метрах. Но в подавляющем большинстве статей, монографий и учебных пособий по ядерной физике используется система СГС с единицей длины сантиметр. После некоторых раздумий мы решили следовать этой традиции, учтя, что большинство физиков, с которыми мы обсуждали этот вопрос, считают неестественным приписывание вакууму в системе СИ диэлектрической и магнитной проницаемостей, отличных от единицы. Кроме сантиметра, в ядерной физике часто используется внесистемная единица — ферми:

$$1 \text{ ферми} = 10^{-13} \text{ см} = 10^{-15} \text{ м.}$$

Эта единица удобна тем, что она по порядку величины близка к размерам атомных ядер, подобно тому как применяемая в атомной физике внесистемная единица ангстрем ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$) по порядку величины близка к размерам атомов.

На рис. 1.1 изображена в логарифмическом масштабе шкала различных характерных длин в ядерной физике. Расстояниям порядка 10^{-11} см соответствуют процессы взаимодействия γ -квантов с электронами и их двойниками — позитронами (см. гл. VII, § 6, а также гл. VIII, § 4). Например, такие расстояния характерны для комптон-эффекта — рассеяния γ -квантов на электронах. Между 10^{-12} и 10^{-13} см располагаются радиусы атомных ядер. Размеры примерно 10^{-13} см имеют протоны и нейтроны — частицы, из которых составлены атомные ядра. Такого же порядка размеры имеет и большинство других элементарных частиц (пионы, каоны, гипероны, ...). Этим же расстоянием определяется радиус действия сил между протонами, нейтронами и большинством других элементарных частиц. Поэтому длина 1 ферми $= 10^{-13} \text{ см}$ является самым характерным расстоянием для всей ядерной физики. Отметим, что не все элементарные частицы имеют размеры порядка 10^{-13} см . Радиусы электронов и некоторых других частиц столь малы, что до сих пор не поддаются наблюдению.

Как мы увидим ниже в § 3, для исследования структуры вещества на очень малых расстояниях нужны частицы очень высоких энергий. Обстреливая протоны и нейтроны пучками частиц очень высоких энергий, удалось получить некоторые сведения о структуре протонов и нейтронов до расстояний, приближающихся к 10^{-15} см . О том, как устроен мир на меньших расстояниях, сейчас опытных данных нет.

Со шкалой расстояний тесно связана шкала времен. Важнейшим масштабным понятием в ядерной физике является *характерное время*, или, что то же самое, *время пролета*. Так называют время,

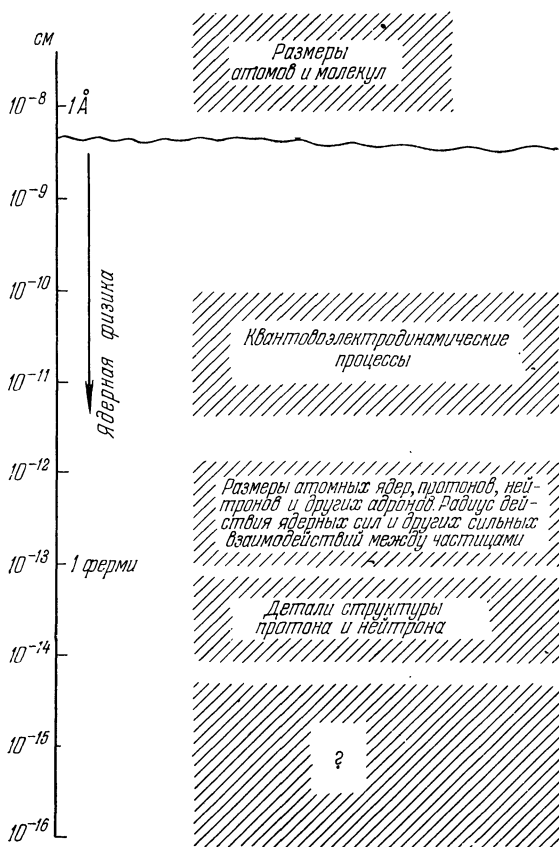


Рис. 1.1. Шкала расстояний в ядерной физике.

необходимое для пролета частицы определенной энергии сквозь другую микрочастицу. Например, радиус R ядра имеет порядок $5 \cdot 10^{-13}$ см, а скорости v протонов и нейтронов в нем составляют примерно 10^9 см/с (1/30 скорости света). Отсюда для ядерного времени пролета получается значение

$$\tau_{\text{ядерн}} = \frac{R}{v} = 5 \cdot 10^{-22} \text{ с.} \quad (1.1)$$

Поэтому для атомного ядра большими являются времена $t \gg 10^{-22}$ с и малыми $t < 10^{-22}$ с. Мы не раз будем пользоваться ядерным временем пролета в гл. II и IV.

При очень высоких энергиях скорости частиц приближаются к предельно возможной $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, т. е. скорости света в вакууме. Поэтому для большинства элементарных частиц, радиусы которых имеют порядок 10^{-13} см, время пролета равно

$$\tau_{\text{эле}} = 3 \cdot 10^{-24} \text{ с.} \quad (1.2)$$

Время $\tau_{\text{эле}}$ определяет естественный масштаб времени в большинстве процессов физики элементарных частиц. Например, нейтральный пион π^0 , распадающийся через 10^{-16} с после образования, следует считать очень долго живущей частицей с точки зрения масштабов времени в физике элементарных частиц.

Непосредственно радиотехническими методами измеряются времена до 10^{-9} с (в отдельных случаях до 10^{-11} с). Пользуясь соотношением неопределенностей время-энергия (см. § 3, п. 3, а также гл. IV, § 5), можно косвенно измерять и значительно меньшие времена вплоть до $\tau_{\text{ядерн}}$ и $\tau_{\text{эле}}$. Физикам-ядерщикам нередко приходится иметь дело с макроскопическими и даже астрономическими временами. Элементарная частица нейтрон в свободном состоянии «живет» 10^3 с небольшим секунд, а ядро урана претерпевает ядерный распад, лишь прожив в среднем $5 \cdot 10^9$ лет.

4. Перейдем теперь к шкалам энергий и масс.

Для энергии во всей ядерной физике используется только одна, причем внесистемная, единица — электронвольт (эВ):

$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Энергии порядка 1 эВ характерны для атомной физики, а для ядерной слишком малы. Поэтому используются производные единицы: килоэлектронвольт (1 кэВ = 10^3 эВ), мегаэлектронвольт (1 МэВ = 10^6 эВ), гигаэлектронвольт (1 ГэВ = 10^9 эВ) и тераэлектронвольт (1 ТэВ = 10^{12} эВ).

Для атомных ядер наиболее характерны энергии порядка 1 МэВ. Например, энергия в несколько мегаэлектронвольт (около десяти) обычно нужна для того, чтобы вырвать из ядра один протон или нейтрон. В отдельных случаях в ядерной физике приходится иметь дело с более низкими энергиями. Так, вылетающие из ядра γ -кванты часто имеют энергии порядка сотни и даже десятка кэВ, а иногда и ниже. При энергиях столкновения выше 1 МэВ становится возможным рождение электронов (в паре с позитронами). При энергиях столкновения до 150 МэВ происходит энергичное разрушение атомных ядер, но составляющие их элементарные частицы остаются неизменными. При энергиях столкновения выше 150 МэВ начинается рождение новых частиц, сначала сравнительно легких (пионы), а затем все более и более тяжелых.

Массы атомных ядер и элементарных частиц варьируются в следующих пределах. Известны ядра с массами от $2 \cdot 10^{-24}$ до $5 \cdot 10^{-22}$ г. Известны элементарные частицы с массами от 10^{-27} г (электрон) до примерно $1,7 \cdot 10^{-23}$ г (резонанс в системе $e^+ - e^-$ при энергии 9,6 ГэВ). Кроме того, существуют частицы (γ -квант и, по-видимому, нейтрино), массы которых точно равны нулю. Что такое частицы нулевой массы, будет объяснено ниже в § 2, п. 6.

В качестве единицы массы для ядер часто используется атомная единица массы (а. е. м.), определение которой мы дадим в гл. II, § 3. Массы элементарных частиц часто измеряются в энергетических единицах, о чем мы скажем в § 2, п. 2.

§ 2. Релятивистские свойства частиц

1. При больших скоростях и высоких энергиях частиц ньютоновская механика перестает быть справедливой и должна быть заменена более точной механикой теории относительности, или, что то же самое, релятивистской механикой. Специфичные для релятивистской механики свойства частиц и физических величин называются *релятивистскими свойствами*.

Важнейшей для теории относительности константой является скорость света в вакууме, обозначаемая через c :

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с.}$$

Согласно теории относительности скорость c является предельной. Ни один физический объект не может двигаться со скоростью, превышающей c .

Релятивистские эффекты малы, если скорости v всех физических объектов малы по сравнению с c , а энергии этих объектов малы по сравнению с Mc^2 , где M — масса объекта:

$$v_{\text{нерел}} \ll c, \quad E_{\text{нерел}} \ll Mc^2 \left\{ \begin{array}{l} \text{условия малости реляти-} \\ \text{вистских эффектов.} \end{array} \right. \quad (1.3)$$

Первое из этих неравенств часто используется в форме $v \ll c$.

Когда величины v/c и E/Mc^2 хотя и малы по сравнению с единицей, но все же не пренебрежимо малы (например, порядка 0,1%), то можно наблюдать релятивистские поправки при сравнении с опытом результатов нерелятивистских расчетов. С такой ситуацией мы сталкиваемся в физике атомного ядра. Если же эти величины имеют порядок единицы, то соответствующий процесс будет существенно релятивистским. Такие процессы обычны для физики элементарных частиц.

В теории относительности основным является коренное изменение свойств пространства и времени при больших скоростях. Однако подробное изложение этой теории не входит в программу нашей книги. Поэтому мы ограничимся сводкой нужных для даль-

нейшего следствий из релятивистской теории, изложив их «в потребительском плане», без выводов и доказательств.

2. Самым главным для приложений выводом из теории относительности является знаменитое соотношение Эйнштейна

$$E_{\text{рел}} = Mc^2, \quad (1.4)$$

связывающее полную энергию $E_{\text{рел}}$ покоящейся изолированной физической системы (элементарная частица, ядро, атом, булыжник, ...) с ее массой. Это соотношение применимо к любой изолированной физической системе и поэтому является универсальным. Оно отражает эквивалентность массы и энергии.

Пользуясь формулой (1.4), можно по массе определять энергию и наоборот. В нерелятивистском макроскопическом мире энергии и массы измеряются разными методами, потому что химические, тепловые, электрические и другие макроскопические формы энергии обладают ничтожными массами, не доступными никаким методам взвешивания. В физике атомного ядра масса, создаваемая энергией ядерных сил, уже достаточно велика, чтобы ее можно было обнаружить методами, специфичными для измерения масс. Поэтому энергию ядерных сил выражают как в энергетических единицах (МэВ), так и в массовых (атомная единица массы). В физике элементарных частиц массы большинства частиц измеряются через энергии на основе соотношения (1.4). Поэтому в современных таблицах массы частиц приводятся всегда в энергетических единицах (МэВ). Переход к энергетическим единицам здесь не является прихотью, а обусловлен тем, что при столкновениях частиц высоких энергий происходит рождение и взаимопревращение частиц. Необходимая же для таких процессов энергия определяется как раз соотношением (1.4). Если в таблице для массы элементарной частицы — нейтрального пиона π^0 — стоит цифра 135 МэВ, то это и есть энергия, необходимая для его рождения. А если в таблице поставить массу $2,4 \cdot 10^{-25}$ г, то ее каждый раз надо будет пересчитывать на энергию по формуле (1.4).

Соотношение (1.4) мы будем неоднократно использовать в физике ядра (гл. IV, § 2) и в физике элементарных частиц (гл. VII, § 4).

3. При увеличении скорости тело приобретает дополнительную кинетическую энергию, так что его полная энергия возрастает. Поэтому и масса тела должна расти со скоростью. Масса тела при нулевой скорости называется его массой покоя. Именно массы покоя всегда приводятся в таблицах элементарных частиц. В старину (т. е. лет 30—40 назад) массу покоя частицы обычно отличали индексом 0 (например, писали M_0). Однако понятие массы движущейся частицы оказалось не очень удобным, и сейчас в статьях, монографиях и обыденной речи специалистов по ядерной физике оно практически не встречается. Массу покоя частицы теперь обычно называют просто массой и нулевым индексом не снабжают. Поэтому

всюду, в том числе и в (1.4), под массой частицы будет подразумеваться только ее масса покоя.

4. Вторым по практической важности в теории относительности является соотношение, связывающее полную энергию, импульс \mathbf{p} и массу свободной релятивистской частицы:

$$E_{\text{рел}} = c \sqrt{\mathbf{p}^2 + M^2 c^2}. \quad (1.5)$$

Для покоящейся частицы $\mathbf{p} = 0$, и из (1.5) получается (1.4).

Релятивистская кинетическая энергия, которую мы обозначим просто через E , получается вычитанием энергии покоя из полной:

$$E = c \sqrt{\mathbf{p}^2 + M^2 c^2} - M c^2. \quad (1.6)$$

В нерелятивистском пределе $|\mathbf{p}| \ll M c$, и, разложив корень в ряд Тейлора, получаем

$$E = M c^2 \sqrt{\frac{\mathbf{p}^2}{M^2 c^2} + 1} - M c^2 \approx \frac{\mathbf{p}^2}{2M} \quad (\text{нерел.}), \quad (1.7)$$

т. е. нерелятивистское выражение для энергии. Наоборот, при $|\mathbf{p}| \gg M c$ (так называемый ультрарелятивистский случай) можно просто пренебречь массой частицы. Тогда

$$E \approx c |\mathbf{p}| \quad (\text{ультрарел.}), \quad (1.8)$$

так что энергия становится пропорциональной импульсу (а не его квадрату). По размерности импульс представляет собой энергию, деленную на скорость. В ядерной физике и особенно в физике элементарных частиц импульс все чаще измеряют в МэВ/с или в ГэВ/с. При задании импульса в таких единицах величина pc получается непосредственно в МэВ или в ГэВ. Для ориентировки укажем, что протон с импульсом 100 МэВ/с обладает кинетической энергией 20 МэВ, а с импульсом 1 ГэВ/с — 400 МэВ. В ультрарелятивистском случае (1.8) импульс в МэВ/с численно близок к энергии в МэВ.

5. Скорость \mathbf{v} релятивистской частицы определяется соотношением

$$\mathbf{v} = \frac{pc^2}{E_{\text{рел}}}. \quad (1.9)$$

Подставив в (1.9) выражение (1.5) для $E_{\text{рел}}$, получаем, что при $M \neq 0$ всегда $|\mathbf{v}| < c$, причем при $|\mathbf{p}| \rightarrow \infty$ будет $|\mathbf{v}| \rightarrow c$. Это значит, что при возрастании энергии частицы ее скорость стремится к предельному значению c , но никогда не достигает этого предела (при $M \neq 0$). Читатель может сам убедиться, пользуясь формулами этого и предыдущего пунктов, что в нерелятивистском случае $|\mathbf{v}|/c \ll \ll 1$, а в ультрарелятивистском $1 - |\mathbf{v}|/c \ll 1$.

6. В теории относительности возможно существование не имеющих нерелятивистского аналога частиц с нулевой массой покоя

$$M = 0. \quad (1.10)$$

В этом случае согласно (1.5) и (1.10)

$$E_{\text{рел}} = c |\mathbf{p}| \quad (1.11)$$

и согласно (1.9)

$$|\mathbf{v}| = c, \quad (1.12)$$

т. е. частица с нулевой массой может иметь только скорость, равную скорости света. В частности, такая частица не может покоиться. Именно такими частицами являются γ -кванты или, что то же самое, фотоны — мельчайшие порции электромагнитного излучения. Повидимому, нулевой массой обладают еще частицы, называемые нейтрино.

7. Соотношение (1.5) можно переписать в форме

$$E_{\text{рел}}^2 - c^2 |\mathbf{p}|^2 = M^2 c^4. \quad (1.13)$$

Равенству (1.13) можно дать следующее толкование. Пусть энергия и импульс частицы измеряются сначала в одной системе координат, а потом в другой, движущейся с какой-либо скоростью относительно первой. Очевидно, что оба измерения дадут разные значения энергий и импульсов. Но из (1.13) следует, что величина $E_{\text{рел}}^2 - c^2 |\mathbf{p}|^2$ будет одинаковой в обеих координатных системах, т. е., как говорят, будет инвариантом. Существованием этого инварианта мы воспользуемся в гл. VII, § 4.

Конкретный вид релятивистских преобразований к движущейся системе координат для некоторых физических величин мы приведем в гл. VII, § 4.

Для двух наборов (\mathbf{p}, E_p) и (\mathbf{q}, E_q) импульсов и энергий инвариантом будет величина

$$E_p E_q - c^2 \mathbf{p} \mathbf{q}. \quad (1.14)$$

Этим инвариантом мы воспользуемся в гл. VII, § 7.

8. В нерелятивистской физике действует галилеевский закон сложения скоростей

$$v_2 = v_1 + v \quad (\text{нерел.}), \quad (1.15)$$

где v_2 , v_1 — скорости частицы, измеренные в системах координат, одна из которых движется со скоростью v относительно другой (для простоты мы ограничиваемся случаем одномерного движения). В релятивистской физике вместо (1.15) действует эйнштейновский закон сложения скоростей

$$v_2 = \frac{v_1 + v}{1 + v_1 v / c^2} \quad (\text{рел.}). \quad (1.16)$$

В отличие от (1.15), релятивистский закон (1.16) неаддитивен. Эта неаддитивность неудобна тем, что разность $v_A - v_B$ скоростей двух частиц в релятивистском случае зависит от выбора движущейся системы координат.

Для сохранения свойства аддитивности в релятивистской кинематике вводится новая кинематическая величина — быстрота y (англ. rapidity). По определению

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{c+v}{c-v}, \quad (1.17)$$

так что быстрота однозначно определяется скоростью.

Из (1.17) легко получить, что для быстрот y_1, y_2 частицы в разных системах отсчета

$$y_{1,2} = \frac{1}{2} \ln \frac{c+v_{1,2}}{c-v_{1,2}}$$

справедлив аналогичный (1.15) аддитивный закон

$$y_2 = y_1 + y \text{ (рел.)}, \quad (1.18)$$

где y дается формулой (1.17), а v есть относительная скорость систем отсчета. Поэтому, в частности, разность $y_A - y_B$ быстрот двух частиц одинакова во всех движущихся системах отсчета.

Для справок укажем еще два свойства быстроты. Во-первых, из определения (1.17) следует, что интервалу $-c < v < c$ изменения скорости соответствует интервал $-\infty < y < \infty$ изменения быстрот. Во-вторых, согласно (1.17), (1.9)

$$y = \ln \frac{\sqrt{p^2 + M^2 c^2} + p}{Mc}. \quad (1.17a)$$

§ 3. Квантовые свойства частиц

1. На малых расстояниях ньютоновская механика перестает быть справедливой за счет проявления квантовых закономерностей. Квантовые свойства проявляются тем резче, чем меньше массы частиц и расстояния между ними. Для последовательного и полного учета квантовых свойств вместо классической ньютоновской механики надо пользоваться квантовой механикой.

Мы не предполагаем, что читатель знает квантовую механику, и не можем здесь дать последовательного изложения этой науки. Но, поскольку мир атомных ядер и элементарных частиц является существенно квантовым, приходится идти на компромисс. Не излагая квантовую механику целиком, мы перечислим в этом параграфе важнейшие следствия из нее. Пользуясь этими следствиями, мы будем в процессе изучения свойств ядер и элементарных частиц приучаться к «квантовому мышлению».

Подчеркнем, что квантовую механику понять значительно труднее, чем теорию относительности. Действительно, с самой общей точки зрения физическая теория состоит из описания состояния физической системы и из уравнений движения, описывающих изменение этого состояния во времени. В теории относительности ме-

няются «только» уравнения движения. В квантовой механике коренным образом меняется само понятие состояния частицы и вообще физической системы. Поэтому в квантовой механике (и в квантовом мире, который она описывает) теряют смысл такие «самоочевидные» понятия, как, например, траектория частицы.

В квантовой теории главной фундаментальной физической константой является постоянная Планка \hbar , равная 10^{-27} эрг·с. Это проявляется в том, что квантовые эффекты несущественны в тех случаях, когда постоянную Планка можно считать малой и полагать равной нулю. Ниже в п. 3 мы сформулируем конкретные количественные условия применимости классической неквантовой механики.

В заключение этого пункта сделаем небольшое замечание об обозначениях. В статьях и книгах часто используется обозначаемая через h «старая» постоянная Планка, которая в 2π раз больше «новой» \hbar :

$$h = 2\pi\hbar.$$

С другой стороны, в некоторых книгах через h обозначают «новую» постоянную Планка.

2. Одним из основных свойств квантового мира является неразрывная связь между волнами и частицами. Эта связь состоит в том, что частице любого сорта соответствует волна, называемая волной де Бройля. Наоборот, каждой волне (в том числе, например, и волне на поверхности воды) соответствует частица или группа частиц. Основными физическими величинами, характеризующими волну, являются частота ω и длина волны λ . Чтобы указать не только длину волны, но и направление ее распространения, вводят новую величину — волновой вектор \mathbf{k} , ориентированный вдоль направления распространения волны и по абсолютной величине равный

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.19)$$

Основными физическими величинами, характеризующими частицу, являются энергия и импульс. В квантовой теории энергия E и импульс \mathbf{p} свободной частицы связаны с частотой и волновым вектором соответствующей волны соотношениями

$$E = \hbar\omega, \quad (1.20)$$

$$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}. \quad (1.21)$$

(Заметим, что в (1.20) частота ω — круговая, т. е. измеряемая в радианах в секунду. Она связана с обычной частотой ν колебаний в секунду соотношением $\omega = 2\pi\nu$.) Соотношения (1.20), (1.21) универсальны в том смысле, что они сопоставляют волну частице любого вида (и, наоборот, частицу волне любого вида).

Соотношения (1.20), (1.21) выражают дуализм волн и частиц в квантовом мире. Этот дуализм совершенно непонятен с позиций

классической физики хотя бы потому, что частица локализована в точке, а волна, наоборот, занимает все пространство. Для понимания этого дуализма приходится смириться с тем, что в микромире фраза «частица с импульсом p находится в точке r » не имеет смысла.

Квантовые процессы характерны существенным проявлением и волновых, и корпускулярных (т. е. присущих частицам) свойств. Для частиц квантовыми являются волновые свойства. Для волновых процессов, таких как электромагнитные или звуковые волны, квантовыми свойствами будут, наоборот, корпускулярные. Поэтому волновые процессы носят неклассический характер в тех случаях, когда энергии и импульсы, вычисленные по формулам (1.20), (1.21), ничтожно малы по сравнению с энергией и импульсом всей волны. Таким образом, в этом случае волна образована громадным количеством частиц.

Согласно (1.20), (1.21) из связи энергии с импульсом следует связь ω с k , т. е. закон дисперсии волн. Так, для нерелятивистской частицы кинетическая энергия равна

$$E = \frac{p^2}{2M},$$

откуда

$$\hbar\omega = \frac{(\hbar k)^2}{2M},$$

так что для закона дисперсии получаем

$$\omega = \frac{\hbar k^2}{2M} = \frac{2\pi^2\hbar}{\lambda^2 M} \quad (\text{нерел. частица}).$$

Длина волны де Бройля здесь обратно пропорциональна квадратному корню из энергии:

$$\lambda = \frac{\pi\hbar\sqrt{2}}{\sqrt{ME}} \quad (\text{нерел. частица}). \quad (1.22)$$

Для светового кванта — фотона — энергия связана с импульсом соотношением (1.8). Из него для фотона получается

$$p = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (\text{фотон}). \quad (1.23)$$

Это именно та связь частоты с длиной волны, которая имеет место для электромагнитного излучения. Длина волны в этом случае обратно пропорциональна энергии:

$$\lambda = \frac{2\pi c\hbar}{E} \quad (\text{фотон}). \quad (1.24)$$

Мы видим, что при одной и той же длине волны энергии разных частиц будут сильно отличаться. Например, при длине волны по-

рядка межатомных расстояний в кристалле ($\lambda = 10^{-8}$ см) для нейтрона, электрона и фотона получаются соответственно энергии 0,07 эВ, 140 эВ, 12 кэВ. Заметим, что эти энергии являются граничными, начиная с которых и ниже волны будут дифрагировать на атомной решетке. Мы видим, что у нейтронов проявление волновых свойств начинается при энергиях, на пять порядков меньших, чем у фотонов. Это соответствует интуитивным представлениям о том, что квантовые свойства у легких частиц проявляются сильнее, чем у тяжелых.

Только в исключительных ситуациях волновые свойства отдельных частиц могут проявляться на макроскопических расстояниях. С одним из таких случаев мы познакомимся в гл. VII, § 8, п. 8 («биения» в пучке K^0 -частиц).

В заключение этого пункта сделаем еще одно замечание по поводу обозначений. В различных квантовомеханических выкладках гораздо удобнее оперировать не с длиной волны λ , а с величиной λ (λ перечеркнутое), отличающейся от λ множителем 2π :

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}.$$

Как мы увидим ниже, при использовании λ вместо λ отпадает необходимость многократно писать множитель 2π . В частности, волновой вектор k и энергия E нерелятивистской частицы выражаются через λ следующим образом:

$$k = \frac{1}{\lambda}, \quad E = \frac{\hbar^2}{2M\lambda^2}.$$

3. Количественные пределы применимости классических понятий импульса и координаты определяются соотношением неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2, \quad (1.25)$$

где Δx — неопределенность (неточность) значения координаты, а Δp — неопределенность значения импульса. Аналогичное соотношение существует для неопределенностей Δt , ΔE времени и энергии:

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar/2. \quad (1.26)$$

Соотношения (1.25), (1.26) следуют из (1.20), (1.21). (Тут читателю придется либо поверить на слово, либо посмотреть курс квантовой механики.) Смысл соотношений неопределенностей состоит в том, что если одновременно (т. е. в одном определенном состоянии) измеряются координата и импульс частицы, то ошибки измерения всегда будут удовлетворять неравенству (1.25). А это, если вдуматься, означает, что сами понятия координаты и импульса в их классическом смысле существуют только с точностью до соотношения (1.25). Необходимым условием применимости законов классической

механики является выполнение неравенств (1.25) и (1.26) в сильном смысле: $\Delta x \cdot \Delta p \gg \hbar/2$, $\Delta E \cdot \Delta t \gg \hbar/2$. В качестве примера рассмотрим электроны в атоме и протоны и нейтроны в атомном ядре. Примем, что импульс и координата частицы колеблются вокруг нулевого среднего значения, так что $\Delta p = p$, $\Delta x = x$, где через p , x обозначены среднеквадратичные значения соответствующих величин. Подставив эти значения для Δp , Δx в (1.25) и выразив импульс через энергию $E = p^2/2M$, получим, что классическая механика справедлива при выполнении неравенства

$$4EMx^2 \gg \hbar^2/4$$

или, что то же самое,

$$x \gg \sqrt{\frac{\hbar^2}{EM}}. \quad (1.27)$$

Для электрона в атоме $E \approx 10$ эВ и

$$\sqrt{\frac{\hbar^2}{EM}} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ см (электрон в атоме).}$$

Для протона или нейтрона в ядре $E \approx 10$ МэВ и

$$\sqrt{\frac{\hbar^2}{EM}} \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Таким образом, мы видим, что как электроны в атоме, так и протоны или нейтроны в ядре — объекты существенно квантовые, поскольку условие (1.27) для них не выполняется. Более того, оказывается, что как атомы, так и ядра имеют минимально возможные размеры при заданных энергиях входящих в них частиц.

Из соотношения неопределенностей ясно видна связь между малыми расстояниями и большими энергиями: чем меньшие расстояния мы хотим исследовать, тем больше должна быть энергия частиц, с помощью которых ведется исследование. Именно поэтому физика сверхмалых расстояний — это физика сверхвысоких энергий. Подобно тому как в микроскопе можно наблюдать детали, не меньшие длины волны света, так и пучком частиц можно прощупывать детали структуры на расстояниях, не меньших длины волны де Бройля этих частиц.

4. Другим основным свойством квантового мира является дискретная уровневая структура энергетического спектра атомных ядер и элементарных частиц (равно как и других микрообъектов — атомов, молекул). Макроскопические тела такой уровневой структуры не имеют. Пружину можно сжимать плавно, и ее внутренняя энергия будет плавно расти. Даже малая сила вызовет небольшое сжатие пружины и увеличение ее внутренней энергии. Но если бы мы уменьшили эту пружину в сотни миллионов раз, то все стало бы иначе из-за квантовых закономерностей. При слабых толчках пру-

жина вообще бы не деформировалась. При более сильных толчках пружина деформировалась бы скачком, приобретая совершенно определенную внутреннюю энергию. При еще более сильных толчках происходили бы скачкообразные переходы в более деформированные состояния с более высокими, но также определенными внутренними энергиями. Это и есть уровневая структура.

Рассмотрим для примера ядро углерода. Если бомбардировать это ядро какими-либо частицами, скажем α -частицами (это довольно тяжелый снаряд, масса которого равна $1/3$ массы ядра углерода) с энергией в 10 МэВ, то в результате столкновения ядро углерода либо не деформируется (не возбудится) вовсе, либо приобретет одну из энергий: 4,43; 7,65 или 9,61 МэВ. Возбудиться так, чтобы его внутренняя энергия стала равной какому-то промежуточному значению, это ядро не может. Возможные значения энергии возбуждения ядра называются его *возбужденными уровнями* (часто просто уровнями). Так, низшие возбужденные уровни ядра изотопа C^{12} равны 4,43; 7,65 и 9,61 МэВ. Энергии возбужденных уровней — разные у разных ядер, но факт существования уровневой структуры является общим для всех ядер и вообще для всех микрообъектов. Заметим, что число возбужденных уровней может равняться нулю. Такая частица ведет себя при столкновениях как твердое тело до энергий, при которых становится возможным ее развал или образование новых частиц. Невозбужденному ядру соответствует основной уровень с нулевой энергией возбуждения.

Расположение энергетических уровней называется *энергетическим спектром*. Энергетический спектр является важнейшей характеристикой любого квантового объекта (электрон в кристалле, молекула, атом, ядро, элементарная частица).

5. Постоянная Планка имеет размерность момента количества движения и является естественным масштабом этой физической величины. Поэтому момент M часто выражают в единицах \hbar и обозначают через J . Очевидно, что $M = \hbar J$. В квантовой механике о моменте количества движения доказываются следующие утверждения:

а) Квадрат M^2 момента количества движения любой изолированной физической системы может иметь лишь значения

$$M^2 = \hbar^2 J(J + 1), \quad (1.28)$$

где J — либо только целое, либо только полуцелое число:

$$J = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots \quad (1.29)$$

Число J называют обычно величиной момента. Так, выражение «ядро имеет момент $3/2$ » означает, что $J = 3/2$ в (1.28).

б) При заданном J проекция M_z момента на ось z может принимать одно из $2J + 1$ значений:

$$M_z = \hbar J, \quad \hbar(J - 1), \dots, -\hbar J. \quad (1.30)$$

в) Для момента M_3 сложной системы, состоящей из подсистем с моментами M_1 и M_2 , будет

$$M_3^2 = (M_1 + M_2)^2 = \hbar^2 J_3^2 = \hbar^2 J_3 (J_3 + 1),$$

где J_3 может принимать значения:

$$J_3 = J_1 + J_2, J_1 + J_2 - 1, \dots, |J_1 - J_2|. \quad (1.31)$$

Соотношение (1.31) называется *правилом сложения моментов* в квантовой механике.

6. Квантовая механика является принципиально статистической теорией. Ее предсказания носят вероятностный характер. Можно с любой точностью предсказать вероятность найти электрон в произвольной части атома водорода, но нельзя предсказать, в какие моменты времени электрон в эту часть попадает.

Различие между классической статистической теорией и квантовой механикой состоит в следующем. В классической статистической теории предполагается, что в принципе мы можем проследить за судьбой, например, всех молекул газа и точно рассчитать их траектории. Но так как этих молекул очень много, то для расчета макроскопических величин нам достаточно знать не все точные величины, а небольшое количество средних. В противоположность этому в квантовом мире статистические свойства не вторичны, а первичны.

Статистический характер процессов в микромире проявляется в том, что и измерения в микромире тоже по необходимости статистические. Мы поясним это свойство в следующем параграфе.

7. Перечисленные нами квантовые свойства выглядят отрывочными. Они могут показаться не связанными друг с другом и противоречащими здравому смыслу. Однако все эти свойства удивительным образом согласуются со всей совокупностью опытных сведений о микромире. А «здравый смысл» — вещь субъективная. Он порождается подсознательной экстраполяцией закономерностей привычного жизненного опыта на области явлений, находящихся вне пределов применимости этих закономерностей. При достаточно длительном изучении явлений микромира можно выработать «квантовый здравый смысл». Некоторые специалисты по физике элементарных частиц говорят, что им привычнее мыслить квантовыми образами, чем классическими. Так что надо не бояться противоречия «здравому смыслу», а спокойно и терпеливо привыкать к особенностям микромира. Что же касается отрывочности квантомеханических представлений, то ее просто не существует. Квантовая механика — такая же последовательная и полная теория, как и механика классическая.

Для того чтобы почувствовать, что такое квантовая механика, изложим ее формальную схему на простейшем примере движения точечной частицы во внешнем поле сил, создаваемых потенциальной энергией $U(r)$ (см. также приложение I). Теория определенного

круга физических явлений должна содержать следующие составные части:

а) описание состояния исследуемой физической системы в данный момент времени;

б) уравнения движения, описывающие изменение этого состояния во времени;

в) связь между величинами, описывающими состояние физической системы, и измеряемыми на опыте физическими величинами.

При переходе от классической теории к квантовой коренным образом меняется первая составная часть — описание состояния, что приводит к столь же коренным изменениям и остальных частей.

Начнем с описания состояния. В классической механике состояние частицы в определенный момент времени полностью описывается заданием шести чисел — трех координат x , y и z и трех импульсов p_x , p_y и p_z . Вместо этого в квантовой теории состояние частицы полностью описывается заданием комплексной функции $\Psi(x, y, z)$ трех переменных во всем пространстве. Таким образом, в квантовой теории состояние частицы описывается не шестью числами, а трехмерным континуумом чисел. Отсюда видно, что квантовое описание несравненно богаче классического. Функция $\Psi(x, y, z) \equiv \Psi(\mathbf{r})$ называется *волновой функцией*.

Перейдем теперь к уравнениям движения. В классической механике изменение состояния во времени описывается уравнениями Гамильтона

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}}, \quad \dot{\mathbf{p}} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}}, \quad (1.32)$$

где \mathcal{H} — функция Гамильтона. Для движения во внешнем поле сил, создаваемых потенциалом $U(\mathbf{r})$,

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2M} + U(\mathbf{r}), \quad (1.33)$$

и уравнения (1.32) имеют вид

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{p}}{M}, \quad \dot{\mathbf{p}} = \mathbf{F}(\mathbf{r}), \quad (1.34)$$

где

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = - \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}}.$$

Отметим, что классические уравнения движения (1.32) или (1.34) являются системой конечного числа обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. С их помощью по заданным значениям величин $\mathbf{r}(0)$, $\mathbf{p}(0)$ в нулевой момент времени можно определить эти же величины $\mathbf{r}(t)$, $\mathbf{p}(t)$ в момент времени t .

В квантовой механике уравнение движения, очевидно, должно описывать изменение во времени волновой функции $\Psi(\mathbf{r}, t)$. Это

уравнение называется уравнением Шредингера и имеет вид

$$\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = - \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 \Psi(\mathbf{r}, t) + U(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (1.35)$$

где мы ввели обозначение

$$\left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 \Psi(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}. \quad (1.36)$$

Уравнение Шредингера является линейным уравнением в частных производных, т. е. более сложным, чем уравнения Гамильтона. Так как уравнение (1.35) — первого порядка по времени, то с его помощью по заданным значениям $\Psi(\mathbf{r}, 0)$ волновой функции в момент $t = 0$ можно найти ее значение $\Psi(\mathbf{r}, t)$ в момент t .

Нам остается рассмотреть вопрос о связи между состоянием и измеряемыми на опыте физическими величинами. В классической физике этот вопрос не возникает, ибо в ней состояние частицы описывается заданием физических величин — координат и импульсов. В квантовой механике это не так. Волновая функция $\Psi(\mathbf{r})$ полностью описывает состояние, но не является непосредственно измеряемой физической величиной. Поэтому, решив уравнение Шредингера, мы хотя и найдем, как изменяется во времени состояние частицы, но не сумеем получить доступных опытной проверке соотношений, если не будем знать рецепта вычисления физических величин в данном состоянии.

Правила вычисления физических величин в квантовой теории таковы. Каждой физической величине сопоставляется линейный оператор, действующий на волновую функцию $\Psi(\mathbf{r})$. Операторы мы будем отмечать шляпками над обозначениями физических величин. Оператор координаты x обозначим через \hat{x} , оператор x -компоненты импульса — через \hat{p}_x и т. д.

По определению действие оператора \hat{L} состоит в том, что он превращает одну функцию Ψ в другую Ψ_1 по специальному для каждого оператора правилу:

$$\hat{L}\Psi = \Psi_1.$$

Линейность оператора означает, что

$$\hat{L}(\alpha\Psi_1 + \beta\Psi_2) = \alpha\hat{L}\Psi_1 + \beta\hat{L}\Psi_2,$$

где α, β — произвольные комплексные числа, Ψ_1, Ψ_2 — произвольные волновые функции. Свойство линейности операторов и уравнения Шредингера отражает физический принцип суперпозиции состояний в квантовой теории — линейная комбинация состояний также является состоянием.

Оператор координаты \hat{x} равен самой этой координате:

$$\hat{x} = x, \quad (1.37)$$

т. е. при действии на функцию Ψ умножает ее на x :

$$\hat{x}\Psi = x\Psi. \quad (1.38)$$

Оператор x -компоненты импульса \hat{p}_x является оператором дифференцирования по x с умножением на $-i\hbar$:

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \quad (1.39)$$

так что

$$\hat{p}_x\Psi(x) = -i\hbar \frac{\partial\Psi}{\partial x}. \quad (1.40)$$

Аналогично вводятся операторы координат и компонент импульса по другим осям, объединяемые в векторные операторы $\hat{\mathbf{r}}$ и $\hat{\mathbf{p}}$ координаты и импульса:

$$\hat{\mathbf{r}}\Psi = \mathbf{r}\Psi, \quad (1.41)$$

$$\hat{\mathbf{p}}\Psi = -i\hbar \frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{r}}. \quad (1.42)$$

Пользуясь операторами координаты и импульса, можно, во-первых, вычислять средние значения этих величин, во-вторых, составлять операторы других физических величин. Правило вычисления средних таково: для получения среднего значения $\langle A \rangle$ физической величины A в состоянии Ψ сначала действуют оператором \hat{A} на Ψ , затем результат умножают на комплексно сопряженную функцию Ψ^* , после чего интегрируют по всем переменным волновой функции:

$$\langle A \rangle = \int \Psi^* \hat{A} \Psi dV, \quad (1.43)$$

где $dV = dx dy dz$. Формула (1.43) связывает квантовые состояния с физическими величинами. В частности, для средних значений координат \mathbf{r} и импульса \mathbf{p} из нее с помощью (1.41), (1.42) получаются выражения

$$\langle \mathbf{r} \rangle = \int \Psi^* \mathbf{r} \Psi dV, \quad (1.44)$$

$$\langle \mathbf{p} \rangle = \int \Psi^* (-i\hbar) \frac{\partial\Psi}{\partial\mathbf{r}} dV. \quad (1.45)$$

Эти средние значения надо понимать так, что если много раз измерять, например, координату x в одном и том же состоянии Ψ , то среднее от этих результатов будет стремиться к $\langle x \rangle$.

Что же касается получения операторов других физических величин, то тут действует простое правило: в квантовой механике операторы физических величин выражаются друг через друга так же, как в классической механике выражаются друг через друга сами физические величины. Например, оператор \hat{M} момента коли-

чества движения равен векторному произведению операторов координат и импульса:

$$\hat{M} = [\hat{r}\hat{p}]. \quad (1.46)$$

Согласно этому же правилу оператор Гамильтона $\hat{\mathcal{H}}$ (часто называемый гамильтонианом) в соответствии с (1.33) должен иметь вид

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2M} + U(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\partial}{\partial r} \right)^2 + U(\mathbf{r}). \quad (1.47)$$

Сравнивая это выражение с (1.35), мы видим, что уравнение Шредингера можно записать в красивой легко запоминающейся форме:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{\mathcal{H}} \Psi. \quad (1.48)$$

В такой форме записывается уравнение Шредингера не только для частицы во внешнем поле, но и для любой квантовой системы. Только вид оператора Гамильтона и число переменных волновой функции различны в разных случаях.

Теперь у нас есть последовательное квантовое описание поведения простейшей механической системы — частицы во внешнем поле: по заданному начальному состоянию, решая уравнение (1.48) и используя правило (1.43), мы можем получить для любого момента времени как состояние, так и значения (правда, только средние) любых физических величин.

В заключение этого пункта укажем, что квадрат модуля волновой функции $|\Psi(\mathbf{r})|^2$ имеет смысл *плотности вероятности* нахождения частицы в точке \mathbf{r} , т. е. величина

$$|\Psi(\mathbf{r})|^2 dx dy dz$$

равна вероятности найти частицу в объеме $dx dy dz$. Этим раскрывается статистический характер квантовой теории, о котором мы уже говорили выше. Так как вероятность того, что частица вообще находится в какой-либо точке, равна единице, то волновая функция должна удовлетворять условию нормировки

$$\int |\Psi(\mathbf{r})|^2 dV = 1. \quad (1.49)$$

В табл. 1.1 резюмировано сравнение описания движения материальной точки в классической и квантовой теориях.

8. Чтобы показать, как работает аппарат квантовой теории, решим уравнение Шредингера для свободного движения частицы:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\partial}{\partial r} \right)^2 \Psi. \quad (1.50)$$

Таблица 1.1. Сравнение описаний движения частицы в классической и квантовой теориях

Классическая теория	Квантовая теория
<p>1. Состояние частицы в определенный момент времени описывается заданием шести чисел x, y, z, p_x, p_y, p_z.</p> <p>2. Изменение состояния во времени описывается уравнениями Гамильтона</p> $\dot{r} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p}, \quad \dot{p} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial r}.$ <p>3. Описывающие состояние величины r и p доступны непосредственно измерению.</p> <p>4. Классическая механика — динамическая (т. е. не статическая) теория.</p>	<p>1. Состояние частицы полностью описывается заданием комплексной функции $\Psi(x, y, z)$ во всем пространстве.</p> <p>2. Изменение состояния во времени описывается уравнением Шредингера</p> $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{\mathcal{H}} \Psi,$ <p>где $\hat{\mathcal{H}}$ — оператор Гамильтона.</p> <p>3. Ψ-функция не является непосредственно измеряемой величиной.</p> <p>4. Квантовая механика имеет статистический характер. При этом $\Psi(r) ^2$ дает вероятность нахождения частицы в точке r. Физические величины являются статистическими средними.</p>

Непосредственной проверкой можно убедиться, что уравнению (1.50) удовлетворяет решение

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-i\omega_k t + ikr}, \quad (1.51)$$

где V — объем, внутри которого происходит движение, а величины ω_k и k связаны соотношением

$$\hbar\omega_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2M},$$

которое мы уже приводили в п. 2.

Очевидно, что (1.51) описывает волну де Бройля. С помощью формул (1.42), (1.43), (1.47) читатель может убедиться, что импульс и энергия в состоянии (1.51) удовлетворяют соотношениям (1.20), (1.21).

Другие примеры квантовомеханических вычислений приведены в приложении I.

9. В квантовой физике часто выбирают систему единиц, в которой постоянная Планка \hbar равна единице. В этой системе энергия совпадает с частотой, а импульс — с волновым вектором.

В релятивистской квантовой физике часто используют так называемую естественную систему единиц, в которой обе фундаментальные константы равны единице:

$$\hbar = c = 1.$$

В этой системе размерности энергии, импульса и массы одинаковы и обратны совпадающим друг с другом размерностям длины и времени:

$$[E] = [p] = [m] = [r^{-1}] = [t^{-1}]. \quad (1.52)$$

В этой системе только одна единица (например, длина) должна задаваться извне, и через эту единицу выражаются все остальные. Характерной для ядерной физики обратной длине

$$1 \text{ ферми}^{-1} = 10^{13} \text{ см}^{-1}$$

соответствуют энергия или масса 200 МэВ и импульс 200 МэВ/с.

§ 4. Измерения в микромире

1. Человек — существо макроскопическое. Разрешающая способность его органов чувств на много порядков ниже той, которая нужна для непосредственного познания элементарных частиц, атомных ядер и даже гораздо более крупных агрегатов — атомов и молекул. Поэтому все наблюдения над событиями микромира — косвенные. Непосредственно мы не видим, не слышим и не ощущаем, как устроено атомное ядро. Но этим трудности опытного изучения микромира далеко не исчерпываются. Не видим мы и магнитного поля. Но изучать атомное ядро гораздо труднее, чем магнитное поле, из-за влияния квантовых свойств. Видим мы через посредство электромагнитных волн. Но с помощью волн можно «увидеть» лишь предмет, не меньшей длины волны. Поэтому для изучения очень малых предметов надо брать очень короткие волны. Но чем короче волна, тем сильнее сказываются ее корпускулярные свойства, т. е. тем больше импульсы и энергии отдельных частиц — квантов излучения. При переходе к микромиру энергии и импульсы этих квантов настолько возрастают, что они становятся снарядами, расшвыривающими и разрушающими изучаемые объекты.

Между тем других способов изучения структуры вещества на сверхмалых расстояниях (от размеров ядра и меньше) нет. Мы можем только бомбардировать те или иные мишени пучками тех или иных микрочастиц и регистрировать вылетающие частицы на макроскопических расстояниях от места столкновения.

Может быть, некоторое представление о трудностях познания микромира даст такая аналогия: посредине темной сферической полости размером с земной шар размещено очень большое количество одинаковых предметов, например, радиоприемников одной и той же марки. В условиях невесомости и отсутствия сопротивления воздуха вы стреляете по ним из пулемета, а на поверхности полости регистрируете скорость и место падения осколков. Подумайте, как по этим данным восстановить конструкцию приемника, и вы получите представление о том, как изучают элементарные частицы.

2. Поскольку главным методом изучения атомных ядер и элементарных частиц является исследование столкновений пучков частиц с мишенями, то основную роль должны играть те физические величины, которые описывают процессы столкновений. Важнейшей из таких величин является *эффективное поперечное сечение*, чаще называемое просто *сечением*. Дадим определение сечения,

Пусть на плоскую мишень, содержащую N частиц, налетает однородный пучок частиц с плотностью потока j . Налетающие частицы производят в мишени ядерные реакции. Обозначим через dn число интересующих нас реакций, происходящих в мишени в 1 с. Тогда эффективным сечением $d\sigma$ называется величина

$$d\sigma = \frac{dn}{jN}. \quad (1.53)$$

Эффективное сечение, как видно из (1.53), имеет размерность см^2 , т. е. площади. Оно не зависит ни от потока налетающих частиц, ни от числа частиц в мишени,

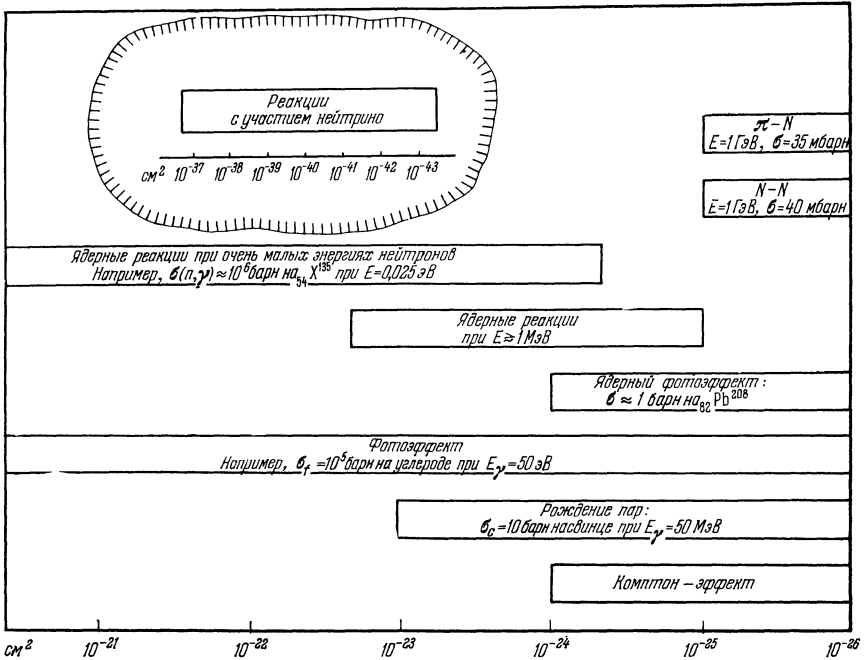


Рис. 1.2. Порядки величины сечений в ядерной физике.

1 барн = 10^{-24} см^2 , 1 мбарн = 10^{-27} см^2 .

ни от агрегатного состояния мишени и т. д. и является характеристикой элементарного акта столкновения.

Эффективное сечение можно наглядно интерпретировать как площадку, попадающую в пределы которой налетающая частица производит интересующую нас реакцию.

Разделив $d\sigma$ на элемент объема, составленный из дифференциалов переменных, от которых зависит сечение, получим дифференциальное сечение. Для наиболее часто встречающейся реакции типа

$$a + b \rightarrow c + d \quad (1.54)$$

дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ получается делением $d\sigma$ на элемент $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ телесного угла, где ϑ и φ — сферические углы направления вылета

одной из частиц c или d . С другими формами дифференциальных сечений мы встретимся в гл. VII, §§ 7, 8.

Масштабы сечений, с которыми имеют дело в ядерной физике, изображены на рис. 1.2.

3. Из-за статистического характера квантовых процессов микромира наблюдения в ядерной физике всегда носят статистический характер. Зарегистрировав один распад нестабильной частицы, мы ничего не узнаем о том, какое время проживет другая такая же частица. И только пронаблюдав 10 000 распадов, мы определим среднее время жизни таких частиц с точностью до 1%. Это не значит, однако, что в ядерной физике нельзя делать очень точных измерений. Более того, в гл. VI, § 6 мы узнаем, что одно из самых точных измерений человек сделал именно в физике атомного ядра.

СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 1. Вводные сведения о ядре

1. Каждый атом обладает отрицательно заряженной электронной оболочкой и положительно заряженным атомным ядром. В ядре сосредоточена почти вся (более 99,95%) масса атома. С точки зрения атомных масштабов ядра обладают ничтожно малыми размерами и колоссальной прочностью. Размеры ядер имеют порядок 10^{-12} — 10^{-13} см, в то время как для внешних электронных оболочек атомов характерны длины порядка 10^{-8} см. Для отрыва обоих электронов от атома гелия достаточно энергии 79 эВ, а для разрыва ядра гелия на составные части необходима в сотни тысяч раз большая энергия $28 \text{ МэВ} = 28 \cdot 10^6 \text{ эВ}$.

Такое различие масштабов является причиной резкого качественного разграничения явлений атомной и ядерной физики. В атомной физике имеют дело со столь большими расстояниями, что ядро почти всегда можно рассматривать просто как заряженную материальную точку. В ядерной же физике имеют дело со столь высокими энергиями, что почти всегда можно пренебрегать влиянием процессов, происходящих в электронных оболочках, на структуру ядра и протекание ядерных реакций. Тонкие эффекты влияния атомных явлений на внутриядерные требуют специальных прецизионных измерений, таких как, например, в эффекте Мёссбауэра (см. гл. VI, § 6, п. 6).

2. Существование в атоме тяжелого плотного положительно заряженного ядра было открыто Э. Резерфордом и его сотрудниками в 1906—1912 гг. при измерении упругого рассеяния α -частиц с энергией в несколько мегаэлектронвольт атомами золота и некоторых других металлов. Об α -частицах в то время было известно то, что они имеют массу $6,7 \cdot 10^{-24}$ г (более чем в 7000 раз тяжелее электрона) и положительный заряд $2e$, где $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ СГС единиц заряда $= 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — абсолютная величина заряда электрона.

Единственными источниками α -частиц тогда были препараты естественных α -радиоактивных элементов: радия, полония и некоторых других. Опыты Резерфорда (рис. 2.1) показали, что при прохождении через пленки толщиной в несколько тысяч межатомных расстояний некоторые (очень немногие) частицы резко изменяют направление своего движения, в то время как подавляющее большинство

частиц почти не отклоняется от своего пути. Например, при прохождении пучка α -частиц, имеющих скорость $1,8 \cdot 10^9$ см/с, через слой золота толщиной $6 \cdot 10^{-5}$ см в среднем одна частица из 20 000 отклонялась (или, что то же самое, рассеивалась) на угол порядка 90° . Резерфорд пришел к выводу, что такие редкие резкие отклонения для тяжелых (по сравнению с электронами) частиц, движущихся со скоростью, всего лишь в двадцать раз меньшей скорости света, можно объяснить только тем, что основная масса материи не распределена равномерно по объему вещества, а сконцентрирована в отдельных плотных прочных ядрах — сгустках, разделенных большими (по сравнению с размерами самих ядер) промежутками пустого или почти пустого пространства. При этом, поскольку атомы в твердом теле почти вплотную прилегают друг к другу, ядерную структуру пришлось приписать самим атомам.

Предположив (вопреки существовавшему тогда представлению), что почти вся масса атома сосредоточена в положительно-заряженном ядре, имеющем ничтожно малые размеры, Резерфорд получил для дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ рассеяния α -частиц атомными ядрами выражение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Q^2 e^2}{[2vp \sin^2(\theta/2)]^2}, \quad (2.1)$$

получившее название формулы Резерфорда. Здесь Q — заряд ядра, v , p — скорость и импульс α -частицы. Расчетное сечение (2.1) оказалось прекрасно совпадающим с опытными данными, если абсолютную величину заряда считать равной Ze , где Z — атомный номер элемента.

Наряду с установлением ядерной структуры атома опыты Резерфорда свидетельствуют и о высокой прочности атомных ядер, как правило, не разрушаемых даже при лобовом столкновении с α -частицей, имеющей энергию в несколько МэВ.

Посмотрим теперь, до какого верхнего предела результаты опытов Резерфорда ограничивают размеры ядра. Для этого оценим минимальное расстояние, на которое может подойти, например, к ядру золота α -частица с энергией $E = 5$ МэВ. На этом минимальном расстоянии кинетическая энергия α -частицы полностью превра-

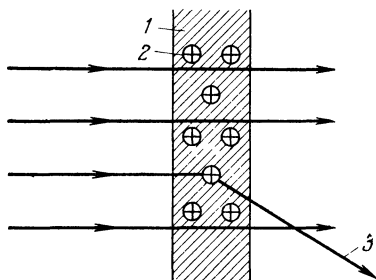


Рис. 2.1. Схема опыта Резерфорда
1 — пластинка вещества, облучаемого α -частицами; 2 — ядра атомов вещества; 3 — α -частица, сильно отклонившаяся в результате столкновения с ядром.

щается в потенциальную энергию кулоновского отталкивания

$$E = \frac{2e \cdot Ze}{R}.$$

Следовательно,

$$R = \frac{2e^2 \cdot Z}{E} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

Поскольку вплоть до таких энергий результаты Резерфорда хорошо согласуются с расчетами в предположении точности зарядов α -частицы и ядра, то отсюда следует, во-первых, что сумма радиусов ядра и α -частицы меньше $2 \cdot 10^{-12}$ см и, во-вторых, что на расстояниях $2 \cdot 10^{-12}$ см взаимодействие между α -частицей и ядром является чисто электростатическим. Мы приходим, таким образом, к важным выводам: а) размеры ядер по крайней мере в 10^4 раз меньше размеров атома, и б) мощные ядерные силы, обеспечивающие высокую прочность ядер, имеют очень короткий радиус действия — меньше, чем $2 \cdot 10^{-12}$ см.

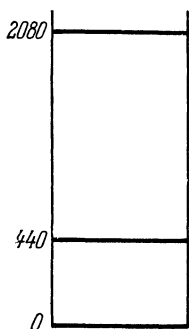


Рис. 2.2. Энергетический спектр ядра натрия.

3. Из квантовой теории следует (гл. I, § 3, п. 4), что ядро, как и атом (и вообще всякая пространственно ограниченная система), имеет не непрерывный, а дискретный энергетический спектр. Энергетические уровни ядер принято изображать так, как это сделано на рис. 2.2, где приведено несколько низших уровней ядра натрия. Каждой горизонтальной черте соответствует энергетический уровень, энергия

которого, отсчитанная от энергии основного состояния, указана слева (в кэВ). Нижней черте соответствует основное состояние. Из этого рисунка, например, видно, что для того, чтобы перевести ядро натрия в возбужденное состояние, ему необходимо передать энергию не менее $E_1 = 440$ кэВ. И действительно, если бомбардировать натриевую мишень α -частицами, то при низких энергиях происходят только упругие столкновения α -частиц с ядрами, а при энергиях, превышающих 440 кэВ, появляются и неупругие столкновения, при которых вылетающие частицы имеют энергию на E_1 меньше начальной.

Интервалы порядка десятков (иногда сотен) кэВ между низшими возбужденными уровнями характерны для всех средних и тяжелых ядер. Для легких ядер средние расстояния между уровнями увеличиваются и достигают величины порядка мегаэлектронвольта.

Эти значения интересно сравнить со средней энергией kT (k — постоянная Больцмана) теплового движения на одну степень свободы. При комнатной температуре $T = 300$ К будет $kT = 1/40$ эВ. При температуре 3400 К (электрическая дуга) $kT = 0,3$ эВ. Отсюда видно, что в обычных для земной поверхности условиях ядра находятся в невозбужденных состояниях, т. е. при температуре

абсолютного нуля в ядерной шкале. Внутриядерные степени свободы начнут включаться в тепловое движение, т. е. давать вклад в теплоемкость, лишь при температурах порядка сотен миллионов градусов и выше. Это — одно из проявлений уже отмечавшейся высокой прочности ядер, послужившее причиной неудач многочисленных попыток алхимиков осуществить превращение химических элементов.

4. Физические величины, характеризующие свойства атомных ядер, можно разделить на *статические*, относящиеся к определенному, обычно невозбужденному состоянию ядра, и на *динамические*, проявляющиеся при ядерных возбуждениях, распадах и реакциях. Важность статических характеристик обусловлена тем, что вследствие своей высокой прочности атомные ядра в очень широком круге явлений участвуют, не возбуждаясь. Важнейшими статическими характеристиками ядра являются:

а) величины, характеризующие состав ядра: *атомный номер* Z , *массовое число* A ;

б) механические величины: *энергия связи* $E_{\text{св}}$, *спин* (собственный механический момент) J и существенно квантовомеханическая характеристика — *четность*;

в) величины, характеризующие размеры и форму ядра: *радиус ядра* R и *несферичность* $\delta R/R$;

г) величины, характеризующие электромагнитные свойства ядра: *среднеквадратичный электрический радиус* $R_{\text{эл}}$, *дипольный магнитный момент* μ , *электрический квадрупольный момент* Q (но не дипольный электрический и не квадрупольный магнитный, см. § 4, п. 5);

д) *статистика*, которой подчиняются те или иные ядра;

е) *изотопический спин*.

В последующих параграфах настоящей главы будут даны определения статических характеристик (а) — (д), рассмотрены методы их экспериментального исследования, а также обсуждены некоторые эмпирические закономерности. Теория изотопического спина будет изложена в гл. V, § 6.

5. Статические характеристики часто называют свойствами стабильных ядер. Введенное нами изменение терминологии обусловлено тем, что статическими характеристиками обладают не только стабильные ядра в основных состояниях, но и достаточно долго живущие нестабильные состояния ядер, т. е. возбужденные уровни всех ядер и основные состояния радиоактивных ядер. Например, сейчас удается измерить магнитные моменты возбужденных ядерных уровней, время жизни которых имеет порядок 10^{-8} — 10^{-9} с. Согласно оценке (1.1) ядерные времена пролета имеют порядок 10^{-22} с. Статические характеристики имеют вполне определенный смысл для времен жизни, превышающих $\tau_{\text{ядерн}}$ на несколько порядков. При приближении времени жизни к $\tau_{\text{ядерн}}$ статические характеристики начинают терять смысл (см. § 10, п. 2).

§ 2. Состав ядер. Электрический и барионный заряды

1. Атомные ядра состоят из элементарных частиц — протонов и нейтронов (Е. Н. Гапон и Д. Д. Иваненко; В. Гейзенберг, 1932). Массы протона M_p и нейтрона M_n близки друг к другу и почти

в 2000 раз превышают массу электрона m : $M_p = 1836,15m = 1,67265 \cdot 10^{-24}$ г, $M_n = 1838,68m = 1,67495 \cdot 10^{-24}$ г. Протон электрически заряжен. Его заряд положителен и по абсолютной величине равен заряду электрона. Электрический заряд нейтрона точно равен нулю, что отражено в названии этой частицы.

В отличие от электронов, протоны и нейтроны подвержены действию специфических ядерных сил. Ядерные силы являются частным случаем самых интенсивных в природе *сильных взаимодействий*. За счет ядерных сил протоны и нейтроны могут соединяться друг с другом, образуя различные атомные ядра.

Свойства протона и нейтрона по отношению к сильным взаимодействиям совершенно одинаковы, чем, по-видимому, и объясняется близость их масс. Поэтому в ядерной физике часто используется термин *нуклон*, обозначающий любую частицу, входящую в состав ядра, — как протон, так и нейтрон. Можно сказать, что протон и нейтрон являются двумя состояниями одной и той же частицы — нуклона. Более глубокий смысл введения понятия нуклона будет выяснен ниже в гл V, § 6.

2. Атом электрически нейтрален. Поэтому число протонов в ядре атома должно равняться числу электронов в атомной оболочке, т. е. *атомному номеру Z*. Общее число нуклонов (т. е. протонов и нейтронов) в ядре обозначается через A и называется *массовым числом*. Числа Z и A полностью характеризуют состав ядра. Реже употребляется обозначение N для указания числа нейтронов в ядре. По определению

$$A = Z + N.$$

Для обозначения различных ядер обычно используется запись вида ${}_Z X^A$, где X — химический символ, соответствующий элементу с данным Z . Например, выражение ${}_4 \text{Be}^9$ обозначает ядро атома бериллия с $Z = 4$, $A = 9$, имеющее 4 протона и 5 нейтронов. Левый нижний индекс не является необходимым, поскольку атомный номер Z однозначно определяется названием элемента. Поэтому часто употребляется сокращенное обозначение типа Be^9 (читается «бериллий девять»). Протон p и нейтрон n в этих обозначениях, очевидно, могут быть записаны соответственно как ${}_1 p^1$ и ${}_0 n^1$. Протон является ядром атома водорода и поэтому может быть также обозначен через ${}_1 \text{H}^1$. Альфа-частица состоит из двух протонов и двух нейтронов. Поэтому она является ядром атома гелия, т. е. может быть обозначена через ${}_2 \text{He}^4$. Отметим, что в литературе часто используется также обозначение типа ${}_Z^A X$.

3. Ядра с одним и тем же Z и разными A называются *изотопами*. Например, у урана ($Z = 92$) есть изотопы ${}_{92} \text{U}^{235}$, ${}_{92} \text{U}^{238}$, имеющие соответственно 143 и 146 нейтронов. Иногда употребляются термины *изобары* (для ядер с одинаковыми A и разными Z) и *изотоны* (для ядер с одинаковыми N и разными Z). Для обозначения атомов опре-

деленного изотопа используется термин *нуклид*. По своим чисто ядерным свойствам различные изотопы, как правило, имеют мало общего. Но в подавляющем большинстве случаев атомы различных изотопов обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами, поскольку на структуру электронной оболочки атома ядро влияет практически только своим электрическим зарядом. Поэтому выделение какого-либо изотопа, например ${}_{92}\text{U}^{235}$ из его собственной смеси с ${}_{92}\text{U}^{238}$, является сложной технологической задачей, для решения которой используются небольшие различия в скоростях испарения, диффузии и некоторых других процессов, возникающие за счет различия масс изотопов.

4. Изотопы водорода ${}^1\text{H}^1$, ${}^1\text{H}^2$, ${}^1\text{H}^3$ сильно различаются по массам, а их атомы заметно (по сравнению с изотопами других элементов) различаются по физическим и даже химическим свойствам. Поэтому тяжелым изотопам водорода оказалось даже полезным приписать отдельные названия. Изотоп ${}^1\text{H}^2$ (содержание которого в естественной смеси составляет 0,015%) называется элементом *дейтерием* и обозначается через D (употребляется также термин «тяжелый водород»). Ядро дейтерия называется *дейтроном* и обозначается через d. Например, если молекула воды, в состав которой входит обычный («легкий») водород, обозначается через H_2O , то молекула «тяжелой воды», в состав которой входят изотопы ${}^1\text{H}^2$, обозначается через D_2O . Тяжелая вода имеет плотность 1,108 г/см³, замерзает при 3,82 °С и кипит при 101,42 °С, т. е. довольно заметно отличается от обычной воды.

Ядро нестабильного изотопа ${}^1\text{H}^3$ называется тритоном (употребляется также термин «сверхтяжелый водород») и обозначается через t. Соответствующий элемент называется тритием и обозначается через T.

5. Атомный номер Z равен электрическому заряду ядра в единицах абсолютной величины заряда электрона. Электрический заряд является целочисленной *) величиной, строго сохраняющейся при любых (в том числе и при неэлектромагнитных) взаимодействиях. Совокупность имеющихся экспериментальных данных о взаимопревращениях атомных ядер и элементарных частиц показывает, что кроме закона сохранения электрического заряда существует аналогичный строгий закон *сохранения барионного заряда*. Именно, каждой частице можно приписать некоторое значение барионного заряда, причем алгебраическая сумма барионных зарядов всех частиц остается неизменной при каких угодно процессах. Барионные заряды всех частиц целочисленны. Барионный заряд электрона и γ -кванта равен нулю, а барионные заряды протона и нейтрона равны единице. Поэтому массовое число A является барионным зарядом ядра. Закон сохранения барионного заряда обеспечивает стабильность атомных ядер. Например, этим законом запрещается выгодное энергетически и разрешенное всеми остальными законами сохранения превращение двух нейтронов ядра в пару легчайших частиц — γ -квантов. Закон

*) Обсуждается и исследуется гипотеза о существовании новых частиц — кварков — с дробными значениями электрического и барионного зарядов (см. гл. VII, § 7, п. 2).

сохранения барионного заряда находит широкое применение в физике элементарных частиц (см. гл. VII, § 2).

6. Атомные ядра могут существовать лишь в ограниченной области значений величин A , Z . Вне этой области, если соответствующее ядро и возникает, то оно мгновенно (т. е. за характерное ядерное время) либо распадается на более мелкие ядра, либо испускает протон или нейтрон. Внутри области возможного существования далеко не все ядра стабильны. Но они распадаются не путем испускания нуклона, а за счет других, более медленных процессов (гл. VI).

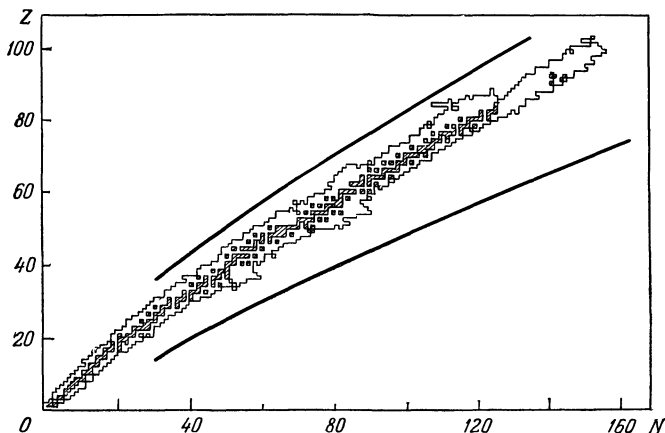


Рис. 2.3. Протонно-нейтронная диаграмма атомных ядер.

Заштрихованные квадратики — стабильные и долгоживущие ядра, светлая область внутри извилистого контура — радиоактивные

Известные к настоящему времени ядра нанесены на *протонно-нейтронной диаграмме* рис. 2.3. На ней плавными сплошными линиями обозначена теоретическая граница области возможного существования ядер. Экспериментальное установление этой границы затруднено тем, что при приближении к ней (изнутри) времена жизни ядер хотя и значительно превышают характерные (10^{-21} с), но слишком малы для современной экспериментальной техники.

Стабильные ядра *) образуют на протонно-нейтронной диаграмме *дорожку стабильности*.

Заслуживают упоминания следующие эмпирические факты и закономерности в отношении A и Z для стабильных ядер:

а) Известны ядра со всеми значениями Z от 0 до 107 включительно (ядром с $Z = 0$, $N = 1$ является нейтрон). Не существует

*) Вопрос о том, какие ядра считать стабильными, а какие нет, условен, поскольку многие ядра хотя и не стабильны, но распадаются крайне медленно. Мы считаем ядра стабильными, если за период существования видимой части Вселенной распадается лишь их небольшая доля.

стабильных, т. е. не подверженных самопроизвольному радиоактивному распаду, ядер при $Z = 0, 43, 61$ и $Z \geq 84$.

б) Известны ядра со значениями A от 1 до 263 включительно. Не существует стабильных ядер при $A = 5, 8$ и при $A \geq 210$.

в) Свойства ядер существенно зависят от четности чисел Z и N . Это видно уже из того, что среди стабильных изотопов больше всего четно-четных (четное Z , четное N) и меньше всего нечетно-нечетных (нечетные Z, N), которых известно всего четыре: ${}_1\text{D}^2, {}_3\text{Li}^6, {}_5\text{B}^{10}$ и ${}_7\text{N}^{14}$.

г) При малых A стабильные ядра содержат примерно одинаковое число протонов и нейтронов, а при увеличении A процентное содержание нейтронов возрастает.

д) Большинство химических элементов имеет по несколько изотопов. Рекорд здесь принадлежит олову (${}_{50}\text{Sn}$), обладающему десятью стабильными изотопами (${}_{50}\text{Sn}^{112}, {}_{50}\text{Sn}^{114}, {}_{50}\text{Sn}^{115}, {}_{50}\text{Sn}^{116}, {}_{50}\text{Sn}^{117}, {}_{50}\text{Sn}^{118}, {}_{50}\text{Sn}^{119}, {}_{50}\text{Sn}^{120}, {}_{50}\text{Sn}^{122}, {}_{50}\text{Sn}^{124}$). С другой стороны, некоторые элементы, например Be, Na, Al, обладают только одним стабильным изотопом.

§ 3. Энергия связи ядер

1. Энергией связи $E_{\text{св}}$ ядра называется энергия, необходимая для полного расщепления ядра на отдельные протоны и нейтроны. Очевидно, что $E_{\text{св}}$ является одной из важнейших величин, характеризующих прочность ядра. Знание энергий связи ядер позволяет рассчитать энергетический баланс не только для довольно редкого процесса полного расщепления, но и для любых процессов распадов и взаимных превращений ядер. Например, энергия E_p отделения протона, т. е. минимальная энергия, необходимая для выбивания протона из ядра ${}_Z\text{X}^A$, равна разности энергий связи ядер ${}_Z\text{X}^A$ и ${}_{Z-1}\text{X}^{A-1}$:

$$E_p = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z-1, A-1). \quad (2.2)$$

Аналогично энергия E_n отделения нейтрона

$$E_n = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z, A-1). \quad (2.3)$$

Для выбивания из ядра α -частицы нужна энергия, равная

$$E_\alpha = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z-2, A-4) - E_{\text{св}}(\alpha), \quad (2.4)$$

где $E_{\text{св}}(\alpha)$ — энергия связи α -частицы.

Вместо энергии связи часто бывает удобнее рассматривать величину $E_{\text{св}}/A$, называемую удельной энергией связи (или энергией связи на нуклон).

2. Из теории относительности следует, что масса M и полная энергия $E_{\text{пол}}$ любой физической системы связаны соотношением Эйнштейна (1.4). С помощью этого соотношения энергию связи ядра

можно выразить через его массу $M_{Z, A}$ и массы протона и нейтрона:

$$E_{\text{св}}(Z, A) = (ZM_p + NM_n - M_{Z, A})c^2. \quad (2.5)$$

Из (2.5) видно, что масса ядра на величину $E_{\text{св}}/c^2$ меньше суммы масс нуклонов, составляющих ядро. Ядерные энергии связи настолько велики, что это изменение массы не только доступно непосредственному измерению, но и дает возможность с большой точностью определять энергии связи ядер посредством прецизионного измерения их масс. Действительно, например, α -частица с энергией связи $E_{\text{св}}(\alpha) = 28$ МэВ легче разделенных двух протонов и двух нейтронов на

$$\frac{E_{\text{св}}(\alpha)}{c^2} \approx 4 \cdot 10^{-26} \text{ г}, \quad (2.6)$$

что составляет $\approx 0,7\%$ полной массы α -частицы. Для сравнения укажем, что масса атома водорода меньше суммы масс протона и электрона на $23,4 \cdot 10^{-33}$ г, что составляет всего лишь $1,4 \cdot 10^{-6} \%$ полной массы атома. Еще меньше относительные изменения массы при разрыве на части макроскопических тел.

3. Ядерные энергии связи часто измеряются в *атомных единицах массы* (а. е. м.). Атомная единица массы равна $1/12$ массы атома углерода*), т. е. $1,66056 \cdot 10^{-24}$ г, или $931,502$ МэВ. Например, масса ядра гелия (α -частицы) равняется $M_\alpha = 4,001523$ а. е. м. Следовательно, энергия связи α -частицы равняется

$$\begin{aligned} E_{\text{св}}(\alpha) &= 2M_p c^2 + 2 \cdot M_n c^2 - M_\alpha c^2 = \\ &= (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) \text{ а. е. м.} \approx 28,3 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

Разность Δ между массой ядра в атомных единицах массы и его массовым числом называется *дефектом массы ядра*:

$$\Delta = \frac{M_{Z, A}}{1/12 M_{C^{12}}} - A. \quad (2.7)$$

Очевидно, что дефект массы ядра C^{12} по определению равен нулю. Зато протон и нейтрон обладают ненулевыми дефектами масс $\Delta_p = 0,007276$ а. е. м., $\Delta_n = 0,008665$ а. е. м. Из сравнения формул (2.5) и (2.7) видно, что дефект массы непосредственно связан с энергией связи, отличаясь от нее лишь знаком, выбором системы единиц и смещением начала отсчета энергий. И все же между этими двумя величинами существует физическое различие за счет того, что в дефекте массы учитывается различие масс протона и нейтрона. Поэтому, например, из различия величин Δ_p , Δ_n следует возможность β -распада свободного нейтрона, в то время как из энергии связи эта возможность не видна (см. гл. VI, § 4). В таблицах обычно вместо

*) До 1960 г. за атомную единицу массы принималась $1/16$ массы атома кислорода. Прежняя атомная единица массы в $1,0003179$ раза меньше принятой сейчас.

$E_{св}$ приводится Δ . При этом следует иметь в виду, что табличные значения масс и дефектов масс всегда относятся не к ядрам, а к соответствующим нейтральным атомам. Дефект массы, отнесенный к одному нуклону, обозначается через f и называется *упаковочным коэффициентом*: $f = \Delta/A$.

4. Энергии связи ядер можно измерять непосредственно по балансу энергии и импульса в процессе расщепления ядра. В частности, именно так впервые была определена энергия связи дейтрона по процессу расщепления дейтрона γ -квантами. Однако для большинства ядер наиболее точные измерения ядерных энергий связи производятся на основе соотношения (1.4) посредством измерения масс атомов (точнее, ионов) на специальных приборах, называемых масс-спектрографами.

Основными составными частями масс-спектрографа являются: а) ионный источник, б) анализатор, в) приемное устройство. В ионном источнике происходит образование ионов исследуемого вещества и формирование слабо расходящегося пучка ионов, не сильно различающихся по своим энергиям. В анализаторе исходный пучок разделяется на несколько пучков, различающихся по массам ионов. Кроме того, ионные пучки в анализаторе фокусируются так, чтобы ионы одной и той же массы, обладающие несколькими различающимися энергиями или направлениями движения, попадали в одно и то же место приемного устройства, которым в масс-спектрографе является фотопластинка. Один из многочисленных типов масс-спектрографов схематически изображен на рис. 2.4. Струя пара исследуемого элемента, входящая в отверстие 1 источника, ионизируется простреливающим ее электронным пучком 2. Образующиеся ионы ускоряются и коллимируются диафрагмами 3. Анализатором служит секторное магнитное поле 4, направленное перпендикулярно плоскости рисунка. В магнитном поле ионы, имеющие приблизительно одинаковую энергию и различные массы, движутся по разным траекториям. Поэтому магнитное поле сортирует ионы по массам. Магнитное поле специальной конфигурации — секторное магнитное поле — наряду с сортировкой частиц по массам фокусирует ионы с одинаковой массой, которые вылетают из источника под немного различающимися углами. В результате ионы одного и того же изотопа попадают в одно и то же место фотопластинки 5, образуя на ней узкую линию, перпендикулярную плоскости рисунка. Положение этой линии зависит от массы иона.

Масс-спектрографические методы дают возможность измерять массы изотопов с относительной точностью 10^{-5} — 10^{-6} , что соответствует определению энергий связи ядер с точностью до десятых и даже сотых долей процента.

Только что описанный фотографический метод регистрации ионов в масс-спектрографе хорош для прецизионного определения масс ионов, но с его по-

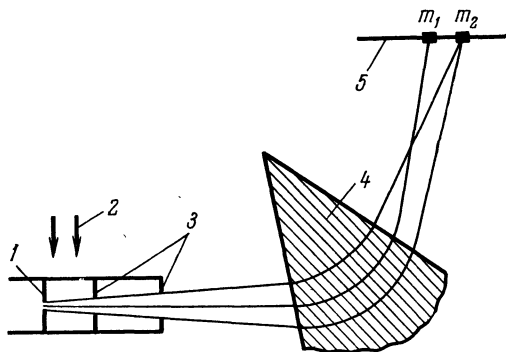


Рис. 2.4. Схема масс-спектрографа.

мощью трудно произвести сколько-нибудь точное измерение интенсивности пучков. Если же фотографический метод регистрации заменить электрическим, например, поставить вместо фотопластинки цилиндр Фарадея, то точность измерения масс уменьшится, но зато появится возможность точного измерения интенсивности. Приборы такого типа называются масс-спектрометрами. Масс-спектрометры измеряют не энергию связи, а количество ионов с данным массовым числом, т. е. изотопный состав элементов. Определение изотопного состава требуется во многих областях науки и техники (см. гл. XIII).

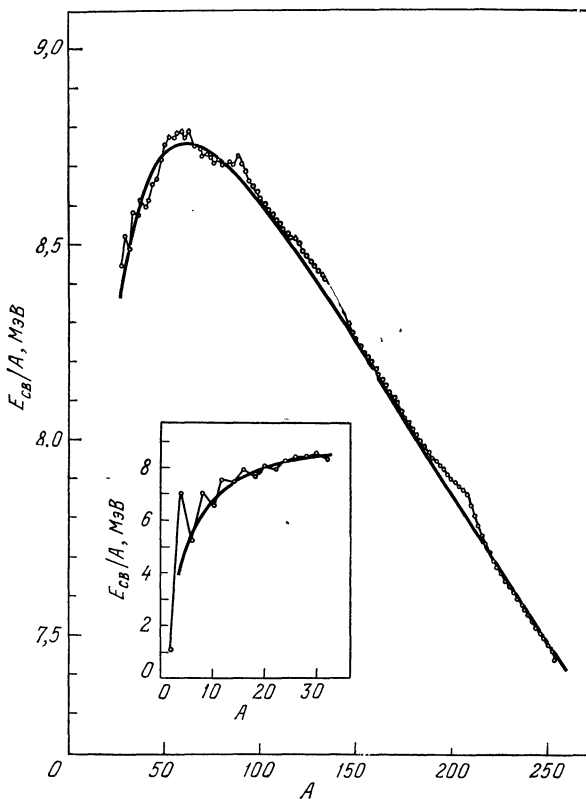


Рис. 2.5 Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа A .

Точки — экспериментальные данные. Плавная кривая — результат вычислений по формуле Вейцекера. На вставке показана удельная энергия связи для легких ядер.

5. Анализ экспериментальных энергий связи дает большую и интересную информацию о свойствах ядер. Для извлечения этой информации рассмотрим приведенную на рис. 2.5 кривую зависимости удельной энергии связи от массового числа для стабильных ядер. В экспериментальной зависимости $E_{св}$ от A и от Z можно подметить следующие закономерности:

а) Если отбросить самые легкие ядра, то в грубом, так сказать, нулевом приближении удельная энергия связи постоянна и равна примерно 8 МэВ на нуклон. Приближенная независимость удельной энергии связи от числа нуклонов свидетельствует о свойстве *насыщения* ядерных сил. Свойство насыщения ядерных сил состоит в том, что каждый нуклон может взаимодействовать только с несколькими соседними нуклонами. В этом отношении ядерные силы похожи на силы, обуславливающие химическую валентность. Природа такого свойства ядерных сил будет рассмотрена в гл. V. Если бы насыщения не было, т. е. нуклон мог бы взаимодействовать одновременно со всеми нуклонами, то энергия связи росла бы с ростом A не линейно, а квадратично, так как A нуклонов ядра можно объединить в пары $A(A-1)/2$ способами. В отношении приближенного постоянства удельной энергии связи ядро похоже на жидкость или твердое тело. Свойство насыщения ядерных сил приводит к приблизительному постоянству плотности ядер. Постоянство плотности означает, что размеры ядра приблизительно пропорциональны $A^{1/3}$.

б) Удельная энергия связи не строго постоянна, а имеет максимум ($\approx 8,8$ МэВ) при $A \approx 56$, т. е. в области ядер железа, и спадает к обоим краям. Максимум кривой соответствует наиболее стабильным ядрам. Легчайшим ядрам энергетически выгодно сливаться друг с другом в более тяжелые с выделением *термоядерной энергии*. Для наиболее тяжелых ядер, наоборот, выгоден процесс деления на осколки, идущий с выделением энергии, получившей название *атомной*.

Спадание кривой удельной энергии связи при малых A можно объяснить ролью поверхностных эффектов. Нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, не полностью используют свои связи, что приводит к возникновению поверхностного натяжения, уменьшающего $E_{св}/A$ на величину, пропорциональную площади поверхности, т. е. $A^{2/3}$. Роль поверхностных эффектов возрастает при увеличении отношения поверхности к объему, т. е. при переходе к более легким ядрам.

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым ядрам объясняется электростатическим отталкиванием протонов. Кулоновская энергия пропорциональна квадрату числа протонов (кулоновские силы не обладают свойством насыщения) и обратно пропорциональна размерам ядра. Таким образом, в целом кулоновская энергия пропорциональна $Z^2/A^{1/3}$. Поэтому вклад кулоновских эффектов в удельную энергию связи возрастает при переходе к более тяжелым ядрам.

в) Если рассматривать удельную энергию связи как функцию Z при фиксированном A (рис. 2.6), то получаются кривые с максимумом, лежащим при $Z \approx 0,5A$ для легких ядер и сдвинутым в сторону большего процента нейтронов для тяжелых ядер.

Считается установленным, что при отсутствии кулоновских сил максимум находился бы при $Z = A/2$ для всех ядер, т. е. что ядер-

ные силы действуют наиболее интенсивно при равном числе протонов и нейтронов в ядре. Этот факт обусловлен квантовомеханическим принципом Паули (см. § 8, п. 5), а также тем, что энергия взаимодействия нейтронов с протонами в среднем больше, чем энергия взаимодействия одинаковых частиц. Возникающая в результате этого энергия симметрии отрицательна и эмпирически оказывается пропорциональной $(N - Z)^2/A^{\frac{1}{2}}$.

г) Детальное изучение $E_{св}$ как функции переменных Z и N обнаруживает, что поверхность (в математическом смысле) $E_{св}(Z, N)$ расщепляется на три поверхности: выше всех лежит поверхность,

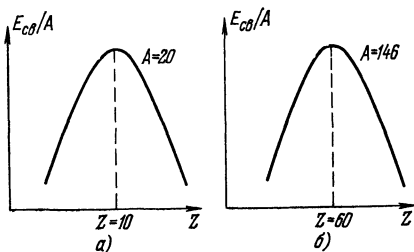


Рис 2 6. Зависимость удельной энергии связи от Z при постоянном A .

на которой располагаются четно-четные ядра (четное Z , четное N). Посредине лежит поверхность, содержащая ядра с нечетным A (четное Z , нечетное N или наоборот). Ниже всех расположены нечетно-нечетные ядра (нечетное Z , нечетное N). Расстояние между соседними поверхностями имеет порядок 2—3 МэВ. Этот факт с определенностью свидетельствует о существовании явления «спаривания» (т. е. в некотором смысле объе-

динения в пары) одинаковых нуклонов в ядре, причем при спаривании энергия связи возрастает приблизительно на 2—3 МэВ. Эта дополнительная энергия называется *энергией спаривания*.

Если бы не существовало явления спаривания нуклонов, то энергия связи, например, изотопа брома ${}_{35}\text{Br}^{80}$ должна была бы иметь какое-то промежуточное значение между энергиями ядер ${}_{34}\text{Se}^{80}$ и ${}_{36}\text{Kr}^{80}$. На самом же деле оказывается, что энергия связи ${}_{35}\text{Br}^{80}$ меньше энергии связи ${}_{36}\text{Kr}^{80}$ на 2,501 МэВ и меньше энергии связи ядра ${}_{34}\text{Se}^{80}$ на 1,377 МэВ за счет того, что в ${}_{35}\text{Br}^{80}$ имеются неспаренный протон и неспаренный нейтрон.

Количественно эффект спаривания учитывается так. Принимается, что для ядер с нечетным A (один неспаренный нуклон) влияние спаривания включено в объемную энергию. Для четно-четных (нуль неспаренных нуклонов) и нечетно-нечетных (два неспаренных нуклона) ядер вводится спаривательная поправка $\delta E_{св}$ к энергии связи. Эта поправка имеет вид

$$\delta E_{св} = \begin{cases} \Delta & (\text{четно-четные ядра}), \\ -\Delta & (\text{нечетно-нечетные ядра}). \end{cases}$$

Эмпирически

$$\Delta = 12/A^{1/3} \text{ МэВ.}$$

Подытоживая вышесказанное, мы можем аппроксимировать функцию, соответствующую кривой рис. 2.5, выражением

$$E_{\text{св}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta E_{\text{св}}, \quad (2.8)$$

где подобранные по экспериментальным данным постоянные имеют следующие значения:

$$a_1 = 15,75 \text{ МэВ}, \quad a_2 = 17,8 \text{ МэВ}, \quad a_3 = 0,710 \text{ МэВ}, \quad a_4 = 23,7 \text{ МэВ}.$$

Эту полуэмпирическую формулу называют *формулой Вейцекера* и часто связывают с моделью жидкой капли, которую мы рассмотрим ниже в гл. III, § 3, п. 1. Однако в действительности формула (2.8) практически не связана с конкретными модельными допущениями. В частности, формула Вейцекера может быть справедливой и для систем, не похожих по своим внутренним свойствам на жидкую каплю.

В формуле (2.8) бросается в глаза резкое отличие удельной объемной энергии $a_1 \approx 15,75 \text{ МэВ}$ от типичной удельной энергии связи ядер, равной примерно 8 МэВ . Удельную энергию связи a_1 имело бы гипотетическое ядро больших размеров, состоящее из одинакового числа протонов и нейтронов, при отсутствии кулоновского взаимодействия между протонами. В реальном ядре средняя удельная энергия связи уменьшается до $\approx 8 \text{ МэВ}$ за счет влияния поверхностной энергии и энергии электростатического отталкивания протонов. Дело в том, что, несмотря на различную зависимость от A поверхностной и кулоновской энергии, их сумма меняется весьма слабо при изменении A в пределах реальных массовых чисел. Например, эта сумма равна $8,5 \text{ МэВ}$ для ${}_{28}\text{Ni}^{58}$ и $9,2 \text{ МэВ}$ для ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

д) Как видно из рис. 2.5, при $A \approx 40-50, 90, 130, 210$ удельные энергии связи заметно отличаются (до 1%) от вычисленных по формуле (2.8). Эти отклонения приходятся на зоны магических ядер. *Магическими* называются ядра, у которых числа нейтронов или протонов равняются одному из «магических» чисел 2, 8, 20, 28, 50, 82. Для нейтронов магическим является еще число 126. Ядра, у которых магическими являются и число протонов и число нейтронов, называются *дважды магическими*. Таких ядер имеется всего пять: ${}^2_2\text{He}^4$, ${}^8_2\text{O}^{16}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}^{40}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}^{48}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}^{208}$. Магические ядра выделены прежде всего энергиями отделения нуклонов. Как видно из рис. 2.7, на магические ядра приходятся резкие перепады в кривой энергии отделения нуклона. Эффекты, связанные с незамкнутостью оболочек, затрагивают лишь небольшое число нуклонов ядра и поэтому сильнее всего влияют на величину $E_{\text{св}}/A$ в самых легких ядрах. Действительно, как видно из приводимой табл. 2.1, удельная энергия связи

имеет резкий выброс на дважды магическом (по протонам и по нейтронам) ядре He^4 , т. е. на α -частице.

Магические ядра отличаются не только энергиями отделения и удельными энергиями связи. Многие магические ядра более распространены во Вселенной, чем их немагические соседи (см. гл. XII, § 3). Так, наряду с дважды магическими, повышенной распространенностью обладают ядра ${}_{28}\text{Ni}^{60}$, ${}_{50}\text{Sr}^{88}$, ${}_{50}\text{Zr}^{90}$, ${}_{50}\text{Sn}^{120}$, ${}_{56}\text{Ba}^{138}$, ${}_{58}\text{Ce}^{140}$.

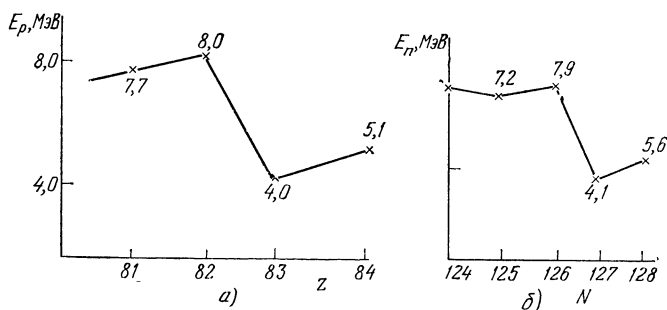


Рис. 2.7. Зависимости от Z и N энергии отделения протона и нейтрона в области ядер изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$:

а) при $N = 126$, б) при $Z = 82$. Крестиками отмечены экспериментальные точки

Магические ядра имеют большое число изотопов и изотонов. Ядра с магическим N сравнительно слабо поглощают нейтроны. Сечение захвата нейтрона с энергией порядка 1 МэВ при $N = 50, 82, 126$ меньше на 1—2 порядка, чем на ядрах с близкими значениями N . Наконец, дважды магические ядра характеризуются повышенной «твердостью»: первые возбужденные состояния у них лежат на 1—2 МэВ выше, чем у соседних ядер.

Т а б л и ц а 2.1. Таблица удельных энергий связи легчайших ядер

Ядро	H^2	He^3	He^4	Li^6	Li^7
$E_{св}/A$, МэВ	1,11	2,6	7,1	5,3	5,6

е) Из только что приведенной табл. 2.1 видно, что удельная энергия связи резко падает при переходе к ядрам с минимальным числом нуклонов (${}^2\text{He}^3$ и особенно дейтрон). В гл. V, § 2 мы покажем, что этот эффект имеет специфически квантовое происхождение и свидетельствует об очень малом радиусе действия ядерных сил.

§ 4. Ядерные спины

1. Протон, нейтрон, а также большинство атомных ядер обладают не равным нулю спином, т. е. внутренним моментом количества движения. Подчеркнем существенное отличие микрочастиц с ненулевым спином от вращающихся макроскопических волчков. Вращение макроволчка можно ускорить, замедлить и даже остановить. У спина же микрочастицы можно лишь изменять направление, не меняя его абсолютного значения. В частности, спиновое вращение нуклона или легкого ядра нельзя «остановить». Однако в средних и тяжелых ядрах, как мы увидим в § 7, п. 2, уже начинают проявляться свойства макроскопических волчков.

Напомним, что согласно сказанному в гл. I, § 3, п. 5 квадрат момента (1.28) может иметь только дискретные значения $\hbar^2 J(J+1)$, где J — целое или полуцелое число ($J = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$), а $J_z = J, J-1, \dots, -J$.

За единицу спина всегда принимают постоянную Планка \hbar . Квантовое число J называют значением спина микрочастицы.

2. Для экспериментального определения спинов атомных ядер был предложен целый ряд методов. Более ранние из них связаны с изучением сверхтонкой структуры оптических спектров, более современные основаны на изучении поведения ядер в магнитном поле с помощью радиоспектроскопической техники. Все эти методы базируются на связи спина с магнитным моментом и будут изложены в следующем параграфе. Спины короткоживущих изотопов и ядер в возбужденных состояниях определяются методами ядерной спектроскопии (см., например, гл. VI, § 6, п. 5), а также из ядерных реакций (см., например, гл. IV, § 10) на основе закона сохранения момента количества движения, справедливого не только в классической, но и в квантовой теории.

3. Эксперименты по измерению спинов протона и нейтрона показывают, что обе эти частицы, подобно электрону, имеют спин $1/2$. Спин ядра равен геометрической сумме моментов количества движения протонов и нейтронов, составляющих ядро. Сложение моментов производится в соответствии с формулой (1.31). При этом полный момент каждого нуклона в свою очередь является суммой спинового и орбитального (т. е. связанного с движением нуклона по «орбите» в ядре) моментов, причем орбитальный момент, в противоположность спиновому, может иметь только целые значения.

В отношении спинов различных ядер наблюдаются следующие закономерности:

а) При четном A спины всегда целые, а при нечетном A — всегда полуцелые. Исторически этот факт сыграл решающую роль при переходе от протонно-электронной модели ядра к протонно-нейтронной. Действительно, если бы, например, дейтрон состоял из

двух протонов и электрона, то его спин был бы полуцелым, в то время как экспериментальное значение этого спина равно единице.

б) Спины всех четно-четных ядер в основных состояниях равны нулю. Этот факт трактуется как указание на то, что в отмеченном в § 3, п. 5 явлении спаривания нуклонов участвуют два одинаковых нуклона с противоположно ориентированными моментами количества движения, так что суммарный момент пары оказывается равным нулю.

в) Спины всех известных стабильных ядер не превышают $9/2$, т. е. очень малы по сравнению с суммой абсолютных величин спинов и орбитальных моментов всех входящих в ядро частиц. Этот факт свидетельствует о том, что большинство нуклонов прочно связано в замкнутых оболочках, имеющих нулевой суммарный момент, и не участвует в создании спина ядра.

4. В следующей главе будет показано, что спиновые свойства ядер хорошо объясняются в рамках современных модельных представлений. Природа же спиновых свойств элементарных частиц пока остается во многом загадочной. Прежде всего странным (с привычной макроскопической точки зрения) является само существование ненулевого момента количества движения в низшем энергетическом состоянии, свидетельствующее, по-видимому, о существовании зависящих от скорости сил, энергия которых компенсирует центробежную. Еще более загадочным является полуцелость спинов электронов и нуклонов, указывающая на то, что эти спины хотя бы частично не связаны с обычным вращением материи, поскольку все моменты орбитального типа обязаны быть целыми.

5 В заключение остановимся на некоторых важных особенностях спина частицы, отсутствующих у моментов количества движения макроскопических тел. Одной из таких особенностей являются квантовые флуктуации направления спина. Эти флуктуации проявляются прежде всего в том, что строго фиксированное значение может иметь только одна компонента спина, например J_z . При этом компоненты J_x , J_y флуктуируют вокруг нулевого среднего значения. Из-за флуктуаций вектор спина нельзя точно ориентировать в определенном направлении. Действительно, согласно (1.30) максимальное возможное значение компоненты J_z равно J , так что $(J_z^2)_{\max}$ равно J^2 . В то же время квадрат J^2 всего вектора спина равен $J(J+1)$. Поэтому даже при максимально возможной степени ориентированности спина вдоль оси z квадраты J_x^2 , J_y^2 будут отличными от нуля:

$$J_x^2 + J_y^2 = J^2 - J_z^2 = J.$$

Мерой относительной флуктуации направления спина является величина

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\sqrt{J^2 - (J_z^2)_{\max}}}{J} = \frac{1}{\sqrt{J}}. \quad (2.9)$$

При малых J флуктуации спина сравнимы с его величиной. В частности, при $J = 1/2$ среднеквадратичные значения всех компонент одинаковы:

$$\langle J_x^2 \rangle = \langle J_y^2 \rangle = \langle J_z^2 \rangle = 1/4.$$

Другая особенность спина ядра и вообще любой микрочастицы состоит в том, что вектор спина является единственной величиной, характеризующей ориентацию частицы. Это неожиданное и сильное утверждение строго доказывается в квантовой теории. Нам придется принять его на веру и ограничиться рассмотрением следствий из него. Эти следствия таковы. Во-первых, из-за только что отмеченных флуктуаций (2.9) направления спина микрочастицу можно ориентировать в пространстве лишь с определенной точностью, которая тем ниже, чем меньше ее спин. Частицу с нулевым спином ориентировать вообще нельзя. Во-вторых, если частица обладает векторными или тензорными характеристиками любой природы, то все они должны выражаться через вектор спина. Так, любая векторная физическая величина \mathbf{A} , характеризующая частицу, должна быть пропорциональна \mathbf{J} :

$$\mathbf{A} = a\mathbf{J}, \quad (2.10)$$

где a — константа, полностью характеризующая вектор \mathbf{A} . Любая физическая величина B_{ik} , являющаяся симметричным тензором второго ранга с нулевым следом (т. е. $B_{ii} = 0$), если она характеризует свойства микрочастицы, имеет вид

$$B_{ik} = b \left\{ J_i J_k + J_k J_i - \frac{2}{3} \delta_{ik} J(J+1) \right\}, \quad (2.11)$$

где b — константа, полностью характеризующая тензор B_{ik} . Соотношения (2.10), (2.11) накладывают довольно жесткие ограничения на векторные и тензорные характеристики микрочастиц. Прежде всего из этих соотношений вытекает, что при нулевом спине у частицы не может существовать никаких векторных и тензорных характеристик. Далее, из (2.10) следует, что характеризующие частицу векторы могут быть только аксиальными (или, что то же самое, псевдовекторами). Поэтому, в частности, ядра и элементарные частицы могут иметь магнитные дипольные моменты, но не могут иметь электрических дипольных. Аналогично квадрупольный момент ядра может быть только электрическим, но не магнитным. Более тонким является то обстоятельство, что ненулевой квадрупольный момент возможен лишь при $J \geq 1$. Это следствие из квантовой теории мы можем пояснить лишь указанием на то, что двух проекций спина $1/2$ недостаточно для описания ориентации квадрупольного момента в пространстве. Это соответствует тому, что при $J = 1/2$ равна нулю правая часть (2.11).

§ 5. Магнитные дипольные моменты ядер

1. Каждое ядро с ненулевым спином обладает *магнитным дипольным моментом* μ , характеризующим взаимодействие ядра с однородным внешним магнитным полем H . Энергия E этого взаимодействия определяется формулой $E = -\mu H$. Как указывалось в конце предыдущего параграфа, направление магнитного момента микрочастицы совпадает (с точностью до знака) с направлением спина J , т. е. $\mu = gJ$. Величина g называется *гиромагнитным отношением*. Вследствие параллельности векторов μ и J магнитные свойства ядра характеризуются одной константой μ , в качестве которой выбирается значение компоненты μ_z в состоянии с максимальным значением $J_z = J$:

$$\mu = gJ. \quad (2.12)$$

Эту константу и называют магнитным моментом. Обычно магнитные моменты и гиромагнитные отношения измеряются в *ядерных магнетонах*

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс},$$

где M_p — масса протона. Например, когда говорят, что магнитный момент нейтрона равен $\mu_n = -1,91$, то имеют в виду, что $\mu_n = -1,91\mu_0 \approx -0,95 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс. Подчеркнем, что орбитальные и спиновые магнитные моменты атомных электронов имеют порядок магнетона Бора (или, что то же, электронного магнетона) $\mu_e = e\hbar/2mc$, т. е. на три порядка превышают магнитные моменты ядер.

Измерения ядерных спинов и магнитных моментов тесно связаны между собой и поэтому будут рассмотрены совместно несмотря на то, что природа этих величин глубоко различна. Спин является, наряду с массой, важнейшей механической, т. е. инертной и гравитационной, характеристикой частицы, в то время как магнитный момент является характеристикой взаимодействия частицы с однородным внешним магнитным полем.

2. Старейшим методом определения спинов и магнитных моментов ядер является изучение *сверхтонкой структуры* оптических спектров атомов. Явление сверхтонкой структуры состоит в том, что магнитный момент ядра, взаимодействуя с магнитным моментом электронной оболочки, расщепляет электронные уровни за счет того, что энергия взаимодействия этих магнитных моментов зависит от их взаимной ориентации. Расщепление же электронных уровней приводит к тому, что оказывается расщепленной на несколько линий и спектральная частота соответствующего атомного электромагнитного излучения. Выясним закономерности этого расщепления.

Энергия взаимодействия магнитного момента μ ядра с магнитным полем H_e электронной оболочки равна

$$E = -\mu H_e,$$

где H_e — магнитное поле электронной оболочки в центре атома. Из соображений симметрии, изложенных в § 4, п. 5, поле H_e пропорционально моменту I атомной оболочки:

$$H_e \sim I,$$

поскольку момент I является согласно (2.10) единственным вектором, характеризующим ориентацию атома в пространстве. Учитывая далее, что магнитный момент ядра пропорционален его спину, мы получаем

$$E = CI \cdot J. \quad (2.13)$$

Согласно квантовым законам энергия E из (2.13) будет принимать дискретные значения, которые можно получить, пользуясь формулой (1.28) и правилом сложения моментов (1.31) для $F = I + J$.

Именно,

$$(I + J)^2 = I^2 + J^2 + 2I \cdot J = I(I + 1) + J(J + 1) + 2I \cdot J = F(F + 1), \quad (2.14)$$

где суммарный момент F может принимать значения

$$I + J, \quad I + J - 1, \quad \dots, \quad |I - J|.$$

Если бы энергия атома не зависела от относительной ориентации I и J , то уровни с различными F (разной ориентацией I и J) обладали бы одной и той же энергией (как говорят, они были бы *вырожденными*). С учетом рассматриваемого взаимодействия это вырождение снимается — уровни с разными F будут обладать, вообще говоря, разной энергией. Из (2.14) следует, что

$$IJ = \frac{1}{2} \{F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1)\}. \quad (2.15)$$

Каждому возможному значению IJ соответствует отдельный энергетический уровень. Число этих уровней равно $2I + 1$ при $I \leq J$ и $2J + 1$ при $I \geq J$. Поэтому спин ядра можно определить по числу расщепленных уровней, но лишь тогда, когда $J \leq I$. Величину сверхтонкого расщепления можно оценить на основе того, что энергия соответствующего взаимодействия имеет порядок

$$\frac{\mu_0 \mu_e}{r^3}, \quad (2.16)$$

где r — размер атома. Подставляя в (2.16) $r \approx 10^{-8}$ см, находим, что сверхтонкое расщепление имеет порядок 10^{-7} эВ.

На рис. 2.8 приведена схема сверхтонкого расщепления линии $\lambda = 4234 \text{ \AA}$ атома изотопа кобальта ${}_{27}\text{Co}^{59}$. Как видно из этого ри-

сунка, каждый из атомных уровней ($F_{11/2}$ и $F_{9/2}$) расщепляется на восемь компонент. Поскольку $2I + 1$ для состояний $F_{9/2}$ и $F_{11/2}$ *) больше 8, то отсюда однозначно следует, что $J = 7/2$, т. е. что спин ядра Co^{59} равняется $7/2$. Из (2.15) следует, что расстояние между соседними уровнями (F и $F - 1$) равно

$$E_F - E_{F-1} = CF. \quad (2.17)$$

Соотношение (2.17) выражает собой *правило интервалов*, согласно которому расстояния между соседними уровнями относятся между собой как

$$(I + J) : (I + J - 1) : \dots : |I - J|. \quad (2.18)$$

Правило интервалов справедливо для расщепления за счет чисто магнитных взаимодействий. В ряде случаев оно помогает установить спин ядра и при $J > I$. Например, линия $\lambda = 4935 \text{ \AA}$ в спектре

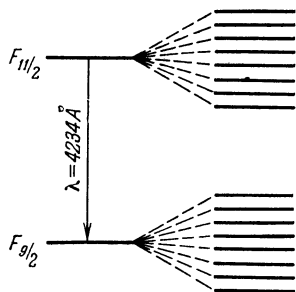


Рис. 2 8. Схематическое изображение сверхтонкого расщепления уровней атома кобальта ${}_{27}\text{Co}^{59}$, $\lambda = 4234 \text{ \AA}$.

Слева — нерасщепленные уровни, справа — расщепленные. Расщепление изображено без соблюдения масштаба.

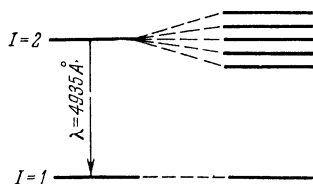


Рис 2 9 Схематическое изображение сверхтонкого расщепления уровней атома цезия ${}_{55}\text{Cs}^{133}$, $\lambda = 4935 \text{ \AA}$.

цезия расщепляется на пять компонент. Спины I атомных уровней, между которыми происходит оптический переход, равны единице и двум (рис. 2.9). Оказывается, что при $I = 1$ взаимодействие магнитного момента электронной оболочки с магнитным моментом ядра очень мало. Поэтому практически расщепляется только верхний

*) В спектроскопии принято обозначать различные атомные уровни следующим образом: ставится большая буква S , P , D , F и т. д., которая характеризует орбитальный момент L количества движения электронов (S при $L = 0$, P при $L = 1$, D при $L = 2$, F при $L = 3$ и т. д.).

Справа внизу ставится полный момент I количества движения состояния, складывающийся из орбитального и спинового моментов электронов. Например, $F_{9/2}$ означает, что состояние характеризуется квантовыми числами $L = 3$ и $I = 9/2$.

уровень, причем на пять компонент. Отсюда следует, что спин ядра не меньше двух. Подставив же расстояния $\Delta_1, \dots, \Delta_4$ между соседними уровнями в формулу (2.17), мы найдем, что

$$\Delta_1 : \Delta_2 : \Delta_3 : \Delta_4 = (7/2 + 2) : (7/2 + 1) : 7/2 : (7/2 - 1),$$

т. е. что спин ядра цезия равен $7/2$.

Определение величины магнитного момента только что описанным методом затруднено тем, что константа C из (2.13) не поддается точному теоретическому расчету. Поэтому для определения магнитных моментов сверхтонкое расщепление изучается во внешнем магнитном поле, т. е. по эффекту Зеемана. При слабых внутриатомных полях, т. е. при малых C , таким путем в некоторых случаях удается довести точность измерения магнитных моментов ядер до 0,1%.

3. Несравненно большей точностью обладают методы, основанные на явлении *ядерного магнитного резонанса*, состоящего в том, что спин ядра, находящегося в сильном постоянном магнитном поле, может «опрокидываться» под действием слабого высокочастотного поля определенной (резонансной) частоты. Для примера опишем схему одной из простейших установок такого типа (рис. 2.10). На ядра исследуемого образца 4 действуют три магнитных поля:

а) Сильное постоянное магнитное поле H ($\approx 10^4$ Э), создаваемое магнитами 1. Назначение поля H — разрыв связи ядерного магнитного момента с электронной оболочкой, проявляющийся в том, что ядро и электронная оболочка ведут себя в магнитном поле независимо друг от друга.

б) Создаваемое в катушке 3 генератором 5 слабое высокочастотное поле H' , направленное перпендикулярно H . Частота поля H' может варьироваться. Назначение этого поля — резонансное опрокидывание спина ядра.

в) Создаваемое катушками 2 модулирующее переменное поле H_m , направленное параллельно H и имеющее низкую постоянную частоту 50 Гц. Назначение этого поля — повторять опрокидывание спина ядра 50 раз в секунду для того, чтобы в резонансе получить стационарную картину на осциллографе 6.

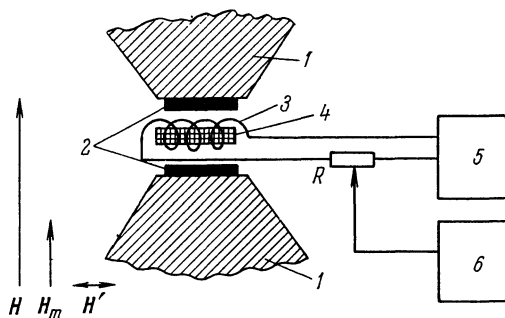


Рис 2 10. Схема установки для определения ядерных магнитных моментов резонансным методом.

Стрелками слева показаны направления магнитных полей.

Физическая картина происходящих в установке явлений такова: в сильном поле H магнитный момент ядра приобретает энергию

$$-\mu H = -\frac{\mu}{J} J \cdot H. \quad (2.19)$$

Согласно сказанному выше внутриатомные поля достаточно малы, так что энергией E из (2.13) можно пренебречь. Величина $J \cdot H$ согласно (1.30) может принимать значения JH , $(J-1)H$, ..., ..., $-JH$, где H — абсолютная величина поля. В отсутствие высокочастотного поля H' в состоянии термодинамического равновесия большинство ядер оказывается на низшем энергетическом уровне с энергией $-\mu H$. Для перехода на первый возбужденный уровень нужна энергия

$$\Delta E = \frac{\mu}{J} H \{J - (J-1)\} = \frac{\mu H}{J}, \quad (2.20)$$

которой согласно принципам квантовой механики соответствует частота $\omega_{\text{рез}}$:

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\mu H}{J\hbar}. \quad (2.21)$$

Поэтому если генератор, создающий высокочастотное поле H' , настроить на частоту $\omega_{\text{рез}}$, то произойдет резонансное опрокидывание спина. При этом образец в целом начнет поглощать энергию. Регистрация этой потери энергии при единичном акте резонансного поглощения трудна. Поэтому к основному полю H добавляется параллельное ему сравнительно небольшое низкочастотное модулирующее поле

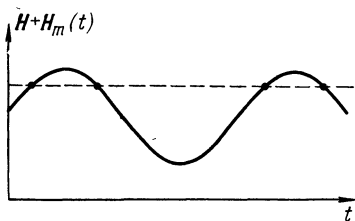


Рис. 2.11. Иллюстрация роли модулирующего поля.

Пунктирной линией показана напряженность магнитного поля, при которой происходит резонансное опрокидывание спина.

$$H_m(t) = H_0 \sin \omega_0 t;$$

ω_0 — низкая частота, для которой, например, $\nu = 50$ Гц. Суммарное поле $H(t) = H + H_m(t)$ периодически вводит систему в резонанс и выводит из него (рис. 2.11). За счет релаксационных процессов в промежутке между резонансами система успевает перейти в невозбужденное состояние, так что каждое прохождение через резонанс сопровождается поглощением энергии. Поэтому на осциллографе можно получить стационарную картину.

Точность метода определяется точностью измерения сильного магнитного поля H и частоты генератора. Для измерения этих величин существуют прецизионные методы. Поэтому резонансные

методы измерения магнитных моментов отличаются высокой точностью (до шести знаков).

Только что описанный метод непригоден для измерения магнитного момента нейтрона, поскольку нейтроны нельзя удержать в ампуле, а можно иметь лишь в форме пучков.

Точное измерение магнитного момента нейтрона было проделано методом Раби. Схема этого метода изображена на рис. 2.12. Пучок нейтронов из источника 3 последовательно проходит через два сильно

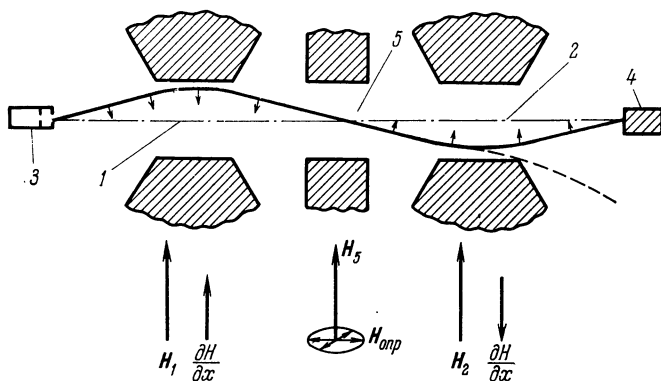


Рис. 2.12. Схема метода Раби.

Штрих-пунктирная линия — ось пучка, сплошная линия — траектория частицы с постоянной ориентацией магнитного момента, пунктирная линия изображает частицу, магнитный момент которой переориентировался в области 5. Стрелками на траектории указаны направления магнитного момента.

неоднородных магнитных поля 1 и 2 с противоположно направленными градиентами $\frac{\partial H}{\partial x}$. В неоднородном магнитном поле траектория частицы, обладающей магнитным моментом, искривляется по градиенту или против него в зависимости от ориентации магнитного момента. Первое неоднородное поле искривляет траектории нейтронов, а второе — фокусирует их на детектор 4. Если теперь в промежутке 5 между полями включить уже знакомую нам по предыдущему методу комбинацию постоянного сильного однородного (H_5) и слабого высокочастотного ($H_{\text{опр}}$) магнитных полей, то в резонансе спин нейтронов будет опрокидываться, в результате чего эти нейтроны не будут фокусироваться вторым неоднородным полем, т. е. не попадут в детектор. Поэтому на графике интенсивности счета в детекторе в зависимости от частоты высокочастотного поля в резонансе будет резкий провал, положение которого и определит величину магнитного момента.

В методе Раби используются также молекулярные пучки, позволяющие определить магнитные моменты и спины ядер. Спин ядра

определяется по числу резонансов и относительным расстояниям между ними.

С помощью метода магнитного резонанса удалось измерить даже магнитный момент нейтральной нестабильной частицы Λ -гиперона, время жизни которого имеет порядок 10^{-10} с. Этот магнитный момент μ_Λ оказался равным $-0,73$ в единицах ядерного магнетона.

4. Перейдем теперь к опытным данным о магнитных моментах нуклонов и атомных ядер. Все численные значения магнитных моментов мы будем приводить в единицах ядерного магнетона.

Магнитные моменты протона μ_p и нейтрона μ_n имеют соответственно следующие значения:

$$\mu_p = 2,79, \quad \mu_n = -1,91.$$

Знак минус у магнитного момента нейтрона означает, что его магнитный момент направлен против спина.

Изучение магнитных моментов ядер привело к установлению следующих эмпирических закономерностей:

а) Магнитные моменты ядер с нулевым спином равны нулю. Это не новое свойство ядра, а уже известное нам следствие из квантовой теории, согласно которому ненулевой магнитный момент у микро-частицы возможен лишь при ненулевом спине.

б) Магнитные моменты ядер с ненулевым спином имеют порядок ядерного магнетона. Таким образом, магнитные моменты отдельных нуклонов в ядре, подобно механическим, в основном компенсируют друг друга. Малость ядерных магнитных моментов является еще одним аргументом против наличия в ядре электронов, магнитные моменты которых в 2000 раз больше ядерного магнетона.

в) Неаддитивность собственных магнитных моментов. Например, поскольку известно, что дейтрон состоит из протона и нейтрона с параллельными спинами, то, казалось бы, магнитный момент μ_d дейтрона должен равняться алгебраической сумме магнитных моментов протона и нейтрона. На самом деле эта аддитивность соблюдается лишь приближенно, так как $\mu_p + \mu_n = 0,88$, в то время как $\mu_d = 0,86$. Расхождение далеко выходит за пределы ошибок и поэтому нуждается в истолковании. Как будет объяснено в гл. V, § 2, эта неаддитивность связана с нецентральностью сил, действующих между нуклонами.

Совокупность значений магнитных моментов ядер содержит важную информацию о ядерной структуре и существенно используется при построении ядерных моделей (см. гл. III, § 4, п. 11).

§ 6. Размеры ядер

1. Для того чтобы сделать возможным количественное исследование вопроса о размерах ядер, необходимо ввести понятие типа *радиуса ядра*. Однако ядра, как и все микрообъекты, для которых

существенны квантовомеханические закономерности, не имеют четко определенной границы. Неудивительно поэтому, что в процессе развития физики ядра возникло несколько отличающихся друг от друга определений радиуса ядра. Каждое из этих определений основано на том или ином методе измерения.

2. Ясный физический смысл имеет понятие *среднеквадратичного электрического радиуса* $R_{эл}$. Для некантовой частицы по определению

$$R_{эл}^2 = \int \rho(\mathbf{r}) r^2 dV / \int \rho(\mathbf{r}) dV, \quad (2.22)$$

где $\rho(\mathbf{r})$ — плотность распределения заряда. Начало координат выбрано в центре частицы. Оказывается, что понятие плотности $\rho(\mathbf{r})$ распределения заряда и, следовательно, понятие $R_{эл}$ можно обобщить на случай квантовых частиц.

У квантовых частиц непосредственно измеряемой величиной является фурье-образ $F(\mathbf{q})$ плотности $\rho(\mathbf{r})$:

$$F(\mathbf{q}) = \int \rho(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} dV. \quad (2.23)$$

Выразим $R_{эл}$ через $F(\mathbf{q})$. Для этого введем функцию $F_0(q^2)$, зависящую только от радиальной переменной q^2 :

$$F_0(q^2) = \bar{F}(\mathbf{q}) = \frac{1}{4\pi} \int F(\mathbf{q}) d\omega, \quad (2.24)$$

где $d\omega$ — элемент телесного угла. Определяемая формулой (2.24) функция $F_0(q^2)$ называется *форм-фактором распределения заряда* и является фурье-образом усредненного по углам распределения плотности заряда. Из формул (2.23) и (2.24) следует, что

$$F(0) = Ze, \quad (2.25)$$

где Ze — полный заряд ядра, а

$$R_{эл}^2 = \frac{6}{Ze} \cdot \left. \frac{\partial F_0(q^2)}{\partial (q^2)} \right|_{q^2=0}. \quad (2.26)$$

Среднеквадратичный радиус $R_{эл}$ ядра может быть определен из опытов по упругому рассеянию электронов ядрами, а также из спектров мезоатомов.

3. Наряду со среднеквадратичным радиусом часто используются модельные понятия кулоновского $R_{кул}$ и эквивалентного $R_{эkv}$ радиусов. *Кулоновским радиусом* ядра называется радиус равномерно заряженного шара с зарядом Ze , электростатическая энергия которого равняется кулоновской энергии ядра. Сравнивая кулоновскую энергию шара $\frac{5}{3} \frac{(Ze)^2}{R_{кул}}$ с кулоновской энергией ядра из формулы (2.8), находим, что

$$R_{кул} = 1,24 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Эквивалентным радиусом называется радиус такого равномерно заряженного шара с зарядом Ze , среднеквадратичный радиус распределения заряда которого равняется $R_{эл}$. Эквивалентный радиус по величине практически совпадает с кулоновским.

4. Опыты по рассеянию электронов высокой энергии ($E_e \gtrsim \gtrsim 100$ МэВ; Р. Хофштадтер, 1956) позволяют определить не только $R_{э.л.}$, но и более информативную величину $\rho(r)$.

Дифференциальное сечение рассеяния релятивистского электрона, т. е. электрона с энергией $E \gg m_e c^2$, на бесспиновом ядре с зарядом Ze дается следующей квантовомеханической формулой *):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(Ze^2)^2 \cos^2(\vartheta/2)}{(2E \sin^2(\vartheta/2))^2} F_0(q^2). \quad (2.27)$$

Формула (2.27) отличается от формулы (2.1) Резерфорда множителями $\cos^2(\vartheta/2)$ и форм-фактором $F_0(q^2)$, определенным в (2.24). Первый множитель возникает из того, что электрон является релятивистским, второй — из-за конечных размеров ядра; для точечного ядра $F_0(q^2) = 1$. Определив непосредственно из эксперимента по рассеянию форм-фактор $F_0(q^2)$, можно обратным преобразованием Фурье найти радиальную зависимость плотности $\rho(r)$ распределения заряда.

Опытные значения плотности $\rho(r)$ для различных ядер приведены на рис. 2.13. Как видно из этого рисунка, все ядра, исключая самые легкие, характеризуются примерно одинаковой плотностью $\rho \approx 0,08$ протон/ферми³ в центре ядра и быстрым спаданием плотности на границе ядра. Для характеристики спадания плотности используется понятие толщины t поверхностного слоя. Эта величина определяется как толщина слоя, на протяжении которого плотность ρ уменьшается с 0,9 до 0,1 своего значения в центре ядра. Из рис. 2.13 можно найти, что для всех ядер $t \approx \approx 2,5$ ферми.

5. *Мезоатомами* называются атомы, у которых один из электронов заменен мюоном (см. гл. VII, § 3) — отрицательно заряженной частицей с массой m_μ , в 207 раз большей массы электрона и подобно электрону не участвующей в ядерных взаимодействиях. За счет соотношения неопределенностей (1.20) мюон в низшем энергетическом состоянии (на K -оболочке) в среднем находится в 207 раз ближе к центру ядра, чем электрон (в аналогичном состоянии). Поэтому такой мюон с заметной вероятностью находится внутри ядра, где потенциал существенно меньше кулоновского по абсолютной величине. Это приводит к уменьшению энергии связи мюона. Величина этого уменьшения зависит от $R_{э.л.}$. О масштабах этой зависимости можно судить, например, по тому, что в мезоатоме свинца энергия связи K -уровня мюона уменьшается за счет неточности ядра на 6,5 МэВ.

*) При отличном от нуля спине ядра в сечении (2.27) добавятся поправочные члены, зависящие от распределения магнитного момента, квадрупольного момента и т. д.

Обработка данных по спектрам мезоатомов, а также данных по рассеянию электронов привела к следующему выражению для $R_{\rho,1}$:

$$R_{\rho,1} = 1,1 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (2.28)$$

6. Плотность $\rho(r)$ обычно аппроксимируется трехпараметрической функцией

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}, \quad (2.29)$$

где ρ_0 — плотность заряда в центре ядра, R — радиус половинной плотности, т. е. радиус, на котором плотность заряда равняется

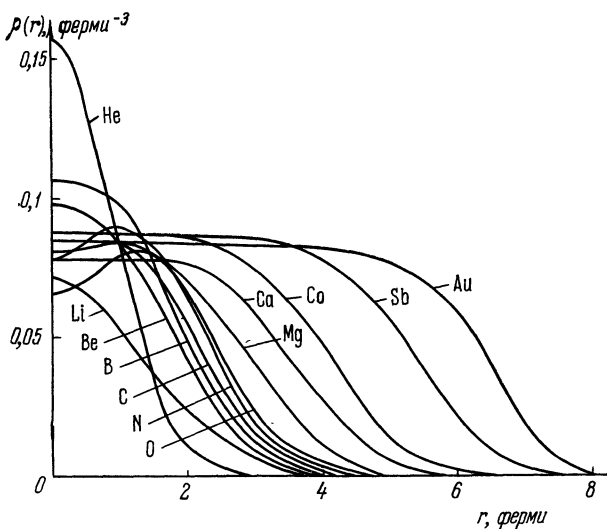


Рис 2.13. Распределение плотности заряда в атомных ядрах. Плотность нормирована на $\int \rho(r) dr = 1$.

половине плотности в центре, a — параметр диффузности ядра, характеризующий толщину поверхностного слоя t :

$$t = a \cdot 4 \ln 3 \approx 4,4a. \quad (2.30)$$

На рис. 2.14 изображено дифференциальное сечение рассеяния электронов с энергией $E = 153 \text{ МэВ}$ на ядрах естественной смеси изотопов золота. Видно, что радиальная зависимость (2.29) плотности заряда хорошо воспроизводит измеренное сечение. Радиус половинной плотности оказывается следующим образом зависящим от массового числа A :

$$R = 1,12 \cdot A^{1/3} \text{ ферми.} \quad (2.31)$$

Отмеченные выше общие особенности распределения ядерного заряда — постоянство плотности, толщины поверхностного слоя и плавная зависимость радиуса половинной плотности от A — оказываются справедливыми лишь в среднем. Более детальное исследование обнаруживает ряд отклонений от общей картины. Укажем некоторые из них:

а) Для ряда ядер, таких как Ta^{181} , Hf^{180} , U^{238} , толщина поверхностного слоя получается аномально большой. Однако, как будет объяснено ниже в § 7, эти ядра имеют не аномально размытую границу, а несферичную форму.

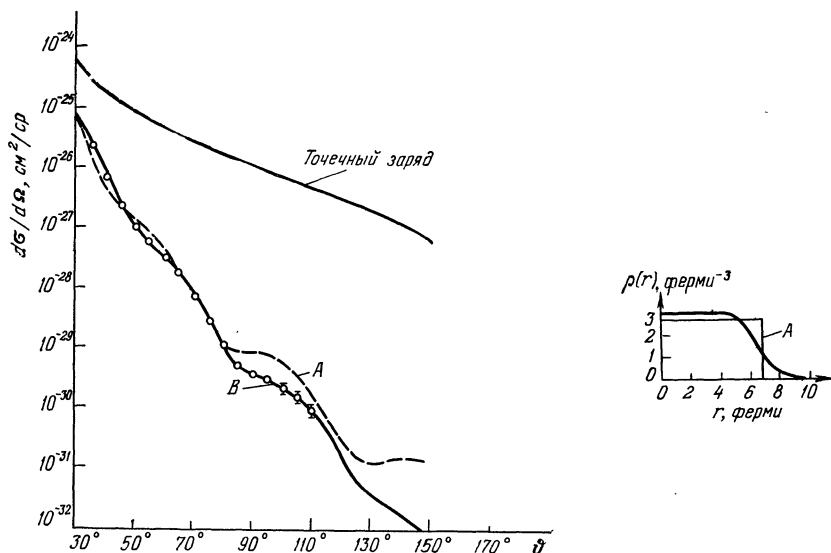


Рис. 2.14. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ рассеяния электронов с энергией 153 МэВ на ядрах естественной смеси изотопов золота.

Точки — экспериментальные данные; сплошные и пунктирные кривые рассчитаны в различных предположениях. Распределения плотности, использованные при расчете кривых А и В, показаны в правой части рисунка. Для кривой А распределение прямоугольное, для кривой В — с диффузной границей.

б) При переходе от более легкого изотопа элемента к более тяжелому часто наблюдается аномальное изменение радиусов распределения заряда и изменение толщины поверхностного слоя. Например, в ядре изотопа кальция ${}_{20}Ca^{48}$ по сравнению с ядром ${}_{20}Ca^{40}$ толщина поверхностного слоя и $R_{9,л}$ уменьшаются соответственно на 12% и 0,01 ферми, а радиус половинной плотности вместо положенных по формуле (2.31) 6% увеличивается всего лишь на 2%.

7. Опыты по рассеянию электронов ядрами позволяют найти только распределение протонов, но не нейтронов, поскольку элек-

троны рассеиваются на нейтронах значительно слабее, чем на протонах. Для того чтобы определить распределение всех нуклонов, ядро следует облучать частицами, одинаково сильно взаимодействующими как с протонами, так и с нейтронами. Такой частицей может быть нуклон (а также любой другой адрон, см. гл. VII, § 7).

Информацию о радиусе распределения ядерного вещества можно получить, зная полное сечение рассеяния нейтронов на ядре, т. е. сумму сечений всех процессов взаимодействия нейтронов с ядрами, в результате которых нейтроны выбывают из пучка. В самом деле, из совокупности опытных данных (см. гл. V, § 2) следует, что эти ядерные силы являются силами притяжения, обладают очень высокой интенсивностью и имеют очень малый (порядка 10^{-13} см) радиус

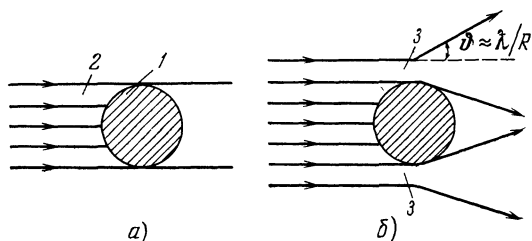


Рис. 2.15. Схематическое изображение процесса взаимодействия нейтронного пучка с «черным» атомным ядром.

а) Классические нейтроны; б) нейтроны, обладающие волновыми свойствами; 1 — черное ядро, 2 — пучок нейтронов; 3 — зона дифракции: нейтроны, попадающие в эту зону (кольцо толщиной $(\sqrt{2} - 1)R$), рассеиваются на угол $\vartheta \approx \lambda/R$.

действия. Поэтому можно ожидать, что падающий на ядро нейтрон пролетит, не изменив своего направления, если его прицельный параметр b превышает радиус ядра R , и, наоборот, будет захвачен ядром, если $b < R$ (рис. 2.15, а). Вспомнив теперь классическую интерпретацию поперечного сечения как площади мишени, мы можем попытаться определить так называемый «нейтронный» радиус ядра $R_{\text{нейтр}}$ из полного сечения $\sigma_{\text{класс}}$ рассеяния нейтронов на ядре соотношением

$$\sigma_{\text{класс}} = \pi R_{\text{нейтр}}^2. \quad (2.32)$$

Такое определение действительно существует, но при его использовании следует соблюдать осторожность ввиду существования квантовых эффектов. Эти эффекты особенно резко проявляются при низких энергиях, т. е. при больших длинах дебройлевских волн ($\lambda > R_{\text{нейтр}}$) падающих нейтронов. Именно, оказывается, что при малых энергиях нейтронов течения сильно зависят от энергии (что делает определение радиуса ядра по сечению бессмысленным) и могут достичь очень больших значений. Например, при рассеянии

нейтронов с энергией $\approx 0,01$ эВ на кадмии Cd^{113} сечение достигает величины, соответствующей по формуле (2.32) совершенно нереальному радиусу $\approx 0,3 \cdot 10^{-10}$ см. Объяснение кажущегося парадокса состоит в том, что за счет квантовых свойств при малых энергиях верхним пределом сечения является не $\pi R_{\text{нейтр}}^2$, а $\pi \lambda^2$. Образно говоря, нейтрон может «зацепиться» за ядро своей волной де Бройля.

Таким образом, для получения информации о ядерных радиусах надо использовать нейтроны, у которых $\lambda \ll R_{\text{нейтр}}$. Однако слишком сильно увеличивать энергию нейтронов тоже нельзя, так как при больших энергиях нейтронов ядро из «черного» становится «серым», т. е. частично прозрачным, за счет чего измерения радиусов

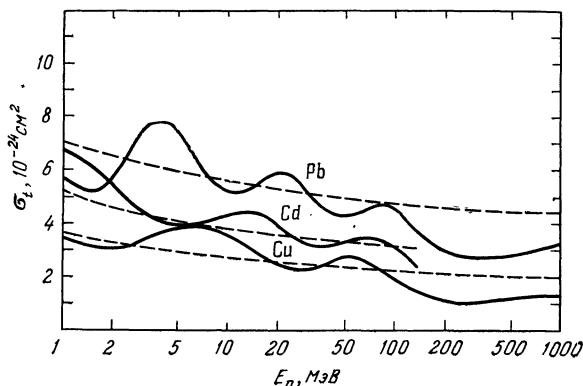


Рис. 2.16. Полные сечения σ_t поглощения нейтронов ядрами.

Сплошные линии — измеренные сечения, пунктир — рассчитанные для «черного» ядра.

будут давать заниженные цифры. Оптимальными являются энергии порядка десятков мегаэлектронвольт. Правда, при этих энергиях ядро также является частично прозрачным. Вследствие интерференции падающей и рассеянной волн полное нейтронное сечение осциллирует (рис. 2.16). Эффект осцилляций, однако, практически исчезает при усреднении по энергии.

8. С другой стороны, даже при этих и более высоких энергиях необходимо иметь в виду еще одно квантовомеханическое явление, которое значительно изменит классическую формулу (2.32). Речь идет о дифракции нейтронов. Допустим, что ядро является абсолютно черным. Тогда все нейтроны, попадающие в ядро, поглощаются, и соответствующее сечение поглощения $\sigma_{t \text{ класс}}$ равно $\pi R_{\text{нейтр}}^2$. Но это не все нейтроны, вышедшие из пучка. Часть нейтронов, пролетевших мимо ядра, будет рассеиваться за счет дифракции дебройлевских волн (рис. 2.15, б). Сечение этого дифракционного рассеяния $\sigma_{\text{дифр}}$, как показывает расчет, также равно $\pi R_{\text{нейтр}}^2$, так

что полное сечение выбывания из пучка $\sigma_{t \text{ квант}} = \sigma_{t \text{ класс}} + \sigma_{\text{дифр}}$ равно $2\pi R_{\text{нейтр}}^2$. Средний угол дифракционного рассеяния равен $\lambda/R_{\text{нейтр}}$ (т. е. стремится к нулю при переходе к неквантовому случаю). Поэтому нейтроны, испытавшие дифракционное рассеяние, в пределе практически не выбывают из пучка. Тем самым для вычисления сечения поглощения надо исключить из рассмотрения углы порядка $\lambda/R_{\text{нейтр}}$. Исследование ширины дифракционного пика само по себе представляет интерес. Для «черного» ядра пик будет иметь ширину $\lambda/R_{\text{нейтр}}$. Если же ядро «серое», то прошедшие сквозь него нейтроны уменьшат дифракционные эффекты, т. е. сузят ширину пика. (Действительно, при абсолютном прозрачном ядре дифракция исчезнет полностью.) Таким образом, по ширине дифракционного пика можно установить степень прозрачности ядра.

Дифракционное рассеяние используется и в физике высоких энергий (гл. VII, § 7, п. 1).

9. Более детальную информацию о распределении ядерного вещества можно получить из анализа упругого рассеяния нуклонов с энергией $\gtrsim 1$ ГэВ на ядрах. Очевидно, что необходимым условием этого является существование теоретической формулы, связывающей дифференциальное сечение рассеяния с плотностью распределения ядерной материи. Несмотря на большие неопределенности теоретического анализа частиц, взаимодействующих посредством ядерных сил, за последнее десятилетие правдоподобная формула такого рода была получена и апробирована на опыте. Общая картина распределения ядерной материи, найденная из упругого рассеяния ядрами нуклонов с энергией $\gtrsim 1$ ГэВ, приведена на рис. 2.17. Количественное изучение кривых этого рисунка приводит к заключению, что в целом распределения протонов и нейтронов в атомных ядрах являются одинаковыми. Ядерное вещество характеризуется приблизительно постоянной плотностью внутри ядра, равной $0,17$ нуклон/ферми³ $\approx 2,7 \cdot 10^{14}$ г/см³, и быстрым спаданием плотности на границе ядра в пределах поверхностного слоя толщиной $2,5$ ферми.

Более тонкие аспекты соотношения плотностей распределения протонов и нейтронов можно проиллюстрировать на примере ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ (рис. 2.18). В этом ядре радиус нейтронного распределения (см. (2.31)) на $0,22$ ферми меньше протонного. Поэтому на поверхности ядра имеется избыток протонов. Однако диффузность распределения плотности заряда, т. е. параметр a из формулы (2.31), меньше диффузности распределения плотности нейтронов. В связи с этим на дальней периферии ядра плотность нейтронов существенно превышает плотность протонов.

10. Изучение рассеяния электронов высоких энергий на протонах и нейтронах показало, что радиус распределения заряда внутри протона равен $0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Радиусы распределения магнит-

ного момента в протоне и нейтроне оказались примерно одинаковыми и равными $0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Если принять, что радиус распределения массы в протоне примерно равен радиусу распределения заряда, то

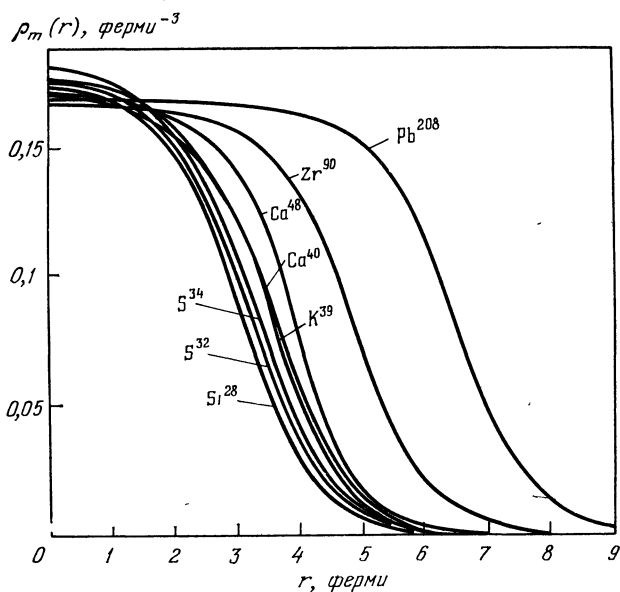


Рис. 2.17 Распределение плотности $\rho_m(r)$ ядерного вещества в атомных ядрах.

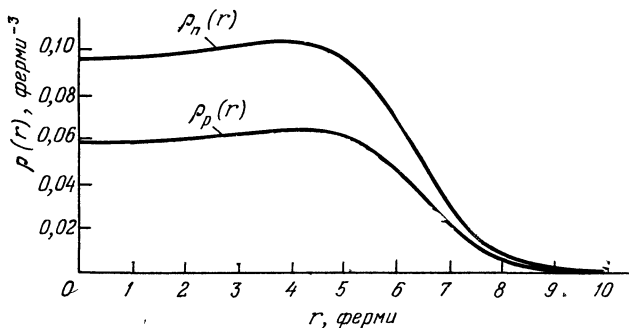


Рис. 2.18. Распределение плотностей ρ_p протонов и ρ_n нейтронов в ядре изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

мы получим, что плотность вещества внутри нуклона $\approx 0,75 \times 10^{15}$ г/см³, т. е. всего лишь раза в три превышает плотность внутри ядра. Таким образом, если атом почти пуст, то ядро, наоборот, заполнено материей на $1/3$. Более точный количественный анализ

показывает, что различие в плотностях нуклона и ядер еще меньше, как это иллюстрирует табл. 2.2.

Таблица 2.2. Отношение суммарного объема нуклонов к объему ядра

Элемент	H ¹	He ⁴	Mg ²⁴	Ar ⁴⁰	Zn ⁶⁸	Sn ¹²⁰	Pb ²⁰⁸
$\rho_p^3 A / R_A^3$	1	0,41	0,44	0,49	0,51	0,61	0,64

11. Вопрос о радиусе самой «древней» элементарной частицы — электрона — до сих пор остается загадочным. Вплоть до наименьших доступных при современной экспериментальной технике расстояний 10^{-15} см электрон ведет себя как точечная частица.

§ 7. Форма ядер

1. До начала пятидесятых годов вопрос о форме ядер фактически не обсуждался. Молчаливо считалось, что в низшем энергетическом состоянии форма ядра обязательно должна быть сферической в соответствии с царившей до конца сороковых годов капельной моделью ядра. И только в 1950 г. Р. Рейнуотер и в 1951 г. А. Бор и Б. Мотельсон выдвинули и обосновали гипотезу о том, что форма многих ядер заметно отклоняется от сферической.

Наиболее прямым и убедительным доказательством существования несферических ядер является наличие *вращательных полос* в спектрах четно-четных ядер. Вращательной полосой называется последовательность уровней, для которых имеет место следующее соотношение между энергией E_J и спином J : $E_J \sim J(J+1)$. Момент J в простейшем случае четно-четных ядер принимает значения 0, 2, 4, ... Примером вращательной полосы служит приведенный на рис. 2.19 спектр низших уровней ядра ${}_{72}\text{Hf}^{180}$. Установим связь между вращательными полосами типа рис. 2.19 и несферичной формой соответствующих ядер. Но сначала вспомним основные свойства вращения некантовых макроскопических тел. В классической механике вращательная энергия свободного

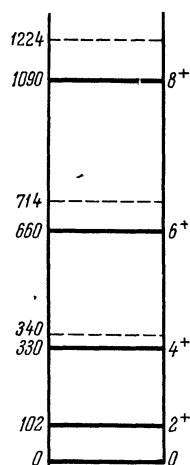


Рис 2.19 Вращательный спектр ядра ${}_{72}\text{Hf}^{180}$

Пунктиром отмечено положение тех же уровней, рассчитанное по формуле (2.36).

Цифры справа — момент количества движения уровня, знак «+» означает, что четность уровня положительна.

твердого тела может быть записана в виде

$$E_{\text{вр}} = \sum_{i=1}^3 \frac{M_i^2}{2\mathcal{J}_i}, \quad (2.33)$$

где M_1, M_2, M_3 — проекции момента количества движения на главные оси тела (не на лабораторные координатные оси!), $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$ — моменты инерции относительно главных осей. Будем считать тело аксиально симметричным и направим ось 3 по оси симметрии. Тогда будет $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2 = \mathcal{J}$, так что (2.33) примет вид

$$E_{\text{вр}} = \frac{M_1^2 + M_2^2}{2\mathcal{J}} + \frac{M_3^2}{2\mathcal{J}_3} = \frac{M^2}{2\mathcal{J}} - \frac{M_3^2}{2\mathcal{J}} + \frac{M_3^2}{2\mathcal{J}_3}. \quad (2.34)$$

Величина M_3 теперь является проекцией полного момента на ось симметрии тела. Для твердого тела моменты инерции $\mathcal{J}, \mathcal{J}_3$ не зависят от угловой скорости, так что величина M_3 является интегралом движения. Формула для вращательной энергии микрочастицы получается из (2.34) заменой классического выражения для момента M на квантовое:

$$M = \hbar J, \quad M^2 = \hbar^2 J(J+1).$$

Здесь J согласно (1.28) принимает дискретный набор значений. Для проекции M_3 момента на ось симметрии принято специальное обозначение: $M_3 = \hbar K$. Очевидно, что $J \geq K$.

Из-за дискретности момента квантовое обобщение классической формулы (2.34) не всегда существует.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Минимально возможное изменение момента равно \hbar , так что минимальное изменение вращательной энергии имеет порядок $\Delta E_{\text{вр}} \sim \hbar^2/2\mathcal{J} \sim \hbar^2/MR^2$. При уменьшении массы частицы M и ее радиуса R , в частности при переходе от тяжелых ядер к легким, эта величина растет. Если $\Delta E_{\text{вр}} \ll E_1$, где E_1 — первый возбужденный уровень не вращательного (например, колебательного) возбуждения, то \mathcal{J} мало меняется при переходе от одного вращательного уровня к другому, так что микрочастицу можно трактовать как твердый волчок. Только в этом случае еще имеет смысл говорить о форме частицы. Начиная с $\Delta E_{\text{вр}}$ порядка E_1 , центробежные силы уже сильно деформируют частицу и могут «до неузнаваемости» менять ее структуру. В этом случае само понятие формы частицы меняет смысл. Наконец, при $\Delta E_{\text{вр}} \gg E_{\text{пор}}$, где $E_{\text{пор}}$ — пороговая энергия возбуждения, выше которой частица распадается (испускание нуклона ядром, диссоциация молекул и др.), у частицы вообще нет возбужденных состояний вращательного типа.

2. Оценим, для каких ядер можно ожидать проявление полуклассических вращательных свойств. Согласно сказанному в предыдущем пункте для этого надо сравнить энергии $\Delta E_{\text{вр}} \approx \hbar^2/MR^2$ и E_1 . Масса ядра $M \approx M_p A$, а $R^2 \approx \approx 1,2 \cdot A^{2/3} \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ (согласно (2.28)), так что

$$\Delta E_{\text{вр}} \approx 26 \cdot A^{-5/3} \text{ МэВ}.$$

Эта оценка, хотя и очень грубая, хорошо отражает сильную зависимость $\Delta E_{\text{вр}}$ от A . Согласно этой оценке $\Delta E_{\text{вр}}$ равно 7 МэВ при $A = 2$ (дейтрон) и 3 кэВ при $A = 232$ (торий). Уже отсюда видно, что для дейтрона никаких связанных вращательных состояний быть не может, а для тяжелых ядер они вполне возможны.

Для установления граничного значения A , с которого справедливо представление о вращательных возбужденных состояниях, нужна более точная оценка. Еще лучше обратиться к опытным данным.

3. Допустим, что ядро можно трактовать как полуквантовое твердое тело с осевой симметрией. Примем во внимание, далее, что составляющие нуклоны обладают своими собственными нулевыми моментами, «вмороженными» в ядро. В результате вместо (2.34) получаем следующую формулу:

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2 J^2}{2\mathcal{I}} + E_0(K) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{I}} + E_0(K), \quad (2.35)$$

причем $J = K, K+1, \dots$; $E_0(K)$ — не зависящая от J константа. Для четно-четных ядер должно быть $K = 0$, и формула (2.35) принимает вид

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2 J^2}{2\mathcal{I}} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{I}}. \quad (2.36)$$

Из соображений симметрии, которые нам придется принять на веру, следует, что при $K = 0$ момент количества движения может принимать только четные значения $J = 0, 2, 4, 8, \dots$, т. е. как раз такие, какие наблюдаются у ядра ${}_{72}\text{Ni}^{180}$ и других четно-четных ядер. Расстояния между уровнями также соответствуют формуле (2.36). Небольшие отклонения от этой формулы, наблюдающиеся при переходе к высшим спином, естественно объясняются растяжением ядра при сильном вращении, за счет чего момент инерции возрастает.

У некоторых несферичных ядер нарушение вращательной структуры носит более сложный характер. Для примера на рис. 2.20 представлен спектр уровней ядра изотопа осмия Os^{190} . У этого ядра, как видно из рисунка, не только существенно нарушено характерное для вращательного спектра соотношение энергий: $E_{2^+} : E_{4^+} : E_{6^+} \dots = 1 : \frac{10}{3} : 7 : 12 : \frac{55}{3} : \dots$, но в зоне вращательной полосы появляются дополнительные уровни 2^+ , 3^+ и т. д. А. С. Давыдов и Г. Ф. Филиппов (1958) показали, что такими спектрами должны обладать неаксиальные ядра, имеющие форму трехосного эллипсоида.

4. Возникает вопрос, почему из существования спектра уровней типа изображенных на рис. 2.19 (такие спектры называются вращательными) следует, что соответствующее ядро несферично. Ответ на этот вопрос также связан с отличием квантового мира от клас-

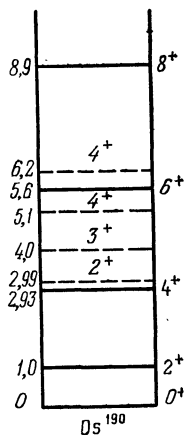


Рис. 2.20. Спектр низших состояний ядра изотопа осмия ${}_{76}\text{Os}^{190}$.

Сплошными линиями показаны уровни обычной вращательной полосы, пунктирными — аномальные уровни. Энергии даны в единицах энергии первого возбужденного уровня 2^+ .

сического. Оказывается, что сферически симметричное квантовое (т. е. микроскопическое) тело вообще не может быть приведено во вращение. Наглядное, хотя, может быть, не очень убедительное, объяснение этого утверждения сводится к тому, что если тело сферически симметрично, то у него нет ни одной физической характеристики, по которой вращение могло бы быть обнаружено. Различие между макро- и микроскопическими телами состоит в том, что небольшая метка, вроде пятна краски, практически не нарушает симметрии макротела, но обязательно делает существенно несимметричным микротело. Таким образом, существование вращательного спектра свидетельствует о несферичности ядра. Несферичную форму имеют и многие ядра с ненулевыми спинами. Их вращательные спектры имеют более сложную структуру. Отметим также, что вращательные спектры могут быть построены не только для основных, но и для возбужденных состояний (см. гл. III, § 5, п. 6).

Пользуясь формулой (2.36), по вращательному спектру можно получить экспериментальное значение момента инерции \mathcal{J} ядра.

5. В исследовании формы ядер и ряда других вопросов физики ядра большую роль играет изучение *электрического квадрупольного момента* Q ядра — величины, которая определяет взаимодействие ядра с градиентом электрического поля E , т. е. с величинами $\partial E_x/\partial x$, $\partial E_x/\partial y$ и т. д. Электрическим квадрупольным моментом ядра Q называется величина, определяемая соотношением

$$eQ = \int \rho(\mathbf{r})(3z^2 - r^2) dV, \quad (2.37)$$

где $\rho(\mathbf{r})$ — плотность электрического заряда в точке \mathbf{r} внутри ядра, а ось z выбирается так, чтобы величина Q была максимальна по абсолютной величине. Очевидно, что $Q = 0$ для сферически симметричного распределения заряда, когда

$$\int \rho(\mathbf{r}) z^2 dV = \int \rho(\mathbf{r}) y^2 dV = \int \rho(\mathbf{r}) x^2 dV = \frac{1}{3} \int \rho(\mathbf{r}) r^2 dV.$$

Таким образом, квадрупольный момент описывает степень несферичности распределения заряда в ядре. Величина Q положительна для вытянутых ядер и отрицательна для сплюснутых. Квадрупольные моменты имеют размерность см^2 и часто измеряются в единицах 10^{-24} см^2 — барнах (*барн*) и производных от барна единицах миллибарнах (*мбарн*). Например, квадрупольный момент дейтрона равен $Q = 0,2 \text{ мбарн} = 0,2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Формула (2.37) определяет не весь квадрупольный момент, а лишь одну из компонент тензора квадрупольного момента. Тем не менее эту величину называют просто квадрупольным моментом, поскольку согласно (2.11) эта величина полностью описывает несферичность распределения заряда.

6. У несферичных ядер следует различать понятия *внешнего* (или *наблюдаемого*) и *внутреннего* (или *собственного*) квадрупольного моментов. Внутренним называется квадрупольный момент Q_0 ,

измеренный в системе координат, вращающейся вместе с ядром. Этот момент имеет одну и ту же величину для всей вращательной полосы. Внешним называется квадрупольный момент Q , измеренный в обычной лабораторной системе координат. В связи с квантовыми флуктуациями направления оси симметрии ядра относительно лабораторной оси внешний момент всегда меньше внутреннего по абсолютной величине. Можно показать, что моменты Q и Q_0 связаны соотношением

$$Q = \frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0. \quad (2.38)$$

Для основного состояния, когда $J = K$, получаем, что

$$Q = \frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0. \quad (2.39)$$

Из последней формулы видно, что если спин ядра равен нулю или половине, то внешний квадрупольный момент равен нулю даже при отличном от нуля Q_0 . Это объясняется тем, что за счет упоминавшихся квантовых флуктуаций ось симметрии ядра при спинах нуль и половина ориентирована хаотично, так что распределение заряда в лабораторной системе координат становится сферически симметричным. Непосредственно на опыте может измеряться только внешний квадрупольный момент Q . Понятие же внутреннего квадрупольного момента Q_0 является приближенным, модельным. Это и понятно, поскольку систему координат, связанную с ядром, можно точно определить только для макроскопического ядра, слабо деформируемого при переходах в возбужденные вращательные состояния.

7. Для экспериментального измерения внешних квадрупольных моментов используются те же методы, что и для измерения магнитных дипольных моментов, т. е. изучение сверхтонкой структуры оптических спектров и радиочастотные резонансные методы. Взаимодействие квадрупольного момента с градиентом внутриатомного электрического поля определенным образом нарушает правило интервалов (2.17), что и дает возможность отделить расщепление уровней, связанное с наличием квадрупольного момента у ядра, от эффектов, обусловленных ядерным магнитным моментом.

На рис. 2.21 приведено сверхтонкое расщепление ядра изотопа Yb^{173} , происходящее со значительным нарушением правила интервалов. Действительно, для 3P_1 -терма правило интервалов предсказывает, что отношение

$$\frac{E(F=7/2) - E(F=5/2)}{E(F=5/2) - E(F=3/2)} = 7/5 = 1,4,$$

в то время как на опыте оно равняется примерно трем. Определенный по этим отклонениям квадрупольный момент оказывается равным $2,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Сходным образом проявляется действие квадрупольного ядерного момента и в резонансных методах.

Внутренний электрический квадрупольный момент ядра Q_0 не влияет на сверхтонкое расщепление энергетических уровней атома и должен определяться совершенно иными методами. Для измерения Q_0 используется явление *кулоновского возбуждения ядра*, состоящее в том, что ядро при столкновении с заряженной частицей может перейти в возбужденное состояние за счет чисто электростатического взаимодействия. Если возбуждаемый уровень ядра — вращательный, то процесс поддается точному расчету, а из сравнения

теоретической и экспериментальной интенсивности такого возбуждения удастся получить значение Q_0 . Грубая некантовая картина этого процесса такова. Налетающая частица, например α -частица с энергией в несколько МэВ, пролетая около края ядра, толкает этот край и приводит ядро в состояние вращения (см. также гл. IV, § 11, п. 5).

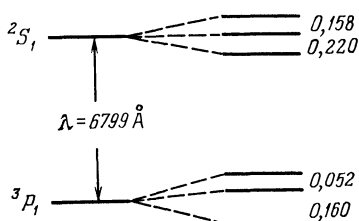


Рис 2 21 Сверхтонкое расщепление термов 2S_1 и 3P_1 атома изотопа иттербия Yb^{173}

8. Внутренний квадрупольный момент Q_0 определяет отклонение распределения заряда или, что то же самое, отклонение распределения

протонов в ядре от сферической формы в системе координат, вращающейся вместе с ядром. Отклонение распределения массы, т. е. отклонение распределения нуклонов в ядре от сферической формы, описывается параметром деформации β :

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R} \approx 1,06 \frac{\Delta R}{R}, \quad (2.40)$$

где R — радиус, а ΔR — разность между большой и малой полуосями деформированного ядра. Непосредственных методов для измерения β , — такой, казалось бы, физически наглядной величины, — как это ни странно, придумать пока не удастся. Если в соответствии с данными о ядерных радиусах принять, что протоны и нейтроны распределены в ядре примерно одинаково, то величины Q_0 и β , естественно, становятся пропорциональными друг другу:

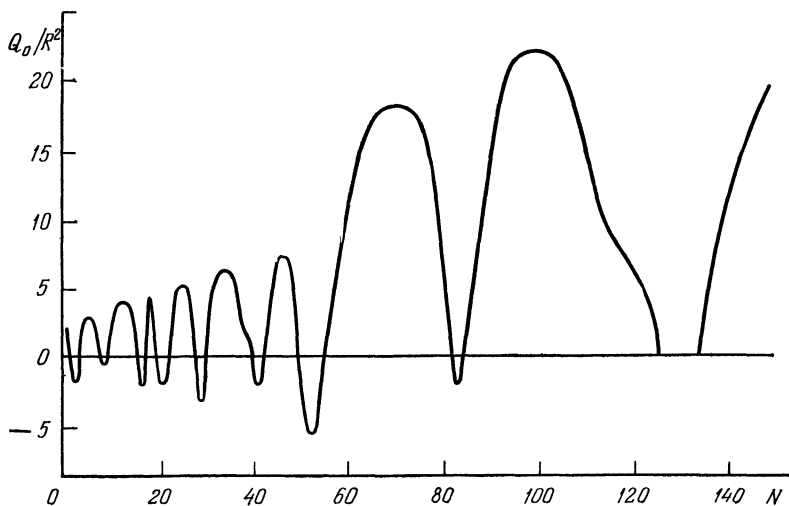
$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2\beta. \quad (2.41)$$

9. В табл. 2.3 даны внешние (или, как их еще называют, *спектроскопические*) квадрупольные моменты некоторых ядер. На рис. 2.22 приведены результаты измерения внутренних ядерных квадрупольных моментов Q_0 . Уже в табл. 2.3 обращает на себя внимание большой разброс численных значений Q_0 . Вспомним, что все магнитные моменты имеют порядок боровского магнетона, т. е. имеют одночастичное происхождение. Квадрупольные же моменты многих ядер

Таблица 2.3. Квадрупольные моменты некоторых атомных ядер

Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$	Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$	Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$	Ядро	$Q, 10^{-24} \text{ см}^2$
${}^1_1\text{H}^2$	0,00273	${}^{16}_{16}\text{S}^{33}$	-0,064	${}^{37}_{37}\text{Rb}^{85}$	0,27	${}^{72}_{72}\text{Hf}^{179}$	3
${}^5_5\text{B}^{11}$	0,0355	${}^{16}_{16}\text{S}^{35}$	0,045	${}^{41}_{41}\text{Nb}^{93}$	-0,3	${}^{73}_{73}\text{Ta}^{181}$	6
${}^7_7\text{N}^{14}$	0,0071	${}^{27}_{27}\text{Co}^{59}$	0,404	${}^{56}_{56}\text{Ba}^{135}$	0,25	${}^{81}_{81}\text{Bi}^{204}$	-0,19
${}^8_8\text{O}^{17}$	-0,027	${}^{29}_{29}\text{Cu}^{63}$	0,16	${}^{59}_{59}\text{Pr}^{141}$	-0,054	${}^{92}_{92}\text{U}^{233}$	3,4
${}^{13}_{13}\text{Al}^{27}$	0,149	${}^{35}_{35}\text{Br}^{81}$	0,28	${}^{71}_{71}\text{Lu}^{175}$	5,9	${}^{93}_{93}\text{Am}^{241}$	4,9

гораздо больше одночастичных. Действительно, квадрупольный момент, создаваемый движением одного нуклона, не превышает квадрата радиуса ядра $\cdot R^2$, что составляет $0,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ для ядра Ta^{181} . Таким образом, квадрупольный момент этого ядра как минимум в 15 раз превышает одночастичное значение. Большие, во много

Рис. 2 22. Внутренние квадрупольные моменты Q_0 в зависимости от числа нейтронов N

раз превышающие одночастичные значения Q для многих ядер с определенностью указывают на коллективное, а не одночастичное происхождение ядерных квадрупольных моментов. Посмотрим теперь на рис. 2.22. Из этого рисунка видно, что по мере возрастания числа нуклонов форма ядер периодически меняется от заметно вытянутой до сферической и даже слегка сплюснутой и обратно. Эта замечательная периодичность, равно как и наличие ядер с квадрупольными моментами, намного превышающими одночастичные, описывается обобщенной моделью ядра (см. гл. III, § 5).

§ 8. Статистика

1. Микрочастицы обладают своеобразной характеристикой, называемой *статистикой*. Статистика является не индивидуальным, а коллективным свойством. Она проявляется лишь в присутствии не менее чем двух одинаковых частиц. Существование статистики является следствием принципа неразличимости одинаковых микрочастиц и вероятностного характера описания состояния в квантовой теории.

2. Принцип неразличимости состоит в том, что любые две микрочастицы одного сорта, например два протона, *абсолютно* одинаковы по всем своим свойствам, т. е. принципиально неотличимы друг от друга. Такая абсолютная одинаковость свойственна только микрочастицам и совершенно невозможна в макроскопическом мире. Как бы мы ни старались, нам никогда не удастся, например, сделать два абсолютно одинаковых стальных шарика диаметром в 1 см. После любой сколь угодно точной обработки в этих шариках останутся какие-то индивидуальные особенности, по которым их можно будет отличить друг от друга, скажем, пользуясь сильным микроскопом.

3. Абсолютная неразличимость микрочастиц приводит к тому, что состояние из двух таких частиц по своим свойствам ничем не отличается от состояния, в котором эти частицы поменялись местами. Отсюда остается уже только один шаг до более сильного утверждения о том, что перестановка частиц одного сорта вообще не переводит систему в новое состояние. Согласно этому утверждению не существует состояния из двух одинаковых частиц, в котором первая частица находится в состоянии a , а вторая в состоянии b (или, наоборот, первая в состоянии b , вторая в состоянии a). Существует лишь состояние, в котором одна из частиц находится в состоянии a , а другая в состоянии b .

Из классической механики такое утверждение само по себе не следует. Если допустить, что нам как-то удалось сделать две абсолютно одинаковые макроскопические частицы, то мы все же сможем их перенумеровать и затем непрерывно следить за движением каждой из них в отдельности. В результате в каждый момент времени мы сможем точно сказать, где находится первая, а где вторая частица.

Иное дело в квантовом мире, где микрочастица не имеет траектории, а описывается волновой функцией, имеющей смысл амплитуды вероятности. Здесь мы уже лишены возможности точно предсказать, в каких местах окажутся в определенный момент времени первая и вторая частицы, а можем лишь рассчитать вероятность нахождения каждой из этих частиц в той или иной области пространства. Но если мы получим, что расчетная вероятность, скажем, попадания в счетчик равна 5% для первой частицы и 20% для второй, то для одинаковых частиц отношение этих вероятностей будет не-

проверяемой экспериментально, т. е. лишенной физического смысла величиной. Поскольку частицы неразличимы, то мы сможем лишь установить, что вероятность зарегистрировать *одну* из частиц равна 25%. Таким образом, мы пришли к важному выводу о том, что в квантовом мире состояние системы из одинаковых частиц не изменится при взаимных перестановках.

4. В квантовой теории состояние системы из n частиц описывается волновой функцией $\Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n)$, зависящей от координат $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n$ и проекций спинов m_1, \dots, m_n частиц. После перестановки двух частиц, например первой и второй, состояние системы должно остаться неизменным. Для этого нужно, чтобы волновая функция состояния с переставленными частицами совпала с исходной с точностью до числового множителя, который мы обозначим через P_{12} :

$$\Psi_{m_2 m_1 \dots m_n}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = P_{12} \Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n). \quad (2.42)$$

Произведя операцию перестановки первой и второй частиц дважды, мы придем к первоначальной функции. Отсюда следует, что $P_{12}^2 = 1$, т. е. $P_{12} = \pm 1$. Аналогичное рассуждение может быть проведено для любой пары одинаковых частиц: при перестановке двух одинаковых частиц волновая функция либо остается неизменной, т. е. является симметричной по частицам, либо меняет знак, т. е. является антисимметричной по частицам.

Можно показать, что частицам определенного сорта всегда свойствен только один из этих двух возможных типов перестановочной симметрии. Такое свойство частиц по отношению к перестановкам и называется статистикой. Частицы подчиняются *статистике Бозе — Эйнштейна*, если волновая функция системы таких частиц симметрична по отношению к перестановке любой пары частиц:

$$\Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n) = \Psi_{m_2 m_1 \dots m_n}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n). \quad (2.43)$$

Соответствующие частицы называются *бозе-частицами* или *бозонами*. Частицы подчиняются *статистике Ферми — Дирака*, если волновая функция системы таких частиц антисимметрична по отношению к перестановке любой пары частиц:

$$\Psi_{m_1 m_2 \dots m_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n) = - \Psi_{m_2 m_1 \dots m_n}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n). \quad (2.44)$$

Соответствующие частицы называются *ферми-частицами* или *фермионами*.

5. Для частиц, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака, справедлив *принцип Паули*, согласно которому в одном и том же состоянии может находиться не более одной частицы. Из квантовой механики следует, что волновая функция двух разных частиц, находящихся соответственно в состояниях $\Psi^{(1)}$ и $\Psi^{(2)}$, равна их произведению $\Psi^{(1)} \cdot \Psi^{(2)}$. Для одинаковых частиц в соответствии с (2.44)

произведение будет антисимметричным по частицам:

$$\Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{m_2}^{(2)}(\mathbf{r}_2) - \Psi_{m_2}^{(1)}(\mathbf{r}_2) \Psi_{m_1}^{(2)}(\mathbf{r}_1). \quad (2.45)$$

Но выражение (2.45), очевидно, обращается в нуль, если функции $\Psi^{(1)}$ и $\Psi^{(2)}$ одинаковы, что и приводит к принципу Паули. Принцип Паули важен не только для многих частных физических явлений, но и для мироздания в целом, поскольку именно благодаря этому принципу атомы и атомные ядра имеют оболочечную структуру. Без принципа Паули не было бы периодического закона Менделеева и структура атомов, ядер и кристаллов была бы совершенно иной.

Для двух бозонов вместо (2.45) получается симметризованная по частицам функция

$$\Psi_{m_1}^{(1)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{m_2}^{(2)}(\mathbf{r}_2) + \Psi_{m_2}^{(1)}(\mathbf{r}_2) \Psi_{m_1}^{(2)}(\mathbf{r}_1). \quad (2.46)$$

Выражение (2.46) уже не обращается в нуль для одинаковых функций, так что в одном и том же состоянии может находиться любое количество одинаковых бозонов. Для бозе-частиц принцип Паули не выполняется.

6. Выводы предыдущего пункта часто используются для определения статистик. Статистика Ферми — Дирака определяется как такая, в которой в каждом состоянии может находиться не более одной частицы, а статистика Бозе — Эйнштейна как такая, в которой в одном и том же состоянии может находиться любое число частиц. В отношении статистики Ферми — Дирака такое определение является полным. Однако для статистики Бозе — Эйнштейна такое определение недостаточно, так как в нем не отражен тот факт, что в этом случае запрещены состояния, антисимметричные по частицам.

В качестве примера такого запрета рассмотрим относительное движение двух α -частиц, которые имеют спин нуль и подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Волновая функция $\Psi_{\text{отн}}$ относительного движения согласно приложению I зависит только от разности $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ координат частиц:

$$\Psi_{\text{отн}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Psi(\mathbf{r}). \quad (2.47)$$

При перестановке частиц относительная координата меняет знак, так что условие (2.43) принимает вид

$$\Psi(-\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r}). \quad (2.48)$$

Тем самым разрешенными оказываются только функции, четные относительно изменения знака относительной координаты. Этот результат будет использован в следующем параграфе для изучения некоторых свойств реакции столкновения протонов с ядрами лития.

7. Для иллюстрации важного и трудного для усвоения понятия статистики продемонстрируем различие между тремя статистика-

ми — классической, фермиевской и бозевской — на простейшем случае, когда имеются две одинаковые частицы и два различных одночастичных состояния. Число возможных состояний такой физической системы будет разным для разных статистик.

В классической статистике возможны четыре состояния:

- а) обе частицы в первом состоянии;
- б) обе частицы во втором состоянии;
- в) первая частица в первом состоянии, вторая — во втором;
- г) первая частица во втором состоянии, вторая — в первом.

В статистике Ферми возможно только одно состояние:

одна из частиц (какая именно, здесь и ниже — вопрос, не имеющий смысла) находится в первом состоянии, другая — во втором.

В статистике Бозе — Эйнштейна возможны три состояния:

- а) обе частицы в первом состоянии;
- б) обе частицы во втором состоянии;
- в) одна из частиц в первом состоянии, другая — во втором.

8. В релятивистской квантовой теории поля строго доказывается, что статистика однозначно определяется спином частицы. Частицы с целым (в том числе с нулевым) спином подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна (γ -кванты и др.). Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми — Дирака (электроны, протоны, нейтроны, ядра с нечетным числом нуклонов и т. д.). Все имеющиеся экспериментальные данные согласуются с этим выводом.

§ 9. Четность

1. Четность является фундаментальным понятием. Она характеризует свойства симметрии ядер, элементарных частиц и вообще любых физических систем по отношению к зеркальным отражениям. Важность этого понятия обусловлена законом сохранения четности, согласно которому физическая система, обладающая зеркальной симметрией в начальном состоянии, сохраняет эту симметрию во все последующие моменты времени. Этот закон справедлив как для электромагнитных взаимодействий, определяющих структуру атомов и молекул, так и для ядерных сил, определяющих структуру ядер. О нарушении закона сохранения четности в так называемых слабых взаимодействиях см. гл. VI, § 4, п. 10 и гл. VII, § 8, п. 7.

2. Действие закона сохранения четности можно продемонстрировать на эффекте Зеемана. Рассмотрим сферически симметричный источник света, например, нагретый шар 1 (рис. 2.23). В свободном состоянии излучение этого источника будет, как говорят, *изотропным*, т. е. одинаковым во все стороны. Если же мы окружим этот источник круговым проводником 2, по которому течет ток, то излучение, скажем, в плоскости тока будет иным, чем излучение в направлении, перпендикулярном этой плоскости, за счет того, что созданное круговым током магнитное поле поляризует атомы и

молекулы источника света. Закон сохранения четности здесь позволяет предсказать, что независимо от деталей углового распределения испускаемого света излучение будет зеркально симметричным относительно плоскости, в которой течет ток. Так, на рис. 2.23 излучение вверх будет точно таким же, как и излучение вниз.

3. Закон сохранения четности приводит к ряду ограничений, или, как говорят, правил отбора, для различных реакций взаимопревращений ядер и элементарных частиц. Для формулировки этих правил необходимо точное квантовомеханическое определение четности как сохраняющейся величины.

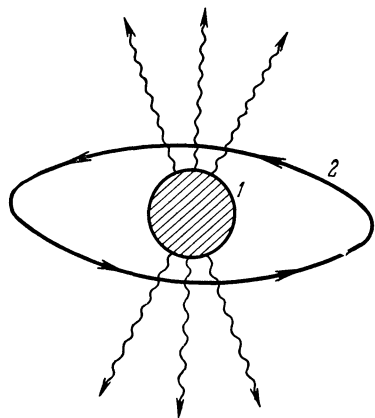


Рис. 2.23. Иллюстрация проявления закона сохранения четности.

В квантовой теории состояние системы n частиц описывается комплексной волновой функцией $\Psi(r_1, \dots, r_n)$, зависящей от координат этих частиц (см. гл. I, § 3).

Для протонов, нейтронов и электронов, т. е. для частиц, из которых состоят атомы и ядра, а также для ряда других микрочастиц определение четности эквивалентно разделению функций на четные и нечетные. Состояние системы n таких частиц называется

четным, если ее волновая функция не меняется при изменении знаков координат всех частиц:

$$\Psi_{\text{четн}}(-r_1, \dots, -r_n) = \Psi_{\text{четн}}(r_1, \dots, r_n), \quad (2.49)$$

и нечетным, если волновая функция при такой операции (называемой инверсией координат) меняет знак:

$$\Psi_{\text{нечетн}}(-r_1, \dots, -r_n) = -\Psi_{\text{нечетн}}(r_1, \dots, r_n). \quad (2.50)$$

Связь этого определения четности с зеркальной симметрией обусловлена тем, что преобразование инверсии $r \rightarrow -r$ состоит из зеркального отражения относительно плоскости, проходящей через начало координат, с последующим поворотом на 180° вокруг оси, перпендикулярной этой плоскости. Для общего случая произвольных микрочастиц определения четности состояния (2.49), (2.50) приходится немного усложнить. Именно, оказывается, что каждая частица с ненулевой массой покоя обладает неотъемлемой характеристикой, называемой *внутренней четностью*. Внутренняя четность Π частицы является числом, равным либо $+1$, либо -1 . Частицы, для которых $\Pi = +1$, называются четными, а частицы с $\Pi = -1$ называются нечетными. Охватывающее все частицы опреде-

ление четности состояния таково: состояние четно, если

$$P_1 \dots P_n \Psi_{\text{четн}}(-r_1, \dots, -r_n) = \Psi_{\text{четн}}(r_1, \dots, r_n), \quad (2.51)$$

и нечетно, если

$$P_1 \dots P_n \Psi_{\text{нечетн}}(-r_1, \dots, -r_n) = -\Psi_{\text{нечетн}}(r_1, \dots, r_n). \quad (2.52)$$

В (2.51), (2.52) P_1, \dots, P_n — внутренние четности частиц.

Из этих формул могут быть выведены следующие простые правила, позволяющие использовать закон сохранения четности для получения правил отбора в различных ядерных реакциях, а также для экспериментального определения внутренних четностей элементарных частиц и атомных ядер:

а) Четность частицы с орбитальным моментом l и внутренней четностью P равна $P(-1)^l$.

б) Внутренняя четность P_{12} сложной системы, состоящей из двух частиц (и вообще из двух подсистем) с внутренними четностями P_1 и P_2 и с относительным орбитальным моментом l , равна $P_1 P_2 (-1)^l$. При этом внутренней четностью системы частиц мы называем ее четность в состоянии с нулевым суммарным импульсом.

Из совокупности самых разных опытных данных следует, что внутренние четности протона, нейтрона и электрона можно положить равными единице. Тогда из правил а), б) следует важное для теории атомов и ядер соотношение: четность системы n нуклонов (или электронов) с орбитальными моментами l_1, \dots, l_n равна $(-1)^{l_1+l_2+\dots+l_n}$. Только что изложенные правила определения четностей различных состояний неприменимы для фотонов (и вообще для частиц с нулевой массой покоя и ненулевым спином). Правила отбора по четности для электромагнитного излучения будут изложены в гл. VI, § 6.

4. Основные состояния четно-четных ядер характеризуются положительной четностью. Основные состояния других ядер могут быть как четными, так и нечетными. Например, основное состояние изотопа кислорода ${}^8\text{O}^{17}$ имеет положительную четность, а изотопа азота ${}^7\text{N}^{15}$ — отрицательную. Эти особенности четности основных состояний разъясняются в оболочечной модели ядра (см. гл. III).

Ядра в возбужденных состояниях могут иметь различную четность, не обязательно совпадающую с четностью основного состояния. Например, ядро свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ в основном состоянии четно и имеет спин 0, а в первом возбужденном состоянии — нечетно и имеет спин 3. На схемах ядерных уровней принято указывать как спин, так и четность каждого уровня. Спин указывается числом, а четность — знаками плюс для четных и минус для нечетных уровней. Этот знак ставится справа сверху от числа, указывающего спин. Например, символ $1/2^+$ обозначает четный уровень со спином $1/2$, а символ 3^- обозначает нечетный уровень со спином три.

Совокупность значений спина и четности называется *характеристикой* уровня ядра. На рис. 2.24 для примера приведены характеристики основного и двух возбужденных уровней ядра ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

5. В качестве примера использования закона сохранения четности рассмотрим ядерную реакцию, в которой при столкновении протона p с ядром лития ${}_{3}\text{Li}^7$ образуются две α -частицы:

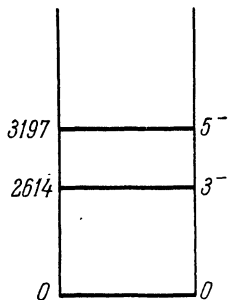
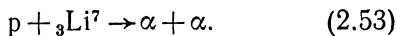


Рис. 2.24. Низшие возбужденные состояния ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Энергии даны в кэВ.

Если налетающий протон имеет небольшую энергию (порядка 1 МэВ), то, как будет объяснено в гл. IV, § 4, относительный орбитальный момент системы $p + {}_{3}\text{Li}^7$ близок к нулю, так что согласно правилу б) четность этой системы совпадает с четностью ядра ${}_{3}\text{Li}^7$.

С другой стороны, система двух α -частиц всегда четна в соответствии с (2.47). Согласно закону сохранения четности, для того чтобы реакция могла идти, ядро ${}_{3}\text{Li}^7$ должно также быть четным. Экспериментально эта реакция при низких энергиях сильно подавлена, что с определенностью указывает на отрицательную четность ядра ${}_{3}\text{Li}^7$. А это в свою очередь является одним из указаний на то, что ядро ${}_{3}\text{Li}^7$ можно себе представить как α -частичный остов, окруженный тремя нуклонами, каждый из которых имеет орбитальный момент, равный единице.

Может возникнуть вопрос, как истолковать использование закона сохранения четности для исследования реакции лития с протонами (или для других реакций) в рамках общей формулировки закона сохранения четности, данного в начале настоящего параграфа. Не вдаваясь в математические детали, укажем, что эта трактовка такова. При низких энергиях волновая функция системы $p + {}_{3}\text{Li}^7$ приблизительно антисимметрична относительно зеркального отражения, в то время как волновая функция двух α -частиц симметрична. Это и приводит к подавлению реакции. Другие примеры использования закона сохранения четности приведены в гл. IV, VI.

§ 10. Заключительные замечания

1. Перечисленные в предшествующих параграфах статические характеристики атомных ядер по крайней мере на сегодняшний день следует считать основными. Это, конечно, не исключает возможности существования у ядер целого ряда других характеристик, исследование которых также представляет интерес для понимания структуры ядра. Перечислим некоторые из этих дополнительных характеристик.

Ядра со спином не менее $3/2$ могут обладать октупольным магнитным моментом. Такой момент, в частности, обнаружен у изотопа йода ${}_{53}\text{I}^{127}$, имеющего спин $I = 5/2$. Эффекты, создаваемые октупольными (и тем более высшими) магнитными моментами, слабы и с трудом поддаются наблюдению.

Напомним, что существование у ядер и элементарных частиц электрического дипольного и магнитного квадрупольного моментов запрещено законами инвариантности относительно инверсии координат и отражения времени (см. § 4, п. 5).

Электрический дипольный момент у ядер и элементарных частиц может возникнуть под действием внешнего электрического поля. Этот эффект определяется новой физической величиной — электрической поляризуемостью ядра.

2. Статические характеристики имеют смысл не только для стабильных ядер в основных состояниях, но и для нестабильных ядер, а также для возбужденных уровней ядер. В этих случаях у ядра появляется новая характеристика — время жизни τ^*), определяемое как время, за которое претерпевает распад $1/2, 72$ ядер, находящихся в исследуемом состоянии. Очевидно, что понятие статической характеристики может иметь смысл лишь для достаточно больших τ , т. е. для уровней, «живущих» достаточно долго. Возникает вопрос, с чем же надо сравнивать τ , т. е. каков критерий того, что ядро живет достаточно долго. Для оценки этого критерия вспомним, что согласно квантовому соотношению неопределенностей уровень с временем жизни τ не может быть строго моноэнергетическим, а должен иметь по энергиям разброс порядка Γ ,

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}. \quad (2.54)$$

Величина Γ называется *шириной уровня*. Понятие уровня, а тем самым и его статических характеристик имеет смысл до тех пор, пока ширина этого уровня не превышает расстояния между соседними уровнями, т. е. пока уровни не перекрываются. Поэтому условие существования уровня имеет следующий вид:

$$\Gamma \ll \Delta E, \quad (2.55)$$

где ΔE — расстояние между уровнями. При выполнении условия (2.55) статические характеристики можно вводить и для нестабильных ядер, а также для стабильных ядер, находящихся в возбужденных состояниях.

Следует отметить, что условие (2.55) может хорошо выполняться и при весьма малых временах жизни τ , особенно для легких ядер, у которых наиболее велики (порядка 1 МэВ) расстояния между уровнями. Действительно, при $E_n - E_{n-1} = 1$ МэВ из (2.54), (2.55)

*) Подробнее о времени жизни см. гл. VI, § 2, п. 4.

для τ получается неравенство

$$\tau \geq 6 \cdot 10^{-22} \text{ с.}$$

Изучение статических характеристик короткоживущих ядерных уровней сопряжено с большими трудностями. Обычно удается измерить лишь положение, спин и четность уровня. За последние десятилетия научились измерять также магнитные и квадрупольные моменты низших возбужденных состояний (см. гл. IV, § 11, п. 5; гл. VI, § 6, п. 5).

3. Почти всеми приведенными выше статическими характеристиками обладают не только атомные ядра, но и все микрообъекты, и в частности элементарные частицы. Так, элементарные частицы обладают зарядом, спином, четностью, радиусом, магнитным моментом, статистикой. Вместо энергии связи и массового числа для элементарных частиц рассматриваются соответствующие эквивалентные понятия массы и барионного заряда.

Квадрупольные электрические моменты для элементарных частиц пока не рассматривались, так как квадрупольный момент существует лишь при спине, не меньшем единицы, а элементарные частицы с таким спином немногочисленны и имеют слишком короткие времена жизни. Для элементарных частиц, по-видимому, не существует понятия типа несферичности или момента инерции, так как в их спектрах возбуждений не удается обнаружить вращательной структуры. Как будет указано в гл. VII, элементарные частицы обладают еще рядом дополнительных по сравнению с ядром характеристик.

ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ

§ 1. Необходимость модельных представлений о ядре

1. Как видно из предыдущей главы, атомные ядра — это сложные и своеобразные физические объекты, обладающие многими интересными свойствами. Для того чтобы разобраться в этих свойствах и тем самым научиться предсказывать, как будет себя вести ядро в тех или иных ситуациях, необходимы какие-то теоретические представления о ядре. Вопросы, охватываемые теорией ядра, можно разбить на две большие группы, граница между которыми не является вполне четкой:

- а) структура ядра;
- б) механизм ядерных реакций.

Следующие три основные трудности препятствуют созданию последовательной теории атомного ядра:

- а) до сих пор неизвестен точный вид сил, действующих между нуклонами в ядре;
- б) уравнения, описывающие движение нуклонов в ядре, крайне громоздки;
- в) ядро нельзя трактовать как сплошную макроскопическую среду.

Ядро является квантовой системой многих частиц — нуклонов. Многие особенности структуры ядер становятся более понятными при сравнении ядра с другой квантовой системой многих тел — атомом. Поэтому мы будем неоднократно использовать это сравнение.

В целом наши теоретические представления о структуре ядер значительно беднее представлений об атомной структуре. Это ни в коей мере не означает, что наши знания о ядре ничтожны. Просто атомную структуру мы понимаем настолько глубоко и полно, что умеем рассчитать практически любую характеристику атома с достаточной для экспериментальных целей точностью.

2. При переходе от атома к ядру мы прежде всего сталкиваемся с трудностью, связанной с недостаточностью наших знаний о силах, действующих между нуклонами. На электроны в атоме действуют электромагнитные силы, количественная квантовая теория которых хорошо разработана и прекрасно согласуется с экспериментальными данными. Количественная же теория взаимодействия нуклонов до сих пор не построена. Поэтому ядерные силы взаимодействия

между нуклонами приходится подбирать просто путем подгонки к известным экспериментальным данным.

К тому же и на этом пути возникает дополнительная трудность, в какой-то мере случайного характера, обязанная своим происхождением свойству короткодействия ядерных сил. В теории атома, даже не имея квантовой электродинамики, мы могли бы довольно точно определить потенциал взаимодействия двух зарядов по данным о задаче двух тел, изучая систему энергетических уровней атома водорода. Как известно, атом водорода имеет богатую систему уровней, по которой можно восстановить многие, даже очень тонкие детали электромагнитного взаимодействия. В противоположность этому получение явного вида действующих между нуклонами ядерных сил по экспериментальным данным о задаче двух тел является значительно более тяжелой задачей. Объясняется это тем, что в системе нуклон — нуклон имеется всего лишь одно связанное состояние — дейтрон, а одна цифра — это очень небольшая информация о виде сил взаимодействия. Можно, конечно, воспользоваться экспериментальными данными о нуклон-нуклонном рассеянии, но данные по рассеянию всегда несравненно менее точны, чем данные об экспериментальных уровнях. Кроме того, даже по полной и точной совокупности экспериментальных данных о рассеянии и связанных состояниях точный вид сил может быть установлен однозначно лишь тогда, когда эти силы не зависят от скоростей, что для ядерных сил не имеет места.

Наконец, из-за отсутствия последовательной количественной теории ядерных сил мы в настоящее время ничего не можем сказать о роли тройных и вообще множественных сил в ядре. Тройными принято называть такие силы, которые действуют между тремя частицами и стремятся к нулю при бесконечном удалении хотя бы одной из этих частиц. Современная теория предсказывает существование таких сил, но не дает возможности рассчитать их интенсивность и даже знак.

Таким образом, первая основная трудность теории структуры ядра состоит в том, что мы плохо знаем силы взаимодействия между нуклонами.

3. Вторая основная трудность состоит в том, что даже если бы мы точно знали силы взаимодействия между нуклонами, то все равно еще оставалась бы проблема математического решения квантовой задачи многих тел, причем вследствие громоздкости, в общем случае непреодолимой даже с помощью современной машинной техники, эта трудность носит не технический, а принципиальный характер. Известно, что уже неклассическая задача трех тел является сложной математической проблемой. При переходе от классической задачи многих тел к задаче о движении нуклонов в ядре необходимый здесь учет квантовых свойств приводит к колоссальным усложнениям. Действительно, в квантовой теории система из A нуклонов описы-

вается волновой функцией

$$\Psi_{m_1 m_2 \dots m_A}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A),$$

зависящей от $3A$ пространственных координат $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A$ и от A спиновых индексов m_1, \dots, m_A , каждый из которых пробегает два значения соответственно двум возможным ориентациям спина нуклона. Поэтому уравнение Шредингера, например, для ядра из ста нуклонов будет представлять собой систему дифференциальных уравнений для 2^{100} ($\approx 10^{30}$) функций от 300 переменных. Очевидно, что даже для легких ядер с $A = 10$ эта задача практически неразрешима без серьезных упрощающих допущений. И здесь ядру «не повезло» по сравнению с атомом. В атоме за счет того, что он почти пуст, уравнение Шредингера удается решающим образом упростить, применив приближение Хартри — Фока самосогласованного поля. Для ядерного уравнения Шредингера хорошие упрощающие предположения найти труднее.

4. В системах малого числа частиц изучают все имеющиеся степени свободы. В системах очень большого числа частиц проводят статистическое усреднение и изучают агрегатное состояние вещества, описывая его небольшим числом макроскопических параметров, таких как давление, температура, плотность и т. д. К сожалению, атомные ядра занимают в этом отношении промежуточное положение. В ядре частиц слишком много, чтобы изучать все без исключения степени свободы, но все же не настолько много, чтобы оправданно трактовать ядро как сплошную среду. Действительно, для применимости понятия сплошной среды необходимо, чтобы очень большое по сравнению с единицей число частиц содержалось не только во всей рассматриваемой физической системе, но и в очень малой ее части, которую можно было бы принять за «бесконечно малый» элемент объема. В ядре это требование явно не выполняется. Несмотря на это, в применении к ядру часто используются такие заимствованные из физики сплошных сред понятия, как поверхность, температура, свободный пробег и даже агрегатное состояние. Очевидно, что при использовании этих понятий необходимо соблюдать большую осторожность и помнить, что они обычно имеют крайне ограниченный смысл. Так, например, в понятии поверхности жидкости или твердого тела подразумевается, что число частиц, принадлежащих поверхности, ничтожно по сравнению с общим числом частиц. В ядре же, даже в тяжелом, на поверхности находится примерно половина нуклонов.

В дальнейшем, описывая структуру ядра, мы будем стараться не пользоваться терминами, заимствованными из физики сплошных сред. В тех же случаях, когда употребление этих понятий является традиционным, мы будем тщательно оговаривать их реальный смысл.

5. Из сказанного вытекает необходимость создания ядерных моделей, в которых ядро заменяется некоторой модельной физической системой, достаточно хорошо описывающей определенную совокупность свойств ядра и вместе с тем допускающей достаточно простую математическую трактовку.

Хорошая модель должна, во-первых, объяснять свойства основных состояний ядер (спины, четности, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты и т. д.), во-вторых, объяснять свойства возбужденных состояний и прежде всего спектр возбуждения ядра и, в-третьих, описывать динамические свойства ядра, например, вероятности испускания γ -квантов отдельными возбужденными уровнями ядра. Ясно, что любая модель не может дать полного описания ядра. Поэтому в ядерной физике приходится использовать большое число моделей, приспособленных для описания того или иного круга явлений.

§ 2. Классификация ядерных моделей

1. В основу каждой модели кладется допущение о приближенной независимости какого-либо набора степеней свободы ядра. Принимается, что учитываемые степени свободы слабо взаимодействуют друг с другом и с остальными степенями свободы. Это допущение, конечно, выполняется только приближенно и только для ограниченного круга явлений.

Степени свободы ядра естественно разделить на одночастичные, описывающие движение индивидуальных частиц, и коллективные, соответствующие коррелированному движению большого числа частиц. В соответствии с этим используемые в физике ядра модели можно разделить на коллективные, одночастичные и обобщенные, в которых используются как коллективные, так и одночастичные степени свободы. Несомненно, что многие внутриядерные движения и возбуждения ядра обусловлены степенями свободы промежуточного типа, соответствующими движению некоторой части нуклонов. Однако математическая трактовка таких степеней свободы очень громоздка. Исследование промежуточных степеней свободы ядер пока еще находится в зачаточном состоянии.

2. Модели, основанные на коллективных степенях свободы ядра, принято называть моделями с сильным взаимодействием между частицами, а модели, основанные на учете одночастичных степеней свободы, часто называют моделями независимых частиц. К возникновению такой терминологии привело уже обсуждавшееся выше уподобление ядра сплошной среде. Действительно, с точки зрения физики сплошных сред коллективные эффекты проявляются в таких состояниях вещества, когда свободный пробег каждой частицы мал по сравнению с размерами системы, так что главную роль играют частые и интенсивные взаимодействия частицы с ее ближайшими

соседями. В этом смысле в коллективных моделях ядро трактуется как жидкость или как твердое тело. Одночастичные же степени свободы (опять-таки с точки зрения физики сплошных сред) проявляются тогда, когда свободный пробег, наоборот, значительно больше размеров системы, так что каждая частица независимо движется в некотором усредненном самосогласованном поле.

С только что описанной точки зрения сосуществование коллективных и одночастичных моделей выглядит парадоксальным, поскольку в этих моделях о свободном пробеге нуклона в ядре делаются противоположные и взаимоисключающие допущения. Разрешение этого парадокса состоит в том, что для нуклона в ядре просто нельзя вводить понятие свободного пробега, причем по двум причинам: во-первых, из-за того, что в ядре слишком мало частиц, чтобы трактовать его как сплошную среду; во-вторых, вследствие того, что движение нуклонов в ядре является существенно квантовым процессом, ибо дебройлевская длина волны нуклона в ядре имеет порядок размеров ядра. Другими словами, парадокс возник за счет слишком буквального понимания терминов, заимствованных из физики жидкости и твердого тела.

Приведенные соображения показывают, что часто употребляемыми терминами «модели с сильным взаимодействием» и «модели независимых частиц» надо пользоваться с осторожностью.

3. В этом пункте мы перечислим используемые в физике ядра модели, взяв за основу классификации принимаемые за независимые степени свободы ядра. Для каждой модели будут указаны учитываемые степени свободы и основная область применимости. Модели ядра подразделяются на коллективные, одночастичные и обобщенные.

К коллективным относятся следующие модели:

а) *Капельная модель*. Ядро трактуется как заряженная капля жидкости. Независимыми степенями свободы считаются объемное сжатие и первая гармоника колебаний поверхности. В энергии связи ядра учитываются объемная, поверхностная и кулоновская энергии. Дополнительно обычно учитываются выходящие за рамки чисто капельного представления энергия симметрии и энергия спаривания, т. е. в конечном итоге все слагаемые, входящие в полумпирическую формулу (2.8). Область применимости модели: описание усредненной энергии связи ядер как функции A и Z , рассмотрение поверхностных колебаний сферических ядер, качественное объяснение процесса деления ядер.

б) *Модель несферичного ядра*. Ядро трактуется как сгусток вещества, имеющий по каким-то причинам несферичную форму в равновесном состоянии. За независимые принимаются вращательные и колебательные степени свободы. Область применимости модели: описание ряда низколежащих возбужденных уровней некоторых ядер сферически несимметричной формы.

К одночастичным моделям принадлежат следующие:

а) *Модель оболочек без остаточного взаимодействия.* Нуклоны считаются движущимися независимо друг от друга в самосогласованном поле общего для всех нуклонов силового центра. Реальное взаимодействие между нуклонами всегда можно представить как сумму самосогласованного и некоторого остаточного взаимодействия. В рассматриваемой модели остаточное взаимодействие считается малым и отбрасывается. Область применимости модели: получение магических чисел, объяснение спинов и четностей основных состояний дважды магических ядер, объяснение спинов, четностей и магнитных моментов основных и некоторых возбужденных состояний ядер, отличающихся от магических на один (лишний или недостающий) нуклон.

Приведенная модель является простейшим частным вариантом модели оболочек, имеющей ряд обобщений и разветвлений. В основе модели оболочек лежит допущение о доминирующей роли самосогласованного поля. Варианты этой модели характеризуются главным образом различными методами учета остаточного взаимодействия.

б) *Модель оболочек с феноменологическим спариванием.* Остаточное взаимодействие учитывается допущением о спаривании одинаковых нуклонов в ядре. Это допущение состоит в том, что нуклоны одного сорта объединяются в пары таким образом, чтобы у каждой пары момент равнялся нулю, а четность была положительной. При нечетном числе одинаковых нуклонов один из них остается неспаренным. Область применимости модели: объяснение значений спинов и четностей основных состояний всех четно-четных ядер и почти всех ядер с нечетным A , приближенное объяснение величин магнитных моментов почти всех ядер с нечетным A .

Наконец, к обобщенным моделям относятся следующие:

а) *Обобщенная модель со слабым взаимодействием.* В нулевом приближении ядро считается состоящим из сплошного сферического остова и одного или нескольких внешних нуклонов. Для описания остова применяется одна из коллективных моделей, для описания внешнего нуклона — самосогласованное поле. Кроме того, вводится слабое взаимодействие между степенями свободы остова и внешнего нуклона. Область применимости модели: объяснение расположения и характеристик некоторых низколежащих возбужденных уровней для небольшого числа ядер с нечетным A .

б) *Обобщенная модель с сильным взаимодействием.* Как и в модели оболочек, считается, что все нуклоны независимо движутся в самосогласованном поле. В отличие от оболочечной модели, силовой центр имеет сферически несимметричную форму и, кроме того, может сам вращаться как целое. При этом во вращение вовлекаются (полностью или частично) все нуклоны. Область применимости модели: объяснение расположения и характеристик большого числа низколежащих уровней многих ядер.

Перечисленные модели будут подробнее описаны в последующих трех параграфах. В последнем параграфе этой главы мы рассмотрим некоторые другие модели, используемые в теории структуры ядра.

4. Область применимости той или иной модели определяется совокупностью фактов, которые эта модель способна объяснить. В каждой модели, разумеется, имеются произвольные параметры, которые приходится подбирать, т. е. «подгонять» под экспериментальные данные.

Конечно, введя достаточно много параметров, можно объяснить любые данные на основе любой модели. Но такие модели, в которых бедность физической идеи компенсируется большим числом параметров, как правило, хорошо объясняют известные факты, но не способны предсказать новых явлений. Поэтому наиболее ценны модели с минимальным числом параметров, позволяющие делать нетривиальные предсказания хотя бы качественного характера.

§ 3. Коллективные модели ядра

1. Простейшей по замыслу из коллективных моделей является капельная модель ядра, сыгравшая немалую роль в развитии ядерной физики. Аналогия ядра с заряженной жидкой каплей поддается первым трем членами полуэмпирической формулы Вейцекера (2.8) для энергий связи ядер, описывающими соответственно объемную, поверхностную и кулоновскую энергии капли. Тем самым успех формулы Вейцекера подтверждает, что капельная модель (с добавочным учетом энергий симметрии и спаривания) неплохо объясняет осредненную зависимость энергий связи от A и Z .

Чтобы понять, что еще способна объяснить и предсказать капельная модель, надо рассмотреть возбуждение различных возможных степеней свободы ядра-капли. В свободном, невозбужденном состоянии жидкость принимает сферическую форму. Движение частиц в жидкости всегда является коллективным. Поэтому и возбуждаться в жидкости могут лишь коллективные степени свободы. При возбуждении жидкость практически несжимаема, но может сравнительно легко менять свою форму. Поэтому легче всего возбуждаются степени свободы жидкости, соответствующие поверхностным колебаниям.

Неквантовая теория малых поверхностных колебаний свободной жидкой капли была развита еще до возникновения ядерной физики. Согласно этой теории наименьшую частоту $\omega_{\text{кв}}$ имеют квадрупольные собственные колебания, при которых капля попеременно становится то вытянутым, то сжатым эллипсоидом (рис. 3.1). Несколько более высокую частоту $\omega_{\text{окт}}$ имеют октапольные колебания, при которых капля в деформированном состоянии имеет грушевидную форму (рис. 3.2). Остальные типы собственных колебаний капли

соответствуют деформациям более сложной формы и более высоким частотам. При переходе к капельной модели ядра собственные колебания надо проквантовать. Квантование не меняет собственных частот, но приводит к тому, что спектры энергий и моментов количества движения возбужденных колебательных состояний становятся дискретными. Именно, энергии квадрупольных и октупольных возбуждений в квантовой теории могут принимать лишь значения

$$E_{\text{КВ}} = \hbar\omega_{\text{КВ}}n_{\text{КВ}}, \quad E_{\text{ОКТ}} = \hbar\omega_{\text{ОКТ}}n_{\text{ОКТ}}, \quad (3.1)$$

где $n_{\text{КВ}}$, $n_{\text{ОКТ}}$ — числа соответственно квадрупольных и октупольных квантов, причем $n_{\text{КВ}}$, $n_{\text{ОКТ}} = 1, 2, \dots$. Каждый квадрупольный квант

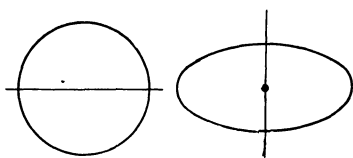


Рис. 3.1. Квадрупольные колебания ядра-капли

Ядро периодически принимает форму эллипсоида вращения

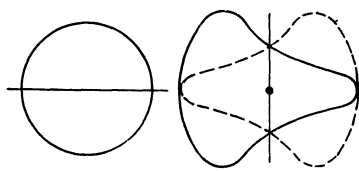


Рис. 3.2. Октупольные колебания ядра-капли.

Ядро периодически принимает грушевидную форму.

имеет момент $J = 2$ и положительную четность, а каждый октупольный квант — момент $J = 3$ и отрицательную четность. Численный расчет с использованием величины поверхностной энергии из полуэмпирической формулы Вейцекера (2.8) дает для энергии квадрупольного кванта значение

$$\hbar\omega_{\text{КВ}} \approx 30 \cdot A^{-1/2} \text{ МэВ}. \quad (3.2)$$

Для энергии октупольного кванта получается значение примерно в два раза выше, чем для квадрупольного (при одном и том же A). В применении к ядру на согласие формул (3.1) и (3.2) с опытом можно надеяться в лучшем случае для самых низких уровней, т. е. при $n_{\text{КВ}} = 1, 2$ и при $n_{\text{ОКТ}} = 1$. Действительно, при увеличении $n_{\text{КВ}}$, $n_{\text{ОКТ}}$, во-первых, наверняка нарушится гармоничность колебаний, а во-вторых, станут энергетически возможными возбуждения других типов, что резко осложнит энергетический спектр. Посмотрим теперь, насколько согласуются с опытными данными предсказания капельной модели о спектре низколежащих уровней ядер. Согласно сказанному чуть выше, если основной уровень имеет характеристику 0^+ , то первым возбужденным должен быть уровень 2^+ с энергией, определяемой формулой (3.2). В два раза выше должен лежать уровень 3^- . Вблизи уровня 3^- должны находиться еще три очень близких друг к другу уровня, соответствующих возбуждению

двух квадрупольных квантов. Эти уровни имеют характеристики 0^+ , 2^+ и 4^+ (состояния 1^+ и 3^+ , разрешаемые законом (1.31) сложения моментов, запрещены из-за того, что кванты возбуждений (3.1), рассматриваемые как частицы, подчиняются статистике Бозе).

Предсказание о том, что первый возбужденный уровень имеет характеристику 2^+ , выполняется почти для всех четно-четных ядер. Однако энергия этого уровня, как правило, в несколько раз ниже предсказываемой формулой (3.2). Например, в ядре изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$ согласно формуле (3.2) энергия уровня 2^+ должна составлять около 3 МэВ, в то время как эксперимент дает 1,3 МэВ. Ниже мы увидим, что первый возбужденный уровень 2^+ предсказывается не только капельной моделью. У очень многих (но не у всех) четно-четных ядер обнаружен и триплет 0^+ , 2^+ , 4^+ , расположенный примерно в два раза выше первого возбужденного состояния (рис. 3.3). Уровни этого триплета можно толковать как возбуждения двух квантов квадрупольных колебаний. Наконец, почти у всех четно-четных ядер имеется уровень 3^- , который можно трактовать как октупольное возбуждение. Однако его энергия более чем в два раза превышает энергию первого уровня 2^+ .

Изучение больших деформаций поверхности на основе капельной модели дает возможность качественно понять механизм деления тяжелых ядер (см. гл. X, § 3).

У ядра-капли есть еще одна своеобразная степень свободы, а именно колебания всей массы нейтронов относительно всей массы протонов. При введении этой степени свободы фактически делается допущение о том, что ядро как бы состоит из двух жидкостей — протонной и нейтронной, растворенных друг в друге. При возбуждении этой степени свободы ядро приобретает дипольный электрический момент, т. е. поляризуется. Поляризационные возбуждения связаны с глубоким изменением структуры ядра. Поэтому им соответствуют довольно высокие энергии — примерно 15—20 МэВ в тяжелых ядрах и 20—25 МэВ в легких. Колебания такого типа были использованы А. Б. Мигдалом (1945) для объяснения механизма поглощения γ -излучения ядрами. Поляризационные колебания ядра аналогичны оптической ветви колебаний в ионном кристалле.

Резюмируя, можно сказать, что капельная модель дает возможность качественно понять осредненную зависимость энергии связи от A и Z , сферическую (или близкую к сферической) форму большинства ядер, а также спины и четности небольшого числа низших возбужденных уровней четно-четных ядер (но не их энергии).

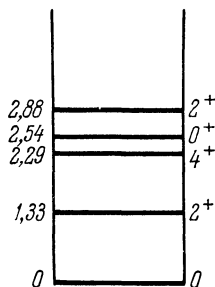


Рис. 3.3. Спектр низших уровней ядра изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$.

Энергии — в МэВ.

Очевидными недостатками капельной модели являются бедность спектра возбуждений и невозможность учета индивидуальных (а не осредненных) свойств отдельных ядер. Существенным недостатком простой капельной модели является также ее неспособность объяснить большие квадрупольные моменты первых возбужденных состояний (см. гл. II, § 7, п. 9).

2. В гл. II, § 7 мы говорили о том, что многие ядра имеют несферичную форму. Ряд специфических свойств таких ядер может быть объяснен на основе несферичной модели, в которой несферичная равновесная форма ядра постулируется без объяснения причин. Объектом исследования несферичной модели являются низшие вращательные и колебательные уровни четно-четных ядер.

С достаточной для наших целей точностью несферичное ядро можно считать эллипсоидом. Величину несферичности принято описывать двумя параметрами β и γ (см. также (2.40)), которые связаны с полуосями R_1 , R_2 , R_3 эллипсоида следующим образом:

$$\delta R_1 = R_1 - R_0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma + \frac{\pi}{3}\right),$$

$$\delta R_2 = R_2 - R_0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right),$$

$$\delta R_3 = R_3 - R_0 = -\sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos \gamma.$$

В этих формулах через R_0 обозначен среднеквадратичный радиус ядра. Из формул видно, что при $\beta = 0$ отклонения от сферичной формы δR_1 , δR_2 , δR_3 по всем осям обращаются в нуль. При $\gamma = 0$ $R_1 = R_2 < R_3$, т. е. ядро является вытянутым эллипсоидом вращения, а при $\gamma = \pi/3$ будет $R_2 = R_3 > R_1$, т. е. ядро становится сплюснутым эллипсоидом вращения. При $\pi/3 > \gamma > 0$ ядро имеет аксиально несимметричную форму. Рассмотрение значений γ , превышающих $\pi/3$, равносильно переобозначению осей и поэтому не дает ничего нового.

Согласно квантовой теории сферически симметричное микротело не может быть приведено во вращение (гл. II, § 7, п. 4). Поэтому у сферически симметричного ядра-капли нет вращательных уровней. Несферичное ядро, обладающее осевой симметрией, уже имеет вращательную степень свободы, которой соответствует система вращательных уровней (2.36). Поскольку размеры и масса ядра довольно велики, вращательные уровни даже при небольшой несферичности обычно являются наиболее низколежащими, по крайней мере для достаточно тяжелых ядер. Реальные ядра при вращении деформируются за счет центробежных сил. Поэтому при повышении энергии возбуждения момент инерции ядра увеличивается, так что расстояния между соседними уровнями становятся меньшими, чем требуемые твердотельной формулой (2.36). Это хорошо видно из

приведенного на рис. 2.19 спектра ядра гафния ${}_{72}\text{Hf}^{180}$ (гл. II, § 7, п. 1). С учетом деформируемости ядра вращательные уровни $E_{вр}$ определяются соотношением

$$E_{вр} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} J(J+1) + \alpha J^2(J+1)^2,$$

где $J = 0, 2, 4, \dots$ и α — некоторый коэффициент, обычно подбираемый эмпирически.

3. Большой интерес представляет теоретический расчет момента инерции \mathcal{I} . Если считать ядро идеальной, т. е. сверхтекучей, жидкостью, то во вращении будет участвовать только сферически несимметричная часть ядра, заштрихованная на рис. 3.4.

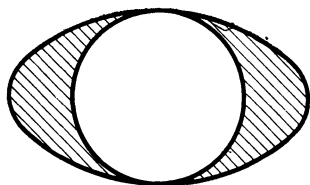


Рис. 3.4 Момент инерции вытянутой капли идеальной жидкости определяется только заштрихованной частью.

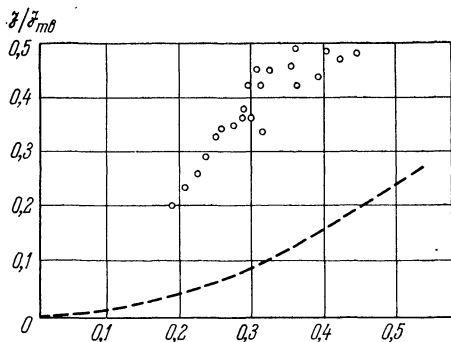


Рис. 3.5 Зависимость момента инерции от параметра деформации β .

Кружочки — экспериментальные точки, пунктирная кривая — момент инерции деформированной капли идеальной жидкости.

В этом случае для момента инерции получается значение

$$\mathcal{I}_{\text{жидк}} = \frac{3}{5} MA \{(R_1 - R_0)^2 + (R_2 - R_0)^2 + (R_3 - R_0)^2\} = \frac{9}{8\pi} MAR_0^2 \beta^2,$$

где M — масса нуклона.

В предельном же случае ядра — твердого тела для момента инерции $\mathcal{I}_{\text{тв}}$ получается значение

$$\mathcal{I}_{\text{тв}} = \frac{2}{5} MAR_0^2. \quad (3.3)$$

Как видно из рис. 3.5, экспериментальные цифры для \mathcal{I} имеют промежуточные значения:

$$\mathcal{I}_{\text{тв}} > \mathcal{I} > \mathcal{I}_{\text{жидк}}. \quad (3.4)$$

Например, для ядра иттербия ${}_{70}\text{Yb}^{170}$

$$\mathcal{I} = 5,5 \mathcal{I}_{\text{жидк}} = 0,45 \mathcal{I}_{\text{тв}}.$$

Свойство (3.4) не может быть обусловлено влиянием вязкости жидкости, поскольку при стационарном вращении вязкой капли, заключенной в твердую несферичную оболочку, момент инерции будет иметь твердотельное значение. Для описания свойства (3.4) в рамках коллективной модели приходится считать, что вещество ядра представляет собой смесь сверхтекучей жидкости с вязкой. Поэтому свойство (3.4) называется *частичной сверхтекучестью ядерной материи*.

Аксиально несимметричные ядра обладают тремя вращательными степенями свободы и поэтому имеют более сложный вращательный спектр (см. рис. 2.20).

4. За счет деформируемости в несферичных ядрах возможны и возбуждения колебательного типа. Наинизшими собственными частотами обладают две коллективные степени свободы, соответствующие осцилляциям параметров β и γ (β -колебания и γ -колебания). Оба типа колебаний для тяжелых ядер имеют частоты порядка 1 МэВ.

Расшифровка различных колебательных уровней оказывается довольно сложной главным образом из-за того, что колебания разных типов в реальных ядрах обычно связаны друг с другом, а также с вращательными и другими степенями свободы ядра.

В целом можно сказать, что модель несферичного ядра описывает уже довольно большое количество низколежащих уровней ядер. Попытки усовершенствования этой модели путем учета деформируемости и связей между различными степенями свободы приводят к тому, что модель становится чересчур громоздкой и содержащей слишком много эмпирических параметров.

§ 4. Одночастичные модели ядра

1. В основе модели оболочек лежит допущение о самосогласованном поле ядерных сил, т. е. о том, что реальные силы, действующие между нуклонами, в нулевом приближении можно заменить общим для всех нуклонов силовым центром. Приняв допущение о доминирующей роли самосогласованного поля, мы сразу же сводим задачу многих тел к задаче об одной частице, движущейся в этом поле. Соответствующий полю потенциал подбирается эмпирически. Решив уравнение Шредингера для движения нуклона в самосогласованном поле, мы, как это доказывается в квантовой механике, получим некоторую систему возможных связанных состояний, причем каждому состоянию будет соответствовать определенный уровень энергии. С другой стороны, нуклоны, как частицы с полуцелым спином, подчиняются принципу Паули (см. гл. II, § 8), согласно которому в каждом состоянии может находиться не более одной частицы. Поэтому нуклоны в ядре последовательно заполняют энергетические уровни, начиная с самого нижнего.

2. Уровни ядерного самосогласованного потенциала группируются в оболочки. *Оболочкой* называется совокупность близких по энергии уровней, разделенных энергетическими интервалами, значительно превышающими расстояния между уровнями в пределах оболочки (рис. 3.6). Очевидно, что на ядрах с заполненными оболочками происходит резкое увеличение энергий отделения нуклонов. Это как раз то свойство, которое выделяет магические ядра (см. гл. II, § 3, п. 5). Поэтому в оболочечной модели магическими ядрами являются ядра, у которых заполнены либо протонные, либо нейтронные оболочки. Установление существования магических ядер исторически явилось одним из главных аргументов в пользу оболочечной модели.

3. В отдельные оболочки группируются и энергетические уровни электронов в самосогласованном поле атома. Атомы с замкнутыми оболочками образуют инертные газы. Однако группирование уровней в оболочки в атоме и ядре происходит по-разному. Так, замкнутым атомным оболочкам соответствуют числа электронов 2, 10, 18, 36, 54, 86, отличающиеся от ядерных магических чисел. Порядок заполнения оболочек в самосогласованном поле определяется формой самосогласованного потенциала (точнее, гамильтониана взаимодействия) и его зависимостью от спинов и скоростей частицы.

Атомный самосогласованный потенциал на малых расстояниях от ядра имеет вид кулоновского, а вдали от ядра стремится к нулю быстрее кулоновского за счет экранирования ядерного потенциала электронным облаком.

Самосогласованный ядерный потенциал вследствие короткодействия ядерных сил должен приближенно иметь ту же радиальную зависимость, что и плотность ядерного вещества (см. гл. II, § 6, п. 9). Для средних и тяжелых ядер он примерно постоянен внутри ядра, а в области ядерной границы довольно быстро (но все же не скачкообразно, а плавно) спадает практически до нуля. Для легких ядер самосогласованный потенциал внутри ядра по форме близок к осцилляторному. Кроме того, ядерный гамильтониан, оказывается, зависит еще от взаимной ориентации спинового и орбиталь-

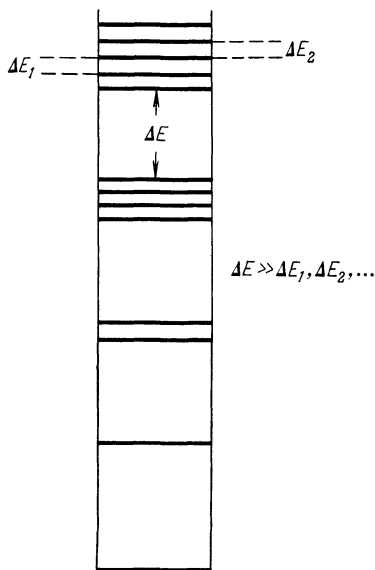


Рис. 3.6. Группирование уровней самосогласованного потенциала в оболочки.

ного моментов количества движения нуклона. Нуклон притягивается к ядру сильнее, когда его спин направлен в ту же сторону, что и орбитальный момент. Создающее этот эффект взаимодействие называется *спин-орбитальным*.

Удовлетворяющий всем перечисленным условиям гамильтониан взаимодействия частицы с самосогласованным полем имеет форму (М. Гепперт-Майер и Дж. Иенсен, 1949)

$$H_{\text{вз}} = V(r) + U(r) \mathbf{s} \mathbf{l}, \quad (3.5)$$

где $V(r)$ — потенциал, имеющий вид ямы с плоским дном и размытым верхним краем (рис. 3.7), \mathbf{s} — спин нуклона, \mathbf{l} — его орбитальный момент, $U(r)$ — центрально-симметричный потенциал, более слабый, чем $V(r)$. По аналогии с атомом обычно полагают, что

$$U(r) = b \frac{\partial V}{\partial r} \frac{1}{r}, \quad (3.6)$$

где b — постоянная, называемая постоянной спин-орбитального взаимодействия.

Второе слагаемое в (3.5) описывает спин-орбитальную связь. Оно максимально при параллельных ($j = l + 1/2$) и минимально при антипараллельных ($j = l - 1/2$) спиновом и орбитальном моментах.

Через j здесь обозначена величина полного момента количества движения нуклона

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}. \quad (3.7)$$

Расстояние между энергетическими уровнями с $j = l + 1/2$ и $j = l - 1/2$ имеет порядок нескольких МэВ и согласно (3.5) растет пропорционально $2l + 1$ при переходе к нуклонам с большими орбитальными моментами.

4. Рассмотрим теперь классификацию ядерных энергетических уровней. Состояние нуклона в поле, описываемом гамильтонианом (3.5), характеризуется четырьмя квантовыми числами n, l, j, m_j . Здесь n — *главное квантовое число*, определяющее расположение уровней при одном и том же l . Чем больше n , тем выше энергетический уровень. Число n может принимать значения 1, 2, 3, ... Математически квантовое число n связано с числом узлов (т. е. нулей) радиальной волновой функции (см. приложение I). Функция с индексом n имеет $n-1$ узлов. В частности, первая радиальная функция, соответствующая $n = 1$, вообще не имеет узлов. При увеличении n растет среднее расстояние нуклона от центра ядра. Через l

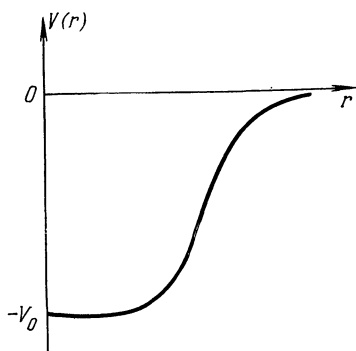


Рис. 3.7. Вид зависимости самосогласованного потенциала $V(r)$ от r .

обозначен орбитальный момент нуклона. Возможные значения l равны 0, 1, 2, ... В соответствии со старинной спектроскопической терминологией уровни с $l = 0, 1, 2, 3$ и т. д. обозначаются через s, p, d, f и далее по алфавиту (сейчас уже мало кто помнит, что буква s происходит от английского слова sharp — острый, и т. д.). Полный момент нуклона j может принимать все положительные полуцелые значения $j = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$. Из (3.7) следует, что для любого уровня $|j-l| = 1/2$, т. е. что $j = l \pm 1/2$. Наконец, через m_j обозначена проекция полного момента j , пробегающая $2j + 1$ значений: $m_j = -j, -j + 1, \dots, j - 1, j$.

Оболочечные уровни нуклона в ядре принято обозначать следующим образом. Первой ставится цифра, дающая значение главного квантового числа n , за этой цифрой пишется буква, обозначающая значение орбитального момента l , и в качестве нижнего индекса к этой букве указывается значение j полного момента. Например, через $1d_{5/2}$ обозначается уровень с $n = 1, l = 2, j = 5/2$. Квантовое число m_j обычно не указывается, так как уровни, различающиеся только по m_j , в самосогласованном потенциале, зависящем лишь от модуля $|r|$, имеют одинаковые энергии. Уровни в самосогласованном потенциале обладают определенной четностью. Четность уровня совпадает с четностью l . Заметим, что в атомной спектроскопии обычно используют другое главное квантовое число, именно, $n_{\text{атомн}} = n_{\text{ядерн}} + l$.

5. Теперь у нас есть все необходимое для построения системы ядерных оболочек: гамильтониан самосогласованного поля и систематика уровней. Остается лишь решить чисто математическую задачу о подборе параметров в гамильтониане для получения системы уровней. Разными авторами найден целый ряд гамильтонианов, согласующихся с экспериментальными данными с предельно возможной в рамках наших модельных представлений точностью. Для нейтронных уровней наиболее распространенным является гамильтониан типа (3.5) с радиальной зависимостью Саксона—Вудса

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}. \quad (3.8)$$

При нахождении протонных уровней к гамильтониану (3.5) необходимо добавить самосогласованный кулоновский потенциал. Обычно его выбирают в виде энергии взаимодействия точечного протона с равномерно заряженным шаром радиуса R и заряда $(Z-1)e$:

$$U_{\text{кул}}(r) = \begin{cases} \frac{(Z-1)e^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], & r < R, \\ \frac{(Z-1)e^2}{r}, & r > R. \end{cases} \quad (3.9)$$

На рис. 3.8 приведена последовательность уровней в гамильтониане (3.5) с $U(r)$ из (3.8) с добавкой (3.9) (для протонов) и с параметрами:

$$V_{\text{op}} = 57,9 \text{ МэВ}, \quad V_{\text{он}} = 45,7 \text{ МэВ},$$

$$R = 7,6 \text{ ферми}, \quad b = -0,17 \text{ ферми}^2, \quad a = 0,65 \text{ ферми}.$$

Такой гамильтониан хорошо воспроизводит уровни в дважды магическом ядре изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Для других ядер параметры

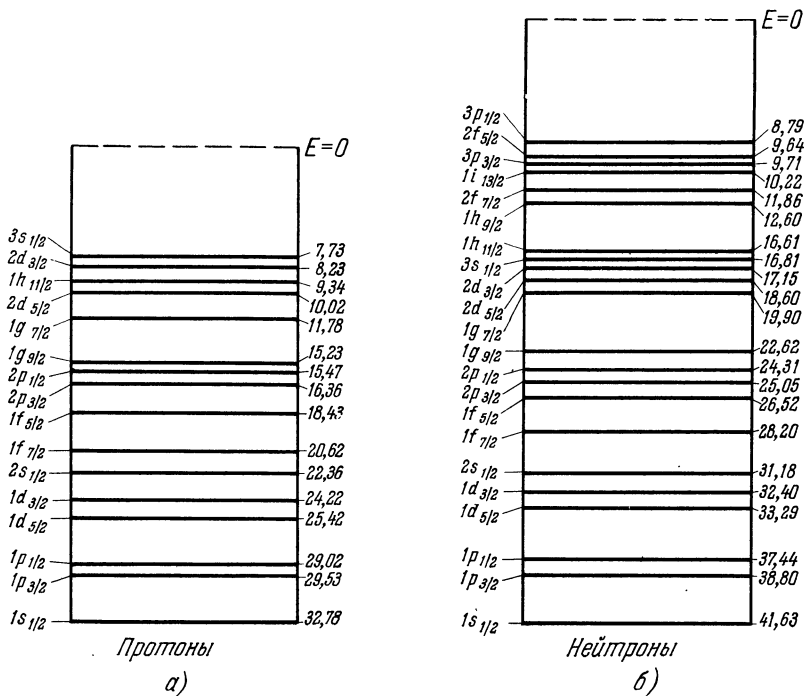


Рис. 3.8. Последовательность протонных (а) и нейтронных (б) уровней в самосогласованном потенциале ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

гамильтониана находятся по следующему эмпирическому правилу:

$$R = 1,28 \cdot A^{1/3} \text{ ферми},$$

$$V_{\text{op}} = V_0 \left(1 + 0,63 \frac{N-Z}{A} \right), \quad V_{\text{он}} = V_0 \left(1 - 0,63 \frac{N-Z}{A} \right),$$

$$V_0 = 53 \text{ МэВ}, \quad b = 0,263 \left(1 + 2 \frac{N-Z}{A} \right) \text{ ферми}^2.$$

Несколько бóльшая величина радиусов и диффузности R и a гамильтониана по сравнению со значением соответствующих пара-

метров распределения плотности ядерного вещества (см. гл. II, § 6, пп. 5, 9) обусловлена ненулевым радиусом действия ядерных сил (см. гл. V, § 2). Различие глубин V_{op} , V_{on} ядерных гамилтонианов протонов и нейтронов можно понять следующим образом. Как мы уже указывали в гл. II, § 3, п. 5, энергия взаимодействия протона с нейтроном в среднем превышает энергии взаимодействия нейтрона с нейтроном и протона с протоном. Самосогласованный потенциал является суммой энергий взаимодействия одного из нуклонов со всеми остальными нуклонами. В ядрах с $N > Z$ протон взаимодействует с большим числом отличных от него нуклонов, чем нейтрон. Это приводит к тому, что $V_{op} > V_{on}$.

6. Проследим теперь качественно, как идет заполнение ядерных оболочек. Руководящими здесь являются следующие соображения. Во-первых, энергия уровня резко, резко, чем в атоме, растет с увеличением главного квантового числа n . Этот резкий рост обусловлен тем, что самосогласованный потенциал быстро спадает с расстоянием, а среднее расстояние нуклона от центра ядра растет с ростом n . Во-вторых, энергия уровня падает с ростом l за счет увеличения кинетической центробежной энергии $\frac{\hbar^2 l^2}{2M^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle$, соответствующей только орбитальному (не радиальному) движению нуклона *). И наконец, за счет спин-орбитального взаимодействия уровни с одинаковыми n и l расщепляются на более низко лежащие состояния с параллельными спиновым и орбитальным моментами ($j = l + 1/2$) и на более высоко лежащие состояния с антипараллельными l и s , для которых $j = l - 1/2$. Величина этого расщепления пропорциональна l , и поэтому оно особенно велико для больших орбитальных моментов. Эти три соображения достаточны для качественного понимания схемы (рис. 3.8) ядерных оболочек.

Как и в атоме, в ядре ниже всего по энергии лежат 2 состояния $1s_{1/2}$, в которых орбитальный момент равен нулю, а волновая функция не имеет узлов. В этой оболочке могут уместиться лишь два нуклона каждого сорта, поскольку проекция момента $1/2$ может принимать лишь два значения $\pm 1/2$. Протонная и нейтронная оболочки $1s_{1/2}$ заполнены в ядре гелия ${}^2\text{He}^4$, которое тем самым является дважды магическим. Таким образом, первая ядерная оболочка аналогична атомной. Гелий является не только магическим ядром, но и «магическим» атомом.

*) В механике показывается, что кинетическая энергия частицы может быть представлена в виде суммы радиальной и центробежной энергий:

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{M^2}{2mr^2},$$

где M — момент количества движения частицы.

Состав следующей оболочки зависит от того, какой эффект сильнее — увеличение центробежной энергии с ростом l или уменьшение потенциальной энергии с ростом n . В атоме оба эффекта сравнимы по величине, поскольку кулоновская потенциальная энергия подобно центробежной медленно (как малая степень $1/r$) спадает с расстоянием. Поэтому в атоме в следующую за $1s$ -оболочкой (в ядерных обозначениях) входят $1p$ и $2s$ -состояния.

В ядре потенциал очень быстро спадает с расстоянием, так что $2s$ -состояние оказывается гораздо выше по энергии, чем состояния $1p$. Поэтому в ядре за оболочкой $1s_{1/2}$ следует оболочка $1p$ в, которой могут находиться 6 нуклонов одного сорта. В $1p$ -оболочке орбитальный момент l уже не нуль. Поэтому здесь начинает сказываться спин-орбитальное взаимодействие, описываемое вторым слагаемым в гамильтониане (3.5). При $l = 1$, $s = 1/2$ полный момент j может быть равен либо $3/2$, либо $1/2$. За счет спин-орбитального взаимодействия состояния $1p_{3/2}$ ($j = 3/2$) оказываются несколько ниже состояний $1p_{1/2}$. При малых l это спин-орбитальное расщепление невелико. Поэтому 4 состояния $1p_{3/2}$ и 2 состояния $1p_{1/2}$ входят в одну и ту же оболочку. Эта оболочка заполняется до конца при восьми нуклонах одного сорта в ядре (2 нуклона в $1s_{1/2}$ -оболочке и 6 в $1p$ -оболочке). Протонная и нейтронная $1p$ -оболочки заполняются до конца в дважды магическом ядре кислорода ${}^8\text{O}^{16}$.

Здесь уже сказывается отличие ядра от атома. Следующим за гелием инертным газом является не кислород, а неон, у которого $Z = 10$. Различие возникает за счет двух состояний $2s_{1/2}$, которые в атоме входят во вторую оболочку, а в ядре — в третью. В эту же третью ядерную оболочку входят 10 состояний $1d$, расщепляющихся на лежащие ниже состояний $2s_{1/2}$ шесть состояний $1d_{3/2}$ и на четыре состояния $1d_{5/2}$, лежащие несколько выше состояний $2s_{1/2}$. Спин-орбитальное расщепление здесь все еще недостаточно для того, чтобы переводить состояния из одной оболочки в другую. Всего в третьей оболочке имеется $2 + 10 = 12$ состояний. Прибавив сюда 8 состояний из предыдущих двух оболочек, мы получим, что в ядре с заполненной третьей оболочкой будет 20 нуклонов соответствующего сорта. Эта оболочка замкнута по протонам и нейтронам в дважды магическом ядре кальция ${}^{20}\text{Ca}^{40}$. Аналогия с атомными оболочками здесь (а дальше тем более) уже полностью утрачивается. В атоме (в ядерных обозначениях) в третью оболочку входят состояния $3s$, $2p$, $1d$.

В четвертую оболочку входят 8 состояний $1f_{7/2}$, 4 состояния $2p_{3/2}$, 6 состояний $1f_{5/2}$, 2 состояния $2p_{1/2}$ и, наконец, 10 состояний $1g_{7/2}$. В состояниях $1f$ орбитальный момент равен 3, и спин-орбитальное расщепление уже значительно. Поэтому 8 состояний $1f_{7/2}$ лежат сравнительно низко и выделяются в подоболочку. Эта подоболочка заполнена по нейтронам в ядре кальция ${}^{20}\text{Ca}^{48}$. У состояний $1g$, где $l = 4$, спин-орбитальное расщепление уже столь велико, что

состояния $1g_{7/2}$ входят в четвертую оболочку, а состояния $1g_{7/2}$ — в пятую. Всего в четвертой оболочке имеется 30 нуклонов. Поэтому в ядре с замкнутой четвертой оболочкой содержится 50 нуклонов.

Дважды магическим ядром, содержащим пятьдесят протонов, является ядро изотопа олова ${}_{50}\text{Sn}^{132}$. Это ядро нестабильно, поскольку у него слишком велик процент нейтронов.

Пятая оболочка содержит 32 состояния, а именно 8 состояний $1g_{7/2}$, 6 состояний $2d_{5/2}$, 4 состояния $2d_{3/2}$, 2 состояния $3s_{1/2}$ и 12 состояний $1h_{11/2}$. В оболочке $1h$, как и в $1g$, спин-орбитальное расщепление настолько велико, что состояния $1h_{11/2}$ и $1h_{9/2}$ принадлежат разным оболочкам. Обратим внимание на то, как высоко находятся в ядре состояния $3s_{1/2}$. В атоме они относятся к третьей оболочке, а в ядре за счет короткодействия ядерных сил — к пятой. При заполнении пятой оболочке в ядре оказывается 82 нуклона соответствующего сорта. Классическим примером ядра с заполненной пятой оболочкой (по протонам) является изотоп свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Это ядро — дважды магическое, поскольку число его нейтронов равно 126, что соответствует заполнению шестой нейтронной оболочки, содержащей 44 состояния: 10 состояний $1h_{9/2}$, 8 состояний $2f_{7/2}$, 6 состояний $2f_{5/2}$, 4 состояния $3p_{3/2}$, 2 состояния $3p_{1/2}$ и 14 состояний $1i_{13/2}$.

Укажем масштабы энергий в оболочечной модели. Расстояния между одночастичными модельными уровнями в пределах одной оболочке по порядку величины равняются нескольким МэВ, расстояния между соседними оболочками (точнее, между центрами соседних оболочек) равняются по порядку величины 10 МэВ (в легких ядрах больше, в тяжелых несколько меньше 10 МэВ).

7. Вопрос о существовании более высоких оболочек является открытым из-за отсутствия экспериментальных данных. Из теоретических соображений следует, что оболочечные эффекты должны ослабевать с ростом массового числа. Это ослабевание обусловлено тем, что практически в любом потенциале разумной формы в оболочке группируются низшие одночастичные уровни. При возрастании порядковых номеров уровней пустые энергетические интервалы, разделяющие оболочки, становятся все более редкими и все более узкими. Все же, однако, делаются попытки предсказать магические числа ближайших высших оболочек — шестой протонной и седьмой нейтронной. Из потенциала (3.8) (с добавкой (3.9) для протонов) для этих оболочек получаются соответственно магические числа $Z = 114$ и $N = 284$. Эти предсказания неоднозначны, так как с увеличением номера оболочки порядок ее заполнения становится более чувствительным к тонким деталям формы потенциала. Нетрудно изменить потенциал (3.8) так, что магическое число шестой протонной оболочки превратится в $Z = 112$ без изменения магических чисел известных оболочек. Заметим, что магические числа низших оболочек почти не зависят от формы потенциала. Так, кулоновская поправка (3.9) не влияет на маги-

ческие числа первых пяти оболочек. Магические числа первых трех оболочек сохраняются при замене потенциала (3.8) на осцилляторный. Первое магическое число 2 сохраняется при переходе к кулоновскому потенциалу, форма которого не имеет ничего общего с ядерным потенциалом.

8. В модели оболочек без остаточного взаимодействия состояний нуклонов в ядре полностью описываются самосогласованным потенциалом типа (3.8) (с добавкой (3.9) в применении к протонам). Одним из важнейших применений теории оболочек в целом является получение спинов и четностей основных и некоторых возбужденных состояний ядер. Эта возможность базируется на том, что каждая замкнутая оболочка имеет нулевой полный момент и положительную четность. Поэтому в создании спина и четности уровня ядра принимают участие только нуклоны внешних оболочек. Например, в ядре изотопа кислорода ${}^8\text{O}^{17}$ основное состояние должно иметь (и действительно имеет) характеристику $5/2^+$, так как сверх заполненных оболочек с $Z = 8$ и с $N = 8$ в этом ядре имеется один нейтрон в третьей оболочке, начинающейся уровнями $1d_{5/2}$. К сожалению, однако, для большинства ядер такие предсказания оказываются неоднозначными. Рассмотрим для примера ядро изотопа хрома ${}^{24}\text{Cr}^{52}$. В этом ядре заполнены оболочка $Z = 20$ и подоболочка $N = 28$. Сверх этих оболочек в состоянии $1f_{7/2}$ имеются четыре протона, моменты которых могут складываться различными способами по правилу (1.31) с учетом принципа Паули. В результате этого сложения получаются различные состояния с суммарными моментами $J = 0, 2, 4, \dots$ В модели без остаточного взаимодействия энергии всех этих состояний одинаковы. Поэтому без допущений о виде остаточного взаимодействия нельзя сказать, каким должен быть спин основного состояния ядра ${}^{24}\text{Cr}^{52}$. Последовательный учет остаточного взаимодействия сложен и математически громоздок. Поэтому мы ограничимся рассмотрением модели оболочек с феноменологическим спариванием, в которой остаточное взаимодействие учитывается предельно простым способом. В этой модели принимается, что остаточное взаимодействие приводит к спариванию одинаковых нуклонов. С явлением спаривания мы уже встречались в гл. II, § 3, п. 5. Оно состоит в том, что нуклоны одного сорта стремятся объединиться внутри ядра в пары с нулевым суммарным моментом и положительной четностью. Допущение о феноменологическом спаривании, как видно, совершенно не усложняет математического аппарата модели. Ниже мы увидим, что оно существенно расширяет область применимости оболочечных представлений.

9. Рассмотрим на основе схемы оболочек спины и четности ядер. Из модели оболочек без остаточного взаимодействия следует, что: а) основные состояния дважды магических ядер должны иметь характеристику 0^+ ; б) характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон больше дважды магического, совпадает

с характеристикой низшего уровня оболочки, начинающейся от соответствующего магического числа; в) характеристика основного состояния ядра, имеющего на один нуклон меньше дважды магического, совпадает с характеристикой высшего уровня оболочки, оканчивающейся на соответствующем магическом числе. Эти правила выполняются без исключений. Например, в ядре изотопа азота ${}^7_7\text{N}^{15}$ не хватает одного протона до дважды магического ядра ${}^8_8\text{O}^{16}$. На магическом числе $Z = 8$ оканчивается вторая оболочка с высшим уровнем $1p_{1/2}$. Поэтому основное состояние ядра ${}^7_7\text{N}^{15}$ должно иметь (и действительно имеет) характеристику $1/2^-$.

В модели оболочек с феноменологическим спариванием нуклоны одного сорта объединяются в пары либо все (при четном числе этих нуклонов), либо все, кроме одного (при нечетном числе этих нуклонов). На спин и четность ядра в целом может влиять только последний неспаренный нуклон. Отсюда следует, что: а) основные состояния всех четно-четных ядер должны иметь характеристику 0^+ ; это правило не имеет исключений; б) характеристика основного состояния ядра с нечетным A должна совпадать с характеристикой уровня, занимаемого последним (т. е. неспаренным) нуклоном; это правило выполняется почти во всех случаях (исключения: ${}^9_9\text{F}^{19}$, ${}^{11}_{11}\text{Na}^{23}$, ${}^{25}_{25}\text{Mn}^{55}$).

Приведем несколько примеров. В ядре изотопа лития ${}^3_3\text{Li}^7$ имеется один неспаренный протон в состоянии $1p_{3/2}$. Соответственно основное состояние этого ядра имеет характеристику $3/2^-$. В ядре изотопа углерода ${}^6_6\text{C}^{13}$ неспаренный нейтрон находится в состоянии $1p_{1/2}$ в полном соответствии с характеристикой $1/2^-$ этого ядра. Более сложным примером является ядро теллура ${}^{52}_{52}\text{Te}^{127}$. Схема последовательности одночастичных уровней при $N = 75$ приведена на рис. 3.9. Согласно этой схеме основной уровень ${}^{52}_{52}\text{Te}^{127}$ должен иметь характеристику $11/2^-$, что противоречит экспериментальному значению $3/2^+$. Для устранения противоречия полагают, что энергия спаривания растет с ростом моментов j спариваемых нуклонов. В результате в ${}^{52}_{52}\text{Te}^{127}$ нейтроны верхней оболочки при спаривании переходят из состояния $2d_{3/2}$ в $1h_{11/2}$, а неспаренный нейтрон остается в состоянии $2d_{3/2}$.

В формировании спина и четности нечетно-нечетного ядра участвуют два неспаренных нуклона. Поэтому характеристики

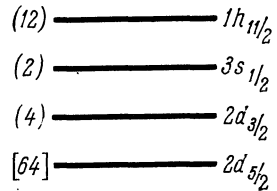


Рис. 3.9. Нейтронные уровни самосогласованного потенциала для ядра изотопа теллура ${}^{52}_{52}\text{Te}^{127}$.

Изображены только уровни, которые заполняются нейтронами в ядрах, близких по числу нейтронов к теллуру.

В круглых скобках слева — число частиц в подоболочках, в квадратных скобках — полное число нейтронов во всех оболочках, предшествующих подоболочке $2d_{3/2}$.

основных состояний таких ядер не могут быть однозначно предсказаны в рассматриваемой модели.

10. В модели ядерных оболочек часто используется понятие дырок. Дыркой в ядерной оболочке называется система нуклонов одного сорта в этой оболочке, число которых на единицу меньше соответствующего магического. Например, вместо того чтобы говорить, что в ядре ${}^7\text{N}^{15}$ имеется семь протонов, можно сказать, что в этом ядре есть одна протонная дырка в p -оболочке. Аналогично можно сказать, что в ядре ${}^6\text{C}^{14}$ имеются две протонные дырки в p -оболочке, и так далее. В квантовой теории доказывається, что дырку в хорошем приближении можно считать частицей, масса и заряд которой противоположны по знаку массе и заряду соответствующего нуклона. Введение дырок полезно тем, что оно дает возможность значительно уменьшить число рассматриваемых частиц при расчетах структуры ядер, близких к магическим «снизу».

11. Посмотрим теперь, в какой мере согласуются с опытом предсказания одночастичной оболочечной модели в отношении магнитных моментов ядра. Для этого нам прежде всего нужно вычислить магнитные моменты протона и нейтрона в различных оболочечных состояниях. Это вычисление производится следующим образом. Магнитный момент μ протона является векторной суммой орбитального момента, обусловленного движением заряда протона, и собственного магнитного момента. В единицах ядерного магнетона $\mu_0 = e\hbar/2M_p c$ орбитальный магнитный момент равен орбитальному механическому моменту l , а собственный магнитный момент равен произведению абсолютной величины $g_p = 2,79$ собственного магнитного момента протона (конечно, в тех же единицах ядерного магнетона) на удвоенный вектор спина $2s$. Поэтому полный магнитный момент протона запишется в виде

$$\mu = l + 2g_p s. \quad (3.10)$$

Из (3.10) видно, что направления полного магнитного и полного механического моментов протона не совпадают. Магнитный момент статистически прецессирует вокруг механического. В результате перпендикулярная механическому моменту часть магнитного момента будет с равной вероятностью направлена по любому азимуту и тем самым не даст вклада в экспериментально наблюдаемый магнитный момент в соответствии со сказанным в гл. II, § 4, п. 5. Таким образом, экспериментально может быть измерена только проекция μ_j магнитного момента μ на механический момент j :

$$\mu_j = \frac{(\mu \cdot j) j}{j^2} = \frac{\mu j}{j+1}. \quad (3.11)$$

Заменив теперь в (3.11) j на его значение $l + s$, нетрудно получить для магнитного момента протона в состоянии с заданными

квантовыми числами j и l выражение

$$\mu_j = j \left\{ \left(1 \mp \frac{1}{2l+1} \right) \pm \frac{2g_p}{2l+1} \right\}. \quad (3.12)$$

Вычисление магнитного момента нейтрона в состоянии с заданными j и l проводится точно так же с той лишь разницей, что для нейтрона орбитальный магнитный момент равен нулю. Получающееся в результате выражение имеет вид

$$\mu_j = \pm \frac{2g_n}{2l+1}, \quad (3.13)$$

где $g_n = 1,913$ — собственный магнитный момент нейтрона в единицах ядерного магнетона.

В модели оболочек с феноменологическим спариванием формула (3.12) должна описывать магнитные моменты всех ядер с нечетными A и Z , а формула (3.13) — магнитные моменты всех ядер с нечетными A и N .

На рис. 3.10 изображены кривые (линии Шмидта), определяющие зависимость μ от j при значениях $j = l \pm 1/2$ для каждого класса ядер с нечетным A . На этом же рисунке точками отмечены экспериментальные значения магнитных моментов ядер. Как видно, все экспериментальные моменты лежат между линиями Шмидта*). В большом числе случаев экспериментальные точки лежат заметно ближе к одной линии, чем к другой, причем почти всегда более близкое значение соответствует предсказаниям оболочечной теории.

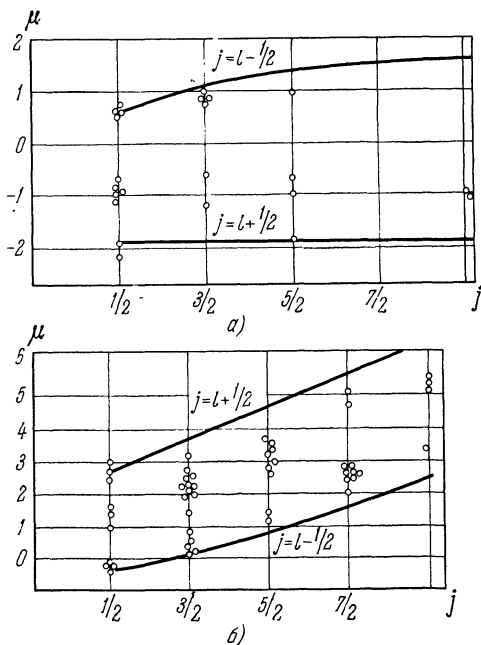


Рис. 3.10. Магнитные моменты μ для ядер с нечетным A .

а) Нечетное N , б) нечетное Z . Точки — экспериментальные данные, сплошные линии рассчитаны по оболочечным формулам (3.12) и (3.13).

*) Нетривиальным исключением из этого правила являются магнитные моменты ядер ${}^1_1\text{H}^3$ и ${}^2_2\text{He}^3$. Простота их структуры, казалось бы, позволяет исследовать все возможные причины аномального поведения их магнитных моментов. Однако удовлетворительное объяснение до сих пор найти не удалось. Похоже, что это отклонение связано с тем, что магнитный момент нуклона внутри ядра несколько отличается от момента свободного нуклона.

Таким образом, качественно поведение магнитных моментов хорошо объясняется оболочечной теорией, т. е. магнитные моменты ядер в основном имеют одночастичное происхождение. Для получения более точного совпадения теории с опытом необходим учет остаточного взаимодействия между нуклонами.

12. Кажется бы, по аналогии с магнитными моментами одночастичная оболочечная модель должна качественно объяснять и значения квадрупольных моментов ядер. Однако здесь эту модель постигла почти полная неудача. Если квадрупольный момент ядра определяется квадрупольным моментом последнего, неспаренного, нуклона, то очевидно, что этот момент должен равняться нулю для всех ядер с нечетными A и N . Однако, как видно из табл. 2.3, многие из таких ядер обладают довольно большими квадрупольными моментами. Далее, для квадрупольных моментов ядра с неспаренным протоном теоретический расчет дает значение

$$Q = -er^2 \frac{2j-1}{2j+1}, \quad (3.14)$$

где r^2 — средний квадрат расстояния неспаренного протона от центра ядра. Вычисленные по формуле (3.14) значения качественно согласуются с экспериментальными только для ядер, непосредственно примыкающих к магическим. Вдали от замкнутых оболочек величины квадрупольных моментов ядер во много раз (до 30) больше значений, даваемых оболочечной теорией. Отсюда следует, что квадрупольные моменты ядер имеют, как правило, не одночастичное, а коллективное происхождение. Иными словами, квадрупольные моменты отдельных нуклонов, в отличие от моментов количества движения и магнитных моментов, не компенсируются, а, как говорят, когерентно (т. е. с одним и тем же знаком) складываются. Такое поведение квадрупольных моментов отдельных нуклонов характерно для деформированного ядра.

13. До сих пор мы излагали предсказания оболочечной модели только в отношении свойств основных состояний ядер. В этом пункте мы остановимся на вопросе о применимости этой модели к исследованию структуры возбужденных состояний. Если самосогласованное взаимодействие намного превосходит остаточное, то можно сделать следующие предсказания о структуре возбужденных состояний магических и околомагических ядер:

а) в дважды магических ядрах первое возбужденное состояние должно быть отделено от основного широким энергетическим интервалом, называемым *маговым просветом*; ширина магового просвета должна равняться интервалу между соответствующими оболочками; б) в ядрах с одним нуклоном сверх дважды замкнутой оболочки в области магового просвета должны существовать только уровни, соответствующие переходу внешнего нуклона в возбужденные состояния над замкнутой оболочкой; в) в ядрах с одной дыркой

сверх дважды замкнутой оболочки должны существовать только уровни, соответствующие переходу дырки в возбужденное состояние внутри ее оболочки.

Посмотрим, в какой мере выполняются эти предсказания. Маговый просвет существует у всех дважды магических ядер. Однако ширина этого просвета значительно меньше предсказываемой. Например, в ядре изотопа ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ расчетная ширина магового просвета составляет 7,2 МэВ, а фактическая — всего лишь 3,3 МэВ. Уже это указывает на то, что количественный вклад остаточных взаимодействий не может быть малым. Возбужденный уровень с энергией 3,3 МэВ имеет положительную четность. Этот факт свидетельствует о том, что роль остаточных взаимодействий не просто заметна, а очень велика. Действительно, все уровни третьей оболочки четны, а все уровни четвертой — нечетны. Поэтому при переходе одного нуклона ядра ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ из третьей оболочки в четвертую должно получаться нечетное состояние. Четное состояние может получиться либо при переходе нуклона из второй оболочки в четвертую, либо при возбуждении двух нуклонов из третьей оболочки. В обоих случаях расчетная энергия возбуждения больше десятка МэВ. Аналогичные уровни аномальной четности в области магового просвета наблюдаются и у других дважды магических ядер. Поясним происхождение низших возбужденных состояний в магических ядрах. В оболочечной модели эти состояния получаются перемещением нуклона из последней заполненной оболочки в первую свободную. При таком перемещении в свободной оболочке появляется частица, а в заполненной — дырка. Поэтому возникающие состояния называются частично-дырочными и обозначаются через $(n_1 l_1 j_1)^{-1} n_2 l_2 j_2$, где $n_1 l_1 j_1$ и $n_2 l_2 j_2$ — квантовые числа дырки и частицы. Остаточное взаимодействие приводит к смешиванию, т. е. к суперпозиции различных состояний частицы и дырки

$$(n_1 l_1 j_1)^{-1} n_2 l_2 j_2 \rightleftharpoons (n_1' l_1' j_1')^{-1} n_2' l_2' j_2' \rightleftharpoons \text{и т. д.}, \quad (3.15)$$

и формирует коллективные частично-дырочные состояния. Коллективные состояния отвечают скоррелированному движению частицы и дырки. Чем больше частично-дырочных состояний вовлечено в процесс смешивания (3.15), тем более скоррелированным будет это движение. За счет возникающего при корреляции выигрыша в энергии коллективные состояния оказываются в маговом просвете. Так, в ядре ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ возбужденное состояние 3^- с энергией 3,7 МэВ является коллективным частично-дырочным состоянием. Аналогичная ситуация имеет место в других дважды магических ядрах.

Первые возбужденные состояния 0^+ в ядрах ${}_8\text{O}^{16}$ и ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ (с энергиями соответственно 6,1 и 3,3 МэВ) имеют более сложную природу: в этих состояниях ядра ${}_8\text{O}^{16}$ и ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ деформированы.

У ядер с одной частицей (или с одной дыркой) сверх дважды замкнутой оболочки, как правило, отчетливо прослеживаются

уровни, соответствующие одночастичному (или однодырочному) возбуждению. Так, у ядра изотопа кислорода ${}^8\text{O}^{17}$ первое возбужденное состояние имеет характеристику $1/2^+$, что соответствует возбуждению внешнего нейтрона из состояния $1d_{3/2}$ в состояние $2s_{1/2}$. У этого ядра есть и возбужденный уровень $3/2^+$, соответствующий переходу нейтрона в состояние $1d_{3/2}$. У ядра ${}^8\text{O}^{15}$ имеется уровень $3/2^-$, соответствующий возбуждению нейтронной дырки из состояния $1p_{3/2}$ в состояние $1p_{1/2}$. Но у ядер ${}^8\text{O}^{17}$, ${}^8\text{O}^{15}$ и им подобных по соседству с одночастичными (однодырочными) уровнями имеются уровни противоположной четности, также свидетельствующие о большой величине остаточных взаимодействий.

14. У возбужденных уровней ядер, далеких от магических, четкость проявления оболочечных эффектов снижается. Уже в магических и соседних с ними ядрах при энергиях возбуждения, превышающих соответственно энергии двух и одного магового просвета, исчезают одночастичные и частично-дырочные возбуждения. Это вызывается тем, что при таких энергиях из-за сильного взаимодействия с более сложными степенями свободы (возбуждениями дважды магического остова) одночастичные и частично-дырочные возбуждения быстро затухают. В немагических ядрах это затухание простейших возбуждений наступает при значительно меньших энергиях возбуждения. Тем не менее в определенной степени оболочечные эффекты прослеживаются и в немагических четно-четных ядрах. Они сводятся к следующему:

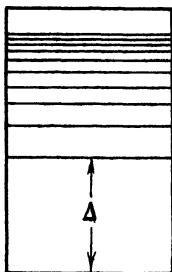


Рис. 3.11. Схематическое изображение энергетического спектра четно-четных ядер с $A \geq 50$. «Энергетическая щель» Δ в спектре возникает из-за спаривания тождественных нуклонов.

а) Первые возбужденные состояния с характеристикой 3^- являются, как правило, коллективными частично-дырочными состояниями.

б) Большинство низколежащих уровней имеет положительную четность. Оболочечная модель предсказывает эту особенность, поскольку низколежащие уровни соответствуют различным размещениям нуклонов по уровням незаполненной оболочки. В пределах же одной оболочки все уровни, кроме одного (в средних и тяжелых ядрах), имеют одну и ту же четность.

в) Качественно спектр возбуждения сферических четно-четных ядер выглядит так, как это изображено на рис. 3.11. Оболочечная модель со спариванием предсказывает именно такого типа спектр.

Действительно, чтобы возбудить четно-четное ядро, необходимо разорвать связь спаренных нуклонов. На это требуется энергия 2—3 МэВ. Поэтому в спектре немагических четно-четных ядер должна существовать энергетическая щель, аналогичная маговому просвету, но меньшая по величине.

В целом из изучения возбужденных уровней ядер следуют два вывода об области применимости оболочечных представлений. Во-первых, оболочечные эффекты наиболее отчетливо проявляются у ядер магических и близких к магическим. Во-вторых, успех оболочечной модели объясняется не малостью остаточного взаимодействия, а тем, что многие оболочечные эффекты оказываются очень устойчивыми, т. е. сохраняются даже при сильном остаточном взаимодействии.

15. Остаточное взаимодействие приводит к возникновению парных корреляций между нуклонами. Поясним теперь сделанное в конце предыдущего пункта замечание, почему, несмотря на эти корреляции, приближение самосогласованного поля применимо к ядру даже при больших остаточных взаимодействиях. Допустим на минуту, что остаточное взаимодействие в ядре «выключено». Тогда нуклоны строго расположатся по оболочечным состояниям, причем в силу принципа Паули в каждом заполненном состоянии сможет находиться лишь один нуклон. Теперь «включим» остаточное взаимодействие. Оно, конечно, будет стремиться изменить состояния нуклонов. Но, чтобы изменить состояние нуклона, надо его выбить в одно из свободных состояний. А для этого нуклонам, находящимся на внутренних оболочках, нужны большие энергии возбуждения — до десятков МэВ. Поэтому даже довольно интенсивное остаточное взаимодействие может выбивать нуклон из внутренней оболочки редко и лишь на короткие промежутки времени. В результате структура внутренних заполненных оболочек в среднем слабо искажается остаточными взаимодействиями, что и обеспечивает применимость концепции независимого движения нуклонов в ядре. Только на нуклоны последней (верхней) оболочки остаточное взаимодействие может влиять заметным образом.

§ 5. Обобщенная модель ядра

1. У большинства ядер проявляются как одночастичные, так и коллективные степени свободы. Так, например, у ядер с числами Z и N , далекими от магических, спины и четности основных состояний, как правило, хорошо описываются оболочечной теорией, в то время как квадрупольные электрические моменты имеют коллективное происхождение. Одновременный учет коллективных и одночастичных степеней свободы осуществляется в обобщенных моделях.

2. Исторически первой была рассмотрена обобщенная модель со слабой связью. В этой модели ядро считается состоящим из сферического четно-четного остова и небольшого числа внешних нуклонов. Для описания остова используется коллективная модель, а для описания внешних нуклонов — модель независимых частиц. При этом взаимодействие между степенями свободы остова и внешних нуклонов считается слабым. Мы ограничимся случаем одного внешнего нуклона и остова, описываемого капельной моделью.

Характеристика основного состояния ядра в этом случае та же, что и в оболочечной модели. Спектр низших возбужденных состояний обогащается, так как возбуждаться могут как внешний нуклон, так и остов. В остове может возбуждаться либо квадрупольное

колебание с характеристикой 2^+ , либо октупольное с характеристикой 3^- (см. § 3, п. 1). Сложение моментов возбужденного остова и внешнего нуклона по правилу (1.31) дает моменты новых уровней, отсутствующих в оболочечной модели. Приведем два примера. Ядро серебра ${}_{47}\text{Ag}^{107}$ в основном состоянии имеет характеристику $1/2^-$, соответствующую внешнему протону в состоянии $3p_{1/2}$. Это ядро имеет два близко лежащих возбужденных уровня $3/2^-$ и $5/2^-$, соответствующих квадрупольному возбуждению остова. В ядре висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ имеется семь близко лежащих уровней $3/2^+$, $5/2^+$, ..., $15/2^+$

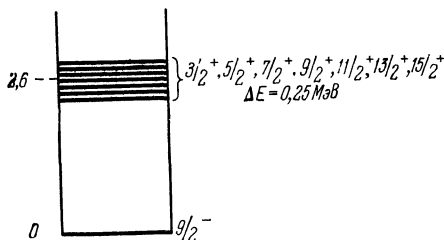


Рис 3 12 «Сектуплет» — семерка уровней в ядре изотопа висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$

Справа указаны моменты и четности всех семи уровней и энергия ΔE расщепления. Каждый из уровней сектуплета имеет структуру: «внешний» протон в основном состоянии $1h_{9/2}$ и возбужденный остов (Pb^{208**}) в состоянии 3^- .

приведенных примерах. Так, все отмеченные выше уровни ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ относятся к энергии возбуждения около 2,6 МэВ, в то время как расщепление уровней имеет порядок 200 кэВ. При наличии более чем одного нуклона над остовом критерий слабости связи обычно выполняется плохо. При несферичном остове связь никогда не является слабой из-за очень малой энергии возбуждения вращательных уровней остова.

3. В обобщенной модели с сильной связью главным является допущение о независимом движении нуклонов в самосогласованном потенциале несферичной (но обычно аксиально симметричной) формы. Несферичность потенциала приводит к тому, что плотность нуклонов в ядре также оказывается сферически асимметричной. Поэтому у ядра возникает новая, причем коллективная, степень свободы, соответствующая вращению остова в целом. Эта степень свободы также учитывается в модели. В отношении взаимодействия между одночастичными возбуждениями и коллективным вращением принимается адиабатическая гипотеза, согласно которой расстояния между соседними вращательными уровнями намного меньше расстояний между соседними одночастичными уровнями. Наглядно

(рис. 3.12), соответствующих октупольному возбуждению остова и протону в состоянии $1h_{9/2}$. Моменты этих уровней соответствуют всем возможным способам сложения моментов остова и нуклона.

Критерий применимости модели слабой связи имеет вид

$$\Delta E < E_{\text{возб}}, \quad (3.16)$$

где $E_{\text{возб}}$ — энергия возбуждения остова, ΔE — расстояние между ядерными уровнями, соответствующими одному и тому же возбуждению остова. Этот критерий прекрасно выполняется в только что

адиабатическая гипотеза соответствует тому, что коллективное вращение происходит гораздо медленнее одночастичных движений нуклонов. Поэтому при расчете движения нуклонов силовой центр можно считать покоящимся.

4. Рассмотрим структуру одночастичных уровней в несферичном аксиально симметричном потенциале. При переходе от сферически симметричного потенциала к несферичному квантовые числа l и j перестают быть сохраняющимися величинами. Проекция m_j момента на ось симметрии ядра остается интегралом движения, но уровни, соответствующие разным значениям $|m_j|$, уже имеют разные энергии. Как говорят, снимается вырождение по $|m_j|$. Вырождение по знаку m_j остается ввиду равноправия обеих ориентаций оси симметрии. При переходе к вращающемуся ядру величина m_j превращается в проекцию K момента на движущуюся ось симметрии. Для полной характеристики уровня в несферичном потенциале наряду с K нужны еще какие-то три квантовых числа. Но найти подобный njl набор таких чисел, имеющий наглядный физический смысл, до сих пор не удалось. Поэтому часто используются асимптотические квантовые числа, являющиеся хорошими при больших деформациях, а иногда уровни просто нумеруют в порядке возрастания энергии возбуждения.

Одним из наиболее часто используемых несферичных потенциалов является нильсеновский

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} M (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + Cls + Dl^2, \quad (3.17)$$

где

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{2}{3} \beta\right), \quad \omega_z^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{4}{3} \beta\right),$$

ω_0 , C , D — константы.

При больших деформациях роль последних двух слагаемых становится малой. В пренебрежении этими слагаемыми движение нуклона в нильсеновском потенциале сводится к независимым гармоническим колебаниям по трем осям. Допустимые энергии этих колебаний равны соответственно $\hbar n_1 \omega_x$, $\hbar n_2 \omega_y$, $\hbar n_3 \omega_z$, где n_1 , n_2 , $n_3 = 0, 1, 2, \dots$. Поэтому величины n_1 , n_2 , n_3 здесь являются квантовыми числами, характеризующими состояние нуклона. От этих квантовых чисел можно перейти к трем другим: $N = n_1 + n_2 + n_3$, n_3 и проекции Λ орбитального момента на ось симметрии. Добавив к числам N , n_3 , Λ проекцию спина на ось симметрии, мы получаем так называемый асимптотический набор квантовых чисел, который нередко используется в литературе. Отметим, что уровни в несферичном потенциале имеют определенную четность.

5. На рис. 3.13 приведен спектр уровней нуклона в нильсеновском потенциале при разных значениях параметра деформации β . Проследим характерные особенности этого спектра. Снятие вырож-

дения по $|K|$ приводит к увеличению общего числа различных уровней по сравнению со сферическим случаем. При росте параметра деформации уровни, соответствующие одной оболочке, постепенно

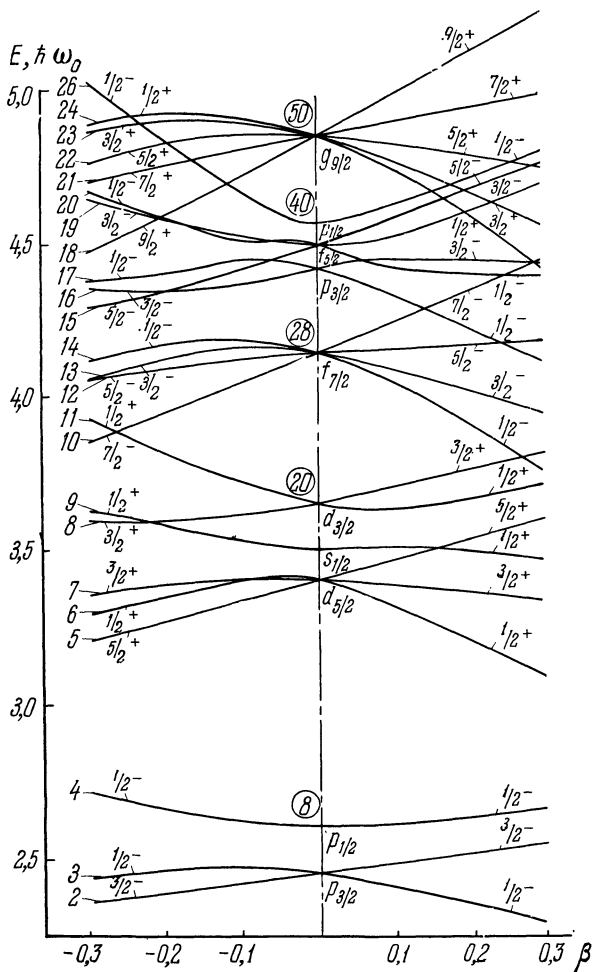


Рис. 3.13 Зависимость положения уровней в нильсеновском самосогласованном потенциале от деформации β

Цифры слева — порядковый номер уровня, цифры в кружке — число частиц при заполнении оболочек в сферически симметричном потенциале

«расползаются» При деформациях порядка 0,3—0,4 оболочки начинают перекрываться. Это утрачивание оболочечных свойств при больших деформациях сохраняется и для несферических потен-

циалов иной формы. Однако при дальнейшем увеличении деформации, как видно из рис. 3.14, вновь возникает оболочечное группирование уровней. Новые оболочки играют существенную роль в теории

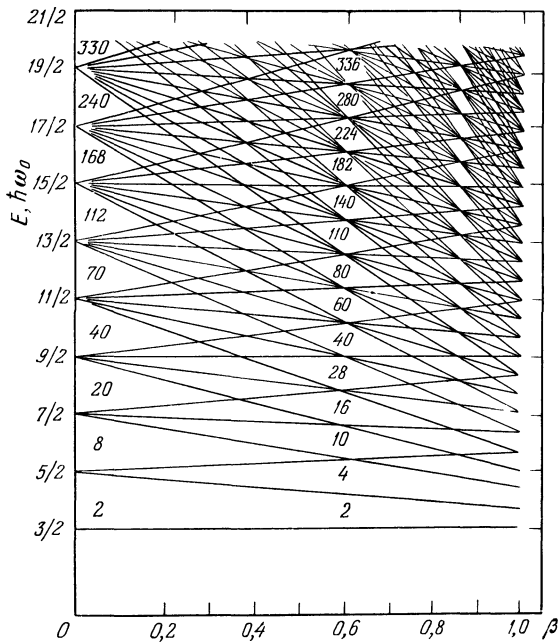


Рис. 3.14. Зависимость положения уровней от деформации для неанзотропного гармонического осциллятора.

Энергия — в единицах $\hbar\omega_0$, цифры над уровнями — число нуклонов в оболочках.

спонтанно делящихся изомеров (см. гл. X, § 3, п. 9). Последовательность уровней в нильсеновском потенциале в общем плохо согласуется с экспериментальными данными о ядерных уровнях. В частности, поэтому за последние годы все чаще используется несферический потенциал Саксона — Вудса, получающийся из (3.5) и (3.8) заменой

$$R \rightarrow R(\vartheta) = R(1 + \beta) Y_{20}(\vartheta),$$

где сферическая функция

$$Y_{20}(\vartheta) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \right).$$

Тем не менее имеющие простой вид волновые функции состояний в нильсеновском потенциале широко используются в различных расчетах.

6. В адиабатическом приближении каждое состояние внутреннего движения не искажается при приведении ядра во вращение. Поэтому каждому состоянию внутреннего движения соответствует вращательная полоса (2.35), в которой $J = K, K + 1, \dots$ Примером может служить приведенный на рис. 3.15 спектр ядра плутония

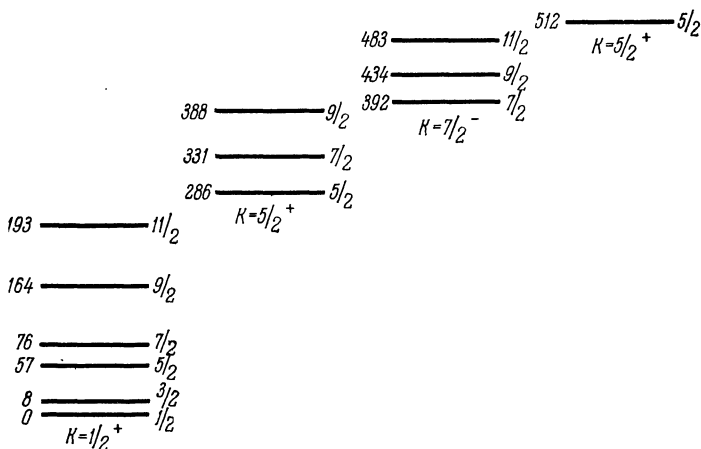


Рис. 3.15. Различные вращательные полосы в спектре ядра изотопа плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$.

${}_{94}\text{Pu}^{239}$. На рисунке видны четыре такие вращательные полосы, каждая из которых соответствует определенному состоянию последнего нуклона.

В модели сильной связи хорошо объясняются электрические квадрупольные моменты ядер. Для моментов инерции получаются твердотельные значения, превышающие экспериментальные. Правильные значения моментов инерции получаются при учете спаривания нуклонов (С. Т. Беляев, 1959; А. Б. Мигдал, 1960; В. Г. Соловьев, 1960).

7. В обобщенной модели с сильным взаимодействием можно разделить ядро на несферичный остов и один или несколько внешних нуклонов. В адиабатическом приближении этот вариант модели не дает качественно новых результатов, но приводит к упрощению расчетов. Однако противопоставление внешнего нуклона нуклонам остова здесь менее оправдано, чем в случае слабой связи, поскольку при сильной связи уровни внешнего нуклона не отделены относительно большим промежутком от уровней нуклонов остова.

§ 6. Другие модели и заключительные замечания

1. Кроме рассмотренных выше для объяснения различных деталей структуры ядра используется целый ряд других моделей. Почти все эти модели являются вариантами (упрощенными или, напротив, обобщенными) предыдущих.

2. *Ферми-газ*. Предельно упрощенный вариант оболочечной модели, в котором нуклоны трактуются как идеальный ферми-газ, заключенный внутри большого (в пределе неограниченного) объема. Область применимости: простое качественное объяснение некоторых общих свойств ядра, таких как насыщение ядерных сил, существование большой энергии симметрии и др.

3. *Ядерная материя*. В этой модели изучаются свойства несуществующей в природе гипотетической сплошной среды, состоящей из одинакового количества нейтронов и протонов. При этом не учитывается кулоновское взаимодействие протонов, препятствующее созданию ядер очень больших размеров. Считается, что центральные области тяжелых ядер по своим свойствам близки к ядерной материи. Область применимости модели: вычисление плотности и удельной энергии связи ядерной и нейтронной материи, объяснение насыщения ядерных сил и др.

4. *Модель оболочек со спариванием*. В этом варианте модели оболочек остаточное взаимодействие учитывается введением сил спаривания, действующих только между нуклонами одного сорта, у которых квантовые числа n , l , j совпадают, а проекции m_j равны по абсолютной величине и противоположны по знаку. (Математический аппарат учета сил спаривания был создан Н. Н. Боголюбовым.) В этой модели хорошо объясняются (уже не феноменологическим постулированием результата, а расчетным путем) спины и четности основных и многих низших возбужденных состояний почти всех ядер. Замечательным успехом модели со спариванием является объяснение частичной сверхтекучести ядерной материи, т. е. получение правильных значений моментов инерции ядер (см. § 3, п. 3).

5. *Модель нуклонных ассоциаций*. В старом переупрощенном варианте этой модели ядро трактуется как состоящее из более легких ядер. Например, ядро ${}^6_3\text{Li}$ считалось связанным состоянием α -частицы и дейтрона, ядро ${}^{12}_6\text{C}$ — связанным состоянием трех α -частиц и т. д. В современном варианте волновая функция ядра берется в виде суперпозиции волновых функций различных связанных состояний указанного выше типа. С помощью модели нуклонных ассоциаций успешно объясняется структура большого числа состояний различных легких ядер. Область применимости модели ограничена определенным кругом состояний легких ядер.

6. *Модель оболочек с остаточным взаимодействием*. Это наиболее общая (и наиболее современная) форма модели оболочек, в кото-

рой тем или иным способом подбирается потенциал остаточного взаимодействия. Модель очень громоздка математически, но позволяет объяснять (а часто и предсказывать) большое количество данных о характеристиках различных уровней и о многих свойствах ядерных реакций и ядерных распадах.

7. В заключение попробуем, воспользовавшись модельными представлениями, ответить на вопрос, на что же похоже ядро, с каким из знакомых состояний вещества более всего сходно ядерное вещество.

На сегодняшний день главным свойством ядерной структуры следует считать существование в ядре независимых движений, скажем осторожно, одночастичного типа. Путь к пониманию этого свойства был долгим и мучительным, так как оно обосновывается не одним-двумя определяющими фактами, а лишь обширной совокупностью данных о статических свойствах, спектрах возбужденных состояний, а также о ядерных реакциях. Из этого свойства следует, что ядро более всего похоже на вырожденный ферми-газ, т. е. на плотный идеальный газ, состоящий из частиц, подчиняющихся принципу Паули, и находящийся при температуре, соответствующей энергии kT , намного меньшей кинетической энергии последнего заполненного состояния. Такой «ядерный газ» похож на электронный газ в кристаллах.

Эта аналогия с газом, однако, весьма ограничена уже потому, что ядро само по себе имеет конечный объем и почти постоянную плотность, а не стремится занимать максимальный объем, как это положено газу. Постоянство плотности роднит ядро с жидкостью, которую из-за резкого проявления квантовых свойств называют ферми-жидкостью. Но капля жидкости должна иметь сферическую форму.

Поэтому существование большого числа ядер, форма которых в равновесном состоянии несферична, с определенностью показывает, что у ядра имеются свойства, роднящие его с кристаллическим состоянием вещества.

Но и на кристалл в целом ядро похоже мало из-за наличия в последнем одночастичных внутренних движений, свойственных атомам не кристалла, а газа. Круг замкнулся. Заметим, что в этот круг не попало четвертое (и самое распространенное во Вселенной) агрегатное состояние вещества — плазма. Это не случайно. Ядро менее всего похоже на плазму, основными свойствами которой являются низкая плотность и главенствующая роль дальнедействующих (кулоновских) сил.

Мы приходим к выводу, что ядро является новым своеобразным состоянием вещества, имеющим общие черты с ферми-газом, ферми-жидкостью и твердым телом.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ**§ 1. Основные понятия и определения**

1. Существуют различные толкования термина «ядерные реакции» В самом широком смысле ядерной реакцией называется любой процесс, начинающийся столкновением двух, редко нескольких, микрочастиц (простых или сложных) и идущий, как правило, с участием сильных взаимодействий (см. гл. VII, § 1). С этой точки зрения ядерными реакциями в числе прочих являются и такие процессы, как, например, упругое рассеяние нуклон — нуклон, рождение нового пиона при столкновении пиона с нуклоном и др. Этому довольно всеобъемлющему определению удовлетворяют и ядерные реакции в узком смысле этого слова, под которыми понимаются процессы, начинающиеся столкновением простой или сложной микрочастицы (нуклон, дейтрон, γ -квант, пион,...) с ядром. Мы будем в основном придерживаться первого, более широкого понимания термина «ядерные реакции», поскольку нас интересуют и ядра, и элементарные частицы.

В этой главе рассматриваются ядерные реакции в узком смысле. Реакции, возникающие при столкновении элементарных частиц, будут рассмотрены в гл. VII.

В экспериментальных установках обычно более тяжелая из сталкивающихся частиц покоится, а более легкая на нее налетает. Покоящаяся частица называется частицей мишени (или, если это ядро, ядром мишени). Налетающие частицы в русском языке специального названия не получили (в английском языке употребляется термин projectile — снаряд). В ускорителях на встречных пучках (см. гл. IX, § 2, п. 13) обе сталкивающиеся частицы движутся, так что разделение на мишень и пучок налетающих частиц терять смысл.

Отметим, что нашему определению реакции удовлетворяет, как частный случай, и упругое рассеяние частиц.

2. Ядерные реакции нужны для различных целей.

Самим физикам изучение ядерных реакций необходимо для получения информации о свойствах новых изотопов, новых частиц, возбужденных состояний ядер и элементарных частиц. Не следует забывать, что в микромире из-за наличия квантовых закономерностей на частицу или ядро нельзя «посмотреть». Поэтому основным

методом изучения ядер и элементарных частиц является изучение их столкновений, т. е. ядерных реакций.

В прикладном отношении ядерные реакции нужны для использования внутриядерной энергии, а также для получения радиоактивных изотопов.

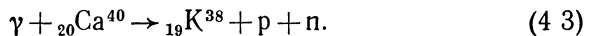
3. Для записи ядерных реакций в литературе используется несколько способов. Наиболее наглядной и универсальной является запись, аналогичная принятой в химии: слева пишется сумма начальных частиц, затем ставится стрелка, указывающая направление течения процесса, после чего справа пишется сумма конечных продуктов реакции. Например, в форме



записывается реакция столкновения протона с ядром лития ${}_3\text{Li}^7$, приводящая к образованию двух α -частиц. Реакция, в которой протон, сталкиваясь с ядром кислорода ${}_8\text{O}^{17}$, образует нейтрон и ядро фтора ${}_9\text{F}^{17}$, записывается в форме



Таким способом, конечно, можно описывать реакции не только с двумя, но и с несколькими частицами в конечном состоянии. Например, реакция отщепления протона и нейтрона γ -квантом от ядра ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ записывается в форме



В этой же форме можно записывать и любые реакции взаимопревращений элементарных частиц. Так, в виде



изображается процесс столкновения отрицательно заряженного пиона π^- с протоном, ведущий к образованию нейтрона и нейтрального пиона π^0 .

Для ядерных реакций в узком смысле слова часто используется иная форма записи, в которой сначала пишется ядро-мишень, затем в скобках налетающая частица и отделенные запятой частицы, получающиеся в результате реакции. В конце пишется ядро-продукт. Реакции (4.2), (4.3) в этих обозначениях имеют соответственно вид $\text{O}^{17}(p, n)\text{F}^{17}$, $\text{Ca}^{40}(\gamma, pn)\text{K}^{38}$. Часто пользуются еще более короткой записью, не указывая ядер, участвующих в реакции. Скажем, символ (p, n) означает реакцию выбивания нейтрона протоном из некоторого ядра.

4. Для количественного изучения свойств ядерных реакций необходимы какие-то численные величины, описывающие интенсивность и другие характеристики реакции. Реакция



в которой в начальном и конечном состояниях имеются по две частицы, полностью характеризуется *дифференциальным эффективным сечением* $d\sigma/d\Omega$ рассеяния в область телесного угла $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$, где ϑ , φ — азимутальный и полярный углы вылета одной из частиц (угол ϑ отсчитывается от направления движения налетающей частицы), обычно легкой.

Если частицы бесспиновые или если в начальном состоянии спины налетающей частицы и мишени ориентированы хаотично, то весь процесс обладает цилиндрической симметрией относительно оси, проходящей через мишень в направлении движения падающих частиц. Поэтому дифференциальное сечение будет зависеть только от угла ϑ , и его можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{\sin \vartheta d\vartheta} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi = 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

Форма зависимости дифференциального сечения от угла называется *угловым распределением*. Часто используется понятие *интегрального сечения* *), получающегося из дифференциального интегрированием по углам:

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

Интегральное сечение характеризует интенсивность реакции. Так, если в реакции получается новый изотоп, то его количество пропорционально интегральному сечению соответствующей реакции. Дифференциальное сечение рассеяния, в отличие от интегрального, зависит от выбора системы координат. Подавляющее большинство экспериментальных исследований проводится в лабораторной системе координат (ЛС), в которой мишень покоится. Теоретические исследования удобнее производить в системе центра инерции (СЦИ), в которой покоится центр инерции сталкивающихся частиц. Формулы перехода из одной системы в другую приведены в приложении II. В ядерных реакциях в узком смысле слова обычно масса налетающей частицы во много раз меньше массы ядра, так что при не очень высоких энергиях центр инерции почти совпадает с координатой ядра, т. е. ЛС и СЦИ практически совпадают. Наиболее сильно эти системы различаются в реакциях при сверхвысоких энергиях, когда кинетическая энергия налетающей частицы во много раз превосходит сумму масс покоя обеих сталкивающихся частиц. В этом случае СЦИ движется относительно ЛС со скоростью, близкой к скорости света.

Совокупность значений масс, энергий и импульсов участвующих в реакции частиц часто называют кинематикой процесса. Не все кинематические величины независимы. В реакциях с двумя части-

*) Интегральное сечение часто называют просто сечением соответствующего процесса.

цами известных масс в конечном состоянии задание энергии падающей частицы и углов θ и φ вылета одной из частиц полностью определяет кинематику, так как, например, угол вылета и энергия второй частицы однозначно определяются с помощью законов сохранения энергии и импульса. В реакциях с тремя и больше частицами в конечном состоянии полная кинематика процесса описывается большим числом величин. Соответственно от большего числа величин будет зависеть и дифференциальное сечение.

5. Если в реакции участвуют частицы с ненулевыми спинами, то сечение зависит от ориентации спинов. Поэтому, если налетающие частицы или частицы мишени поляризованы, т. е. имеют спины, ориентированные не хаотично, а хотя бы частично упорядоченно, то сечение уже будет зависеть от ориентации спинов. Количественно ориентация спинов пучка (и вообще любой системы) частиц описывается *вектором поляризации*, который равен среднему значению вектора спина, деленному на максимальное значение проекции этого спина. Абсолютную величину вектора поляризации часто называют просто *поляризацией* и измеряют в процентах. Если вектор поляризации не параллелен импульсу налетающей частицы, то угловое распределение может быть азимутально несимметричным, т. е. зависеть от полярного угла φ .

С другой стороны, при рассеянии неполяризованных частиц на неполяризованной мишени частицы в конечном состоянии могут оказаться поляризованными. Например, при упругом рассеянии протонов с энергией 140 МэВ на ядре углерода ${}_{6}\text{C}^{12}$ протоны, вылетающие под углом $\theta = 25^\circ$, оказываются сильно поляризованными. Именно, поляризация $\approx 80\%$ и направлена перпендикулярно плоскости рассеяния.

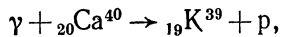
Вообще при столкновении неполяризованных частиц спин если и ориентируется, то лишь в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния. Это является следствием закона сохранения четности (см. § 2, п. 5).

Возникновение поляризации частиц при рассеянии часто используется для получения поляризованных пучков частиц. Поскольку полученный поляризованный пучок подвергается рассеянию на другой мишени, то процесс в целом представляет собой двойное рассеяние. Проводились опыты не только по двойному, но и по тройному рассеянию частиц (см., например, гл. V, § 5).

6. В реальных физических экспериментах далеко не всегда удается непосредственно измерять само дифференциальное или интегральное сечение рассеяния. Непосредственно измеряемой величиной является *выход реакции*. Выходом называется число частиц, зарегистрированных установкой в заданных физических условиях. Понятие выхода имеет очень широкий смысл. Действительно, регистрироваться могут частицы, вылетающие как под заданным углом, так и под всеми углами, как с определенной энергией, так

и со всеми энергиями, а также в каком-либо интервале энергий, и т. д. В частном случае, когда энергия падающего пучка строго фиксирована, регистрируются частицы одного сорта, вылетающие под заданным углом, а конечное ядро остается в одном и том же состоянии, выход пропорционален дифференциальному сечению.

Чтобы пояснить отличие выхода от сечения, рассмотрим такой пример. Пучок γ -излучения из бетатрона (гл. IX, § 2) падает на мишень из ядер кальция ${}_{20}\text{Ca}^{40}$. Измеряется выход $F(\vartheta)$ протонов под разными углами. Посмотрим, как связана величина $F(\vartheta)$ с сечением. Здесь мы должны принять во внимание три обстоятельства. Во-первых, вылетающие из бетатрона γ -кванты имеют различные энергии. Распределение этих квантов по энергии задается некоторой функцией $f(E)$, указывающей процент квантов, вылетающих с теми или иными энергиями. Во-вторых, кроме основного процесса



могут идти многие другие: ядро ${}_{19}\text{K}^{39}$ может возникать не только в основном, но и в возбужденных состояниях ${}_{19}\text{K}^{39*}$, ${}_{19}\text{K}^{39**}$; наряду с протоном из того же ядра ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ может вылетать еще и нейтрон и вообще несколько частиц. Регистрируя протон, мы не знаем ни энергии кванта, вызвавшего реакцию, ни точного вида самой реакции. Мы регистрируем лишь суммарный эффект. Поэтому выход $F(\vartheta)$ связан сложным образом с сечениями многих процессов:

$$F(\vartheta) \sim \int dE f(E) \sum_i \frac{d\sigma_i(E)}{d\Omega}, \quad (4.5)$$

где через $d\sigma_i(E)/d\Omega$ обозначено сечение реакции i -го типа при энергии E , проинтегрированное по всем (отличным от углов ϑ , φ вылета протона) независимым кинематическим переменным для реакций с вылетом нескольких частиц

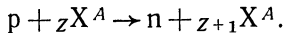
И в-третьих, по ряду чисто технических причин, точное определение множителя пропорциональности в (4.5) часто оказывается настолько трудным, что экспериментаторы либо ограничиваются измерением относительных величин, либо проводят контрольное измерение на мониторе, т. е. на ядре, для которого нужные абсолютные значения сечений уже известны.

7. Для осуществления реакций с ядрами используются разнообразные частицы: протоны, нейтроны, дейтроны, α -частицы, фотоны, электроны, тяжелые ионы (например многократно ионизированные N^{14} , O^{16}), а также пионы, нейтрино, мюоны, каоны, гипероны, антинуклоны. В качестве мишеней могут использоваться любые достаточно долго живущие ядра, а также протоны. Не существует нейтронных мишеней. Поэтому такой фундаментальный процесс, как нейтрон-нейтронное рассеяние, до сих пор почти не изучен экспериментально. Вообще экспериментально затруднено изуче-

ние реакций, в которых ни одна из сталкивающихся частиц не может служить мишенью. Например, непросто получить информацию о рассеянии пионов на каонах.

§ 2. Законы сохранения в ядерных реакциях

1. В физике ядерных реакций очень существенны законы сохранения. Каждый закон сохранения состоит в том, что определенная физическая величина должна быть одинаковой до и после столкновения. Тем самым требование сохранения всегда накладывает какие-то ограничения, или, как их называют, запреты, на характеристики конечных продуктов. Так, из закона сохранения электрического заряда следует, что суммарный заряд продуктов реакции должен равняться суммарному заряду исходных частиц. Поэтому, например, в реакциях (p, n) электрический заряд ядра должен возрастать на единицу:



Аналогично проявляется закон сохранения барионного заряда (гл. VII, § 2, а также гл. II), действие которого для ядерных реакций в узком смысле слова при низких энергиях сводится к тому, что суммарное число нуклонов не меняется при реакции.

2. Перейдем теперь к законам сохранения энергии и импульса в реакциях. Эти законы имеют одинаковую форму в квантовой и неквантовой теориях, но меняются при переходе от нерелятивистской теории к релятивистской. В наиболее общем случае релятивистской теории эти законы имеют соответственно вид

$$E_{1\text{ рел}} + E_{2\text{ рел}} = E'_{1\text{ рел}} + E'_{2\text{ рел}} + \dots + E'_{n\text{ рел}}, \quad (4.6)$$

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n, \quad (4.7)$$

где $E_{1\text{ рел}}$ и $E_{2\text{ рел}}$ — энергии, а \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 — импульсы сталкивающихся частиц. Штрихами отмечены соответствующие величины для частиц, возникающих в результате реакции.

Соотношения (4.6), (4.7) написаны в произвольной инерциальной системе координат. В ЛС в этих уравнениях надо положить $\mathbf{p}_2 = 0$, а в СЦИ будет $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$.

В (4.6) закон сохранения энергии выражен через полные энергии частиц $E_{1\text{ рел}}$, $E_{2\text{ рел}}$, $E'_{1\text{ рел}}$, ..., $E'_{n\text{ рел}}$, где $E_{1\text{ рел}} = c\sqrt{m_1^2 c^2 + \mathbf{p}_1^2}$ и т. д., а m_1 , m_2 , m'_1 , ... — массы соответствующих частиц. Если вычесть из полной энергии энергию покоя mc^2 , то получится кинетическая энергия

$$E = E_{\text{рел}} - mc^2. \quad (4.8)$$

В частности, говоря об энергии частиц пучка, полученного в ускорителе, всегда имеют в виду кинетическую энергию.

В нерелятивистском случае $p^2 \ll m^2 c^2$, и кинетическая энергия приобретает привычный вид

$$E = \frac{p^2}{2m}.$$

Для фотона масса покоя m равна нулю, так что кинетическая энергия равна полной:

$$E_\gamma = cp = E_{\gamma \text{ рел.}}$$

Нерелятивистского приближения для фотона не существует.

Посмотрим теперь, как изменится при переходе к нерелятивистскому случаю форма (4.6) закона сохранения энергии. Для этого заменим в (4.6) все полные энергии на кинетические по формуле (4.8), после чего перенесем все слагаемые, содержащие массы, в правую часть. В результате закон сохранения энергии примет вид

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n - Q, \quad (4.9)$$

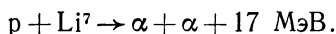
где

$$Q = (m_1 + m_2 - m'_1 - m'_2 - \dots - m'_n) c^2. \quad (4.10)$$

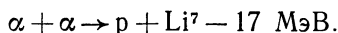
Величина Q представляет собой выделяющуюся энергию реакции. Как и в химии, энергию Q часто вводят в обозначение реакции, записывая реакцию $A(a, b)B$ в виде



Если $Q > 0$, то реакция называется *экзотермической*, т. е. идущей с выделением энергии *). Например, сильно экзотермической является реакция (в СЦИ)



Если же $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется *эндотермической*. Эндотермическими являются все реакции, обратные экзотермическим. Так, эндотермична реакция



При упругом рассеянии, разумеется, $Q = 0$.

3. Экзотермическая реакция, как и упругое рассеяние, может идти при сколь угодно малой энергии налетающих частиц. Эндотермическая реакция обладает *порогом*. Порогом называется минимальная кинетическая энергия сталкивающихся частиц, начиная с которой реакция становится энергетически возможной.

Подчеркнем, что порог $E_{\text{пор}}$, вообще говоря, не совпадает с энергией реакции Q . Порог обычно задается в лабораторной системе,

*) Говоря о выделении или поглощении энергии, мы имеем в виду кинетическую энергию частиц.

где $\mathbf{p}_2 = 0$, но $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_1 \neq 0$. Поэтому в ЛС центр инерции системы движется и имеет импульс, равный \mathbf{p}_1 , а соответствующая этому движению кинетическая энергия $\mathbf{p}_1^2/2(m_1 + m_2)$ бесполезна для создания реакции. Действительно, кинетическая энергия движения центра инерции может быть сколь угодно велика, но если, например, частицы покоятся друг относительно друга, то эндотермическая реакция не пойдет. Необходимо, чтобы энергия относительного движения частиц была не меньше $|Q|$. Поэтому порог $E_{\text{пор}}$ определяется соотношением

$$E_{\text{пор}} = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2(m_1 + m_2)} + |Q|. \quad (4.12)$$

С другой стороны, по определению этот порог равен кинетической энергии первой частицы

$$E_{\text{пор}} = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m_1}. \quad (4.13)$$

Исключив теперь \mathbf{p}_1^2 из (4.12) и (4.13), получим окончательное выражение для порога нерелятивистской реакции:

$$E_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right). \quad (4.14)$$

Таким образом, порог всегда больше энергии реакции. В ядерных реакциях в узком смысле слова масса налетающей частицы обычно значительно меньше массы m_2 ядра-мишени. В этом случае порог практически совпадает с $|Q|$:

$$m_1 \ll m_2, \quad E_{\text{пор}} = |Q|.$$

Релятивистское обобщение формулы (4.14) будет дано в гл. VII, § 4.

4. Для протекания реакций при низких энергиях большое значение имеет закон сохранения момента количества движения. Существенность этого закона коренится в том, что орбитальный момент относительного движения двух частиц может принимать только дискретные значения, равные (в единицах \hbar) $l = 0, 1, 2, \dots$. Эта дискретность приводит к тому, что при низких энергиях и при ограниченном радиусе действия сил (а ограниченность радиуса действия ядерных сил следует уже из опытов Резерфорда) (см. гл. II, § 1) реакция возможна лишь при значениях l , не превышающих некоторого небольшого числа. Оценку этого предельного числа проще всего получить из следующего полуклассического рассмотрения в духе квантовых орбит Бора (рис. 4.1). Момент $\hbar l$ налетающей на ядро частицы равен pb , где p — импульс частицы, а b — ее прицельный параметр, т. е. наименьшее расстояние, на которое приблизилась бы к частице-мишени налетающая частица, двигаясь по прямой. Реакция может произойти лишь в том случае, если b не

будет превышать радиуса R действия сил между частицами. Отсюда для l получается следующее ограничение:

$$l \leq \frac{pb}{\hbar} = \frac{2\pi R}{\lambda}, \quad (4.15)$$

где λ — дебройлевская длина волны падающей частицы.

При точном квантовомеханическом рассмотрении реакция оказывается в принципе возможной при любых значениях l , но при нарушении неравенства (4.15) интенсивность реакции резко падает. Именно, если полное сечение представить в виде суммы парциальных сечений σ_l реакций, идущих при различных значениях l ,

$$\sigma = \sum_l \sigma_l,$$

то оказывается, что при уменьшении импульса p парциальное сечение σ_l пропорционально $(2l + 1) p^{4l}$, т. е.

$$\sigma_l \sim (2l + 1) E^{2l} *). \quad (4.16)$$

Из (4.16) видно, что при уменьшении энергии E частицы вклад сечений с большими l убывает тем быстрее, чем больше l . В частности, при $\lambda > 2\pi R$ реакция в основном происходит только при $l = 0$ или, как говорят, в S -состоянии (ср. гл. V, § 3). В этом случае в СЦИ (но не в ЛС) угловое распределение вылетающих частиц изотропно, т. е. частицы сферически симметрично разлетаются по всем направлениям.

5. В ядерных реакциях проявляется целый ряд других, как точных, так и приближенных законов сохранения. Большинство из этих новых законов сохранения существенно в основном для реакций с элементарными частицами. Эти законы будут обсуждены в гл. VII.

Здесь мы отметим лишь закон сохранения четности, справедливый с высокой точностью для ядерных реакций. Согласно этому закону вычисленная по правилам гл. II, § 9 четность начального состояния не должна измениться при реакции. В частности, при упругом рассеянии относительный орбитальный момент l не может измениться на единицу и вообще на нечетное число, даже если это изменение допускается законом сохранения момента за счет переориентации спинов.

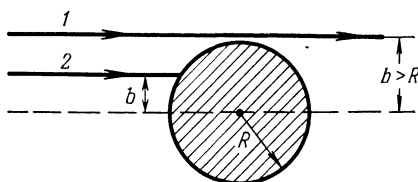


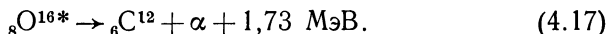
Рис. 4.1. Схематическое изображение столкновения «классической» частицы с атомным ядром.

Заштрихованный круг — ядро, 2 — налетающая частица с прицельным параметром $b < R$ (она поглощается ядром, т. е. производит какую-либо реакцию). 1 — частица с прицельным параметром $b > R$, не взаимодействующая с ядром.

*) Это утверждение относится к ядерным реакциям с участием нейтральной частицы. Для реакций с заряженными частицами парциальное сечение еще более резко убывает с уменьшением энергии частицы.

Рассмотрим два примера действия закона сохранения четности:

а) Для возбужденного уровня 2^- с энергией $E^* = 8,88$ МэВ ядра ${}_8\text{O}^{16}$ энергетически возможен распад



Однако распад этого уровня по каналу α -частица плюс ядро углерода ${}_6\text{C}^{12}$ запрещен одновременным действием законов сохранения момента и четности. Действительно, спиновые моменты α -частицы и ядра ${}_6\text{C}^{12}$ равняются нулю. Поэтому орбитальный момент относительного движения этих ядер должен равняться двум. Поскольку внутренние четности α -частицы и ядра ${}_6\text{C}^{12}$ положительны, то полная четность конечного состояния также должна быть положительной. Следовательно, при сохранении четности данный распад происходить не может. Экспериментально этот распад действительно долгие годы не наблюдался, лишь в 1971 г. было обнаружено, что он протекает с очень малой вероятностью. Существование такого распада свидетельствует об очень слабом нарушении закона сохранения четности в ядерных силах (см. гл. VII, § 8).

б) В качестве второго примера действия закона сохранения четности в ядерных реакциях рассмотрим реакцию $\pi^- + d \rightarrow n + n$, с помощью которой была установлена внутренняя четность пиона (гл. II, § 9). Механизм протекания этой реакции следующий. Отрицательный пион, попадая в пластину, содержащую дейтроны, быстро замедляется в веществе (гл. VIII, § 2) и захватывается ядром дейтерия на K -орбиту (отличающуюся от электронной только меньшим на множитель m/m_π радиусом). Уже находясь на K -орбите, пион вступает в ядерную реакцию с дейтроном. Таким образом, момент количества движения в начальном состоянии равняется просто спину дейтрона, т. е. единице:

$$J_{\text{нач}} = 1.$$

Полная четность начального состояния равняется согласно гл. II, § 9, п. 3 произведению внутренних четностей пиона Π_π и дейтрона Π_d :

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_\pi \cdot \Pi_d. \quad (4.18)$$

Поскольку дейтрон состоит из нейтрона и протона в S -состоянии относительного движения (см. гл. V, § 2), то $\Pi_d = 1$, и, следовательно,

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_\pi.$$

В силу законов сохранения четности и момента количества движения должно быть

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_{\text{кон}}, \quad J_{\text{нач}} = J_{\text{кон}}.$$

Посмотрим теперь, в каких состояниях могут находиться два нейтрона, получающиеся в результате реакции. Вообще две частицы со спином $1/2$ могут находиться в состояниях относительного движения 1S , 1P , 1D , 3S , 3P , 3D , где S , P , D — уже известные нам

обозначения состояний с определенным орбитальным моментом, а индексы 1 и 3 обозначают соответственно синглетность и триплетность состояний, т. е. количество различных проекций суммарного спинового момента двух частиц.

В нашем случае, однако, имеются не просто две частицы со спином половина, а две тождественные частицы. Поэтому их волновая функция должна быть антисимметрична по отношению к перестановке всех координат нейтронов (см. гл. II, § 8):

$$\Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r}) = -\Psi_{m_2 m_1}(-\mathbf{r}). \quad (4.19)$$

Совместными с этим условием являются только функции следующих состояний нейтронов:

$${}^1S, {}^3P, {}^1D, \dots$$

Полные моменты количества движения в состояниях 1S , 1D составляют соответственно $J = 0$ и $J = 2$ (суммарный спин равен нулю). Момент количества движения в состоянии 3P может равняться 0, 1, 2 (суммарный спин равен 1). Таким образом, условие

$$J_{\text{нач}} = J_{\text{кон}}$$

наряду с условием антисимметричности волновой функции допускает в качестве конечного состояния только P -состояние нейтронов. Но, как мы знаем (гл. II, § 9), P -состояние обладает отрицательной четностью. Поэтому равенство

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_{\text{кон}}$$

принимает вид

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_{\pi} = -1. \quad (4.20)$$

Следовательно, внутренняя четность отрицательного пиона равняется -1 . Было показано, что внутренняя четность π^+ и π^0 также отрицательна.

§ 3. Общие свойства ядерных реакций

1. При одних и тех же начальных условиях ядерная реакция может идти различными способами. Например, при столкновении протона с ядром ${}^7_3\text{Li}$ могут произойти такие процессы:

$$p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow \begin{cases} p + {}^7_3\text{Li} & \text{— упругое рассеяние,} \\ p + {}^7_3\text{Li}^* & \text{— неупругое рассеяние с переходом } {}^7_3\text{Li} \\ & \text{в возбужденное состояние } {}^7_3\text{Li}^*, \\ \alpha + \alpha, & \\ \alpha + \alpha + \gamma, & \\ p + \alpha + t, & \\ \text{и т. д.} & \end{cases} \quad (4.21)$$

Эти (равно как и любые другие возможные) конечные состояния называются *каналами реакции*. Используются также понятия *входного* и *выходного* каналов. Выходной канал упругого рассеяния называют упругим каналом. В приведенном примере входным является канал $p + {}_3\text{Li}^7$, а выходными $p + {}_3\text{Li}^7$ (упругий канал), $p + {}_3\text{Li}^{7*}$, $\alpha + \alpha$, $\alpha + \alpha + \gamma$, $p + \alpha + t$. Часто под каналом реакции понимают только выходной канал.

Если энергия налетающей частицы ниже порога какой-либо эндотермической реакции, то соответствующий канал называется *закрытым*. По закрытому каналу реакция идти не может. При очень низкой энергии налетающей частицы открыты только упругий и экзотермические каналы. При повышении энергии начинают последовательно открываться эндотермические каналы.

2. Различным каналам соответствуют различные эффективные сечения. Среди этих сечений особую роль играет сечение упругого рассеяния $\sigma_{\text{упр}}$, при котором ни налетающая частица, ни мишень не претерпевают никаких изменений. Сумма $\sigma_{\text{неупр}}$ сечений реакции по всем открытым неупругим каналам носит название *сечения неупругого рассеяния*. Сумма $\sigma_t = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}}$ называется *полным сечением*.

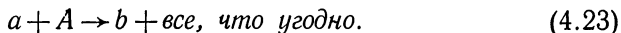
Полное сечение σ_t нередко называют сечением выбывания из пучка. Такая терминология обусловлена тем, что через σ_t определяется коэффициент поглощения μ для потока J пучка налетающих частиц в веществе, состоящем из ядер мишени (при отсутствии в веществе других рассеивателей этого пучка):

$$J(x) = J_0 e^{-\mu x}, \quad (4.22)$$

где $\mu = \sigma_t N$, N — число ядер мишени в единице объема вещества, x — толщина слоя вещества, J_0 — начальная интенсивность.

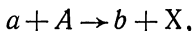
При высоких энергиях столкновения открыто большое число различных каналов, в том числе многочастичных. Из-за обилия каналов каждый из них в отдельности (особенно многочастичный) с трудом выделяется экспериментально и не всегда поддается достаточно простой теоретической трактовке. Поэтому при большом числе открытых каналов удобнее с точки зрения эксперимента и, как оказалось, полезно для теории измерять сечения реакций, азываемых *инклюзивными*.

Инклюзивной называется реакция типа



В этой реакции в конечном состоянии регистрируется только одна частица b , которая, в частности, может совпадать либо с a , либо с A . Таким образом, инклюзивное сечение равняется сумме сечений всех каналов, в которых вылетает частица b . В инклюзивных ядерных реакциях наблюдается явление, получившее название ядерного скейлинга (см. § 10, п. 2).

Для инклюзивных реакций используется также обозначение типа



где под X подразумеваются все допустимые продукты реакции.

3. Классическое эффективное сечение наглядно трактуется как эффективная площадь мишени, попадая в которую частица вызывает реакцию. При переходе к квантовой физике ряд свойств сечений существенно изменяется, так что классические наглядные представления могут привести к качественно неверным выводам.

Наиболее существенны два из этих изменений. Во-первых, за счет вероятностного характера квантовомеханических процессов полное сечение может оказаться намного меньше площади области, в которой происходит взаимодействие. Возможность такого явления обусловлена тем, что для квантовой частицы существует ненулевая вероятность пролететь, не отклонившись, через область, в которой на нее действует сила. При этом существует обширная область явлений, в которых эта вероятность велика. В таких случаях по аналогии с оптикой иногда говорят, что мишень является частично прозрачной или «серой». С этим явлением мы уже сталкивались в гл. II, § 6 и еще встретимся в гл. VII, § 7.

Во-вторых, за счет волнового характера квантовомеханических явлений при низких энергиях сечение может оказаться намного (до нескольких порядков) больше верхнего предела πR_{\max}^2 , диктуемого классическими, неквантовыми соображениями, где R_{\max} — максимальное расстояние, на котором частицы способны взаимодействовать.

В теории ядерных реакций доказываются следующие теоремы о предельных сечениях ядерных реакций при низких энергиях, когда согласно § 2, п. 4 рассеяние идет лишь в S -состоянии. Верхним пределом сечения упругого рассеяния является величина

$$\sigma_{\text{упр}} \leq 4\pi\lambda^2. \quad (4.24)$$

Верхний предел сечения $\sigma_{\text{неупр}}$ определяется неравенством

$$\sigma_{\text{неупр}} \leq \pi\lambda^2, \quad (4.25)$$

причем в случае равенства должно быть $\sigma_{\text{неупр}} = \sigma_{\text{упр}}$. При других значениях $\sigma_{\text{неупр}}$ величина $\sigma_{\text{упр}}$ также оказывается ограниченной неравенством, более сильным, чем (4.24). С другой стороны, при наличии неупругого рассеяния сечение упругого рассеяния оказывается ограниченным и снизу: не может быть чисто неупругого рассеяния. В частности, для полного сечения справедливо неравенство $\sigma_t \leq 4\pi\lambda^2$.

Перечисленные утверждения о предельном поведении сечений резюмированы на рис. 4.2, на котором заштрихованная область соответствует допустимым значениям упругого и неупругого сечений.

Из (4.24), (4.25) следует, что при низких энергиях, когда длина волны де Бройля значительно превышает радиус действия сил, сечения могут быть (но, конечно, могут и не быть) очень велики. Наглядно, хотя и очень грубо, этот вывод может быть объяснен тем, что частица способна «зацепляться» за рассеивающий центр своей волной де Бройля. Резкое возрастание сечений проявляется при резонансном взаимодействии очень медленных нейтронов с ядрами (см. § 2).

4. Невозможность существования чисто неупругого рассеяния тесно связана с квантовомеханическим эффектом дифракционного рассеяния, уже упоминавшегося в гл. II, § 6.

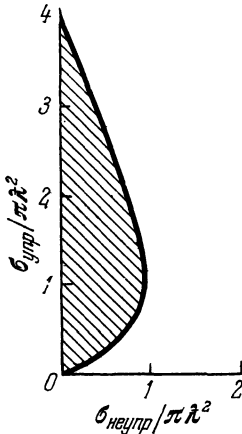
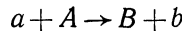


Рис. 4.2. Схематическое изображение связи сечений упругого $\sigma_{упр}$ и неупругого $\sigma_{неупр}$ процессов при небольших энергиях.

Заштрихованная область соответствует допустимым значениям $\sigma_{упр}$ и $\sigma_{неупр}$.

Действительно, пусть рассеиватель поглощает все попадающие в него частицы и, следовательно, является с классической точки зрения поглотителем без рассеяния, т. е. абсолютно черным телом. При прохождении пучка частиц через такой рассеиватель за ним будет оставаться тень. Однако в область этой тени частицы будут попадать за счет дифракции. А раз частица попала в область тени, значит, она отклонилась от своего пути, т. е. претерпела упругое рассеяние. Такое упругое рассеяние называется дифракционным или теньвым рассеянием.

5. В квантовой теории ядерных реакций доказывается, что дифференциальное сечение σ_{ab} реакции типа



в системе СЦИ может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega_b} = |f_{ab}|^2 (2j_b + 1) (2j_B + 1) \frac{p_b}{p_a}. \quad (4.26)$$

Здесь f_{ab} — величина, называемая *матричным элементом перехода* или, что то же, амплитудой вероятности реакции. Этот матричный элемент зависит от энергии, от направлений движения частиц a и b (указываемых ниже единичными векторами \mathbf{n}_a и \mathbf{n}_b), а также от проекций m_a, m_A, m_b, m_B спинов всех частиц, участвующих в реакции:

$$f_{ab} = f_{m_a m_A m_b m_B}(E, \mathbf{n}_a, \mathbf{n}_b).$$

Форма этой зависимости определяется конкретным видом взаимодействия, вызывающего реакцию.

Далее, p_a, p_b — импульсы частиц a и b ; j_B, j_b — спины конечных частиц B и b ; черта над квадратом модуля амплитуды означает

усреднение по спинам начальных и конечных частиц:

$$|\overline{f_{ab}}|^2 = \frac{1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)(2j_b + 1)(2j_B + 1)} \sum_{\substack{m_a, m_A, \\ m_b, m_B}} |f_{m_a m_A, m_b m_B}(\mathbf{n}_a, \mathbf{n}_b)|^2. \quad (4.27)$$

Практически обычно координатную ось z ориентируют вдоль направления падающего пучка, т. е. параллельно вектору \mathbf{n}_a . При таком соглашении зависимость f_{ab} от \mathbf{n}_a можно не указывать.

Для бесспиновых частиц матричный элемент f_{ab} зависит от энергии и от угла между \mathbf{n}_a и \mathbf{n}_b , т. е. угла ϑ между направлением вылета частицы b и осью падающего пучка. При наличии спинов такая зависимость остается только для среднего значения $|\overline{f_{ab}}|^2$. Сам же элемент f_{ab} может еще зависеть от взаимной ориентации импульсов и спинов частиц.

6. В квантовой теории доказывается, что для амплитуды f_{ab} в СЦИ выполняется соотношение

$$f_{m_a m_A, m_b m_B}(E, \mathbf{n}_a, \mathbf{n}_b) = |f_{-m_a - m_A, -m_b - m_B}(E, -\mathbf{n}_b, -\mathbf{n}_a)|. \quad (4.28)$$

Свойство (4.28) выражает обратимость движения в квантовой механике.

Из (4.28) прямо следует равенство

$$|\overline{f_{ab}}|^2 = |\overline{f_{ba}}|^2. \quad (4.29)$$

Соотношение (4.28) качественно можно понять, рассмотрев свойство обратимости движения в классической механике. Как известно, в классической механике для каждой траектории $\mathbf{r}(t)$ частицы имеется «обращенная по движению» траектория $\mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(-t)$, описываемая тем же уравнением, что и $\mathbf{r}(t)$. Тесная связь этих траекторий проявляется в следующем. Пусть при движении по траектории $\mathbf{r}(t)$ частица за время $\Delta t = t_2 - t_1$ переходит из состояния $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}(t_1)$, $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}(t_1)$ (напомним, что состояние точечной частицы в классической механике задается ее положением \mathbf{r} в пространстве и импульсом \mathbf{p}) в состояние $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}(t_2)$, $\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}(t_2)$. Тогда при движении по траектории $\mathbf{r}'(t)$ частица за то же время Δt переходит из обращенного по движению состояния \mathbf{r}_2 , $-\mathbf{p}_2$ в состояние \mathbf{r}_1 , $-\mathbf{p}_1$. Соотношение (4.29) является квантовомеханическим обобщением этой взаимности движения частицы по траекториям $\mathbf{r}(t)$ и $\mathbf{r}'(t)$: оно выражает равенство амплитуд перехода $\psi_a \rightarrow \psi_b$ и перехода $\psi_b^- \rightarrow \psi_a^-$ между обращенными по движению состояниями ψ_b , ψ_a^- . Естественно, что при изменении направления движения изменяются знаки импульсов и проекций момента количества движения.

Из (4.29) следует важный принцип *детального равновесия*, связывающий сечения прямой и обратной реакций.

Для вывода принципа детального равновесия напишем сечение обратной реакции:

$$\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_a} = (2j_a + 1)(2j_A + 1) \frac{p_a}{p_b} |\overline{f_{ba}}|^2. \quad (4.30)$$

Отсюда, учитывая, что $|\overline{f_{ab}}|^2 = |\overline{f_{ba}}|^2$, получим

$$\frac{d\sigma_{ab}/d\Omega_b}{d\sigma_{ba}/d\Omega_a} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1) p_b^2}{(2j_a + 1)(2j_A + 1) p_a^2}. \quad (4.31)$$

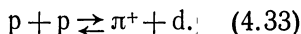
Для интегральных сечений прямой и обратной реакций из (4.31) получаем

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1) p_b^2}{(2j_a + 1)(2j_A + 1) p_a^2}. \quad (4.32)$$

Только что приведенные соотношения справедливы при отсутствии одинаковых частиц в начальном (или в конечном) состоянии. При наличии одинаковых частиц возникают дополнительные множители.

Так, если частицы a, A одинаковы и имеют спины $1/2$, то в правых частях (4.31), (4.32) появится дополнительный множитель 2.

7. Продемонстрируем использование соотношения (4.31) на примере определения спина положительно заряженного пиона π^+ из экспериментальных сечений прямой и обратной реакций



Спин протона p равен $1/2$, спин дейтрона d равен 1. Учтя еще множитель 2, обусловленный одинаковостью протонов, получим

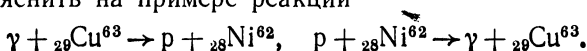
$$\frac{d\sigma/d\Omega(p + p \rightarrow \pi^+ + d)}{d\sigma/d\Omega(\pi^+ + d \rightarrow p + p)} = \frac{3p_\pi^2}{2p_p^2}. \quad (4.34)$$

Рис. 4.3. Дифференциальное сечение реакции $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ при энергии сталкивающихся частиц 21 МэВ (в СЦИ).

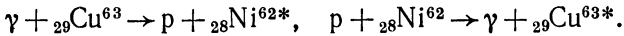
Черные кружочки — расчет по формуле (4.31) в предположении, что спин пиона равен нулю; светлые кружочки — то же самое в предположении, что спин пиона равен единице; крестики — экспериментальные точки.

Измерив оба сечения, из (4.34) можно определить спин пиона. Эти измерения были проведены и дали значение $j_\pi = 0$ (рис. 4.3). Подчеркнем, что кинетические энергии в СЦИ для одного и того же канала должны быть одинаковыми для прямой и обратной реакций.

Заметим, что принцип детального равновесия несравненно менее эффективен в применении к ядерным реакциям в узком смысле слова, чем к реакциям с элементарными частицами. Причину этого можно пояснить на примере реакций



Казалось бы, раз это прямая и обратная реакции, то, изучая угловое и энергетическое распределение протонов, возникающих при бомбардировке ядер ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ γ -квантами, мы можем получить информацию о сечении второй реакции. На самом деле, однако, ядра ${}_{28}\text{Ni}^{62}$ и ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ имеют много близко расположенных друг к другу возбужденных уровней, причем практически очень трудно отличить реакцию в основное состояние от реакций на возбужденные уровни



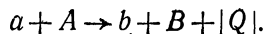
А эти реакции уже не являются обратными друг к другу. Поэтому принцип детального равновесия при изучении реакций на ядрах используется лишь для легких ядер, где уровни расположены не так густо. В заключение отметим, что принцип детального равновесия является прямым следствием инвариантности квантовой механики относительно обращения знака времени.

§ 4. Сечения ядерных реакций при низких энергиях

1. Входящая в формулу (4.26) амплитуда f_{ab} при низких энергиях, когда существенно только S -рассеяние, как правило, слабо зависит от энергии, хотя и может иметь отдельные, а иногда и многочисленные резонансные максимумы. Отсюда вытекает ряд общих заключений о зависимости сечения от энергии при низких энергиях. Эта зависимость различна для упругих, экзотермических и эндотермических процессов. Существенно влияет на зависимость сечения от энергии также наличие или отсутствие электрического заряда у вылетающей частицы.

2. Начнем с рассмотрения упругого рассеяния нейтральной частицы. В этом случае в (4.26) $p_a = p_b$, так что сечение при низких энергиях постоянно: $\sigma_{\text{упр}} = \text{const}$ (рис. 4.4).

3. Перейдем теперь к экзотермическим реакциям с нейтральной налетающей частицей



При низких энергиях $E_a \ll |Q|$, так что в формуле (4.26) для сечения можно положить $p_b = M_b v_b = \sqrt{2M_b |Q|} = \text{const}$. Подставляя

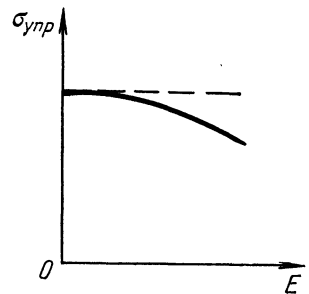


Рис. 4.4. Поведение сечения упругого рассеяния нейтральной частицы на ядре в области малых энергий.

Пунктирная линия соответствует $\sigma_{\text{упр}} = \text{const}$.

значение ρ_b в формулу (4.26) для сечения, получим (рис. 4.5, а)

$$\sigma_{\text{экз}} = \frac{\text{const}}{v_a}. \quad (4.35)$$

Таким образом, при низких энергиях сечение экзотермической реакции растет, как $1/v_a$. Это исключительно важный для нейтронной физики и ядерной энергетики закон « $1/v$ » (Э. Ферми, 1935), объясняющий, почему нужные реакции в ядерных реакторах наиболее интенсивно идут на очень медленных нейтронах (подробнее см. гл. X, § 3 и гл. XI, § 2).

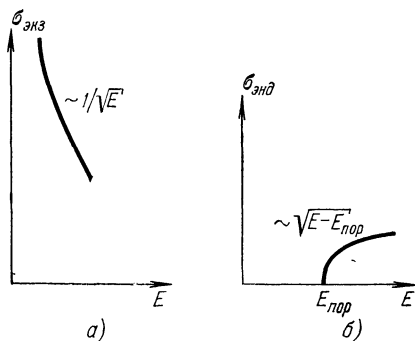
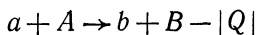


Рис. 4.5. Зависимость сечений экзотермической (а) и эндотермической (б) реакций от энергии налетающей нейтральной частицы в области малых энергий.

4. Эндотермическая реакция



идет лишь начиная с пороговой энергии $E_{\text{порог}}$ налетающей частицы. Поэтому вблизи порога можно считать $v_a = \text{const} = \sqrt{2M_a|Q|}$. Скорость вылетающей частицы, наоборот, существенно зависит от энергии:

$$v_b = \sqrt{2M_b(E - E_{\text{порог}})}.$$

Отсюда для сечения эндотермической реакции с нейтральной налетающей частицей получаем соотношение (рис. 4.5, б)

$$\sigma_{\text{энд}} = \text{const} \sqrt{E - E_{\text{порог}}}. \quad (4.36)$$

Отметим, что специфическая зависимость $\sigma_{\text{энд}}$ от энергии E является причиной возникновения *пороговых аномалий* в сечениях реакций (Е. Вигнер, 1948; А. И. Базь, 1957). Именно, как доказывается в квантовой теории, сечение любой реакции на пороге эндотермического канала должно иметь нерегулярность одного из следующих трех типов: максимум, минимум, «пичок». Как правило, пороговые аномалии весьма невелики, и их трудно наблюдать экспериментально.

5. До сих пор мы рассматривали столкновения с ядрами нейтральных частиц с ненулевыми массами, т. е. фактически нейтронов. Для заряженных частиц, например протонов, поведение сечений при низких энергиях будет иным за счет существования кулоновского отталкивания, препятствующего частице подойти достаточно близко к ядру, чтобы произвести реакцию и, как это ни парадоксально, выйти из области действия ядерных сил. Кулоновское отталкивание имеет большой радиус действия и в основном проявляется вне ядра. Поэтому в ряде случаев с хорошей точностью

удается учитывать специфически ядерное и кулоновское взаимодействия раздельно, представляя амплитуду f_{ab} из (4.26) в виде произведения

$$f_{ab} = P_a^{1/2} f_{ab}^{\text{ядерн}} P_b^{1/2}$$

чисто ядерной амплитуды $f_{ab}^{\text{ядерн}}$ на величины $P_a^{1/2}$, $P_b^{1/2}$, характеризующие вероятности проникновения частиц a и b сквозь кулоновское поле ядра или, как говорят, сквозь кулоновский барьер. Величины P_a и P_b называют *проницаемостями*. Проницаемость стремится к единице при высоких энергиях и к нулю при низких.

Отметим, что введенная проницаемость совпадает с рассчитываемой в гл. VI, § 3 вероятностью проникновения α -частицы через потенциальный барьер в процессе радиоактивного α -распада ядра. Влияние кулоновского отталкивания или, что то же самое, кулоновского барьера приводит к тому, что сечение экзотермической реакции при низких энергиях вместо того, чтобы расти по закону « $1/v$ », быстро стремится к нулю (рис. 4.6, а). Аналогично ведет себя и сечение эндотермической реакции с участием заряженной частицы (рис. 4.6, б). Необходимость преодоления кулоновского барьера является основной причиной трудности осуществления термоядерных реакций (см. гл. XI, § 4).

Полное сечение *упругого* рассеяния при наличии заряда формально бесконечно, поскольку кулоновские силы имеют бесконечный радиус действия. На практике, конечно, величина сечения ограничена экранирующим действием электронных оболочек, а также тем, что при очень больших прицельных расстояниях угол рассеяния становится пренебрежимо малым.

Проведенное в этом параграфе рассмотрение неприменимо и к нейтральным частицам нулевой массы — фотонам. Вызываемые фотонами фотоядерные реакции будут рассмотрены в § 11.

§ 5. Механизмы ядерных реакций

1. В этом параграфе мы будем говорить о ядерных реакциях только в узком смысле. Ядерная реакция представляет собой сложный процесс перестройки атомного ядра. Как и при описании структуры ядра, здесь практически невозможно получить точное решение задачи. И подобно тому, как структуру ядра аппроксими-

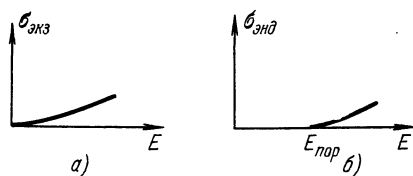


Рис. 4.6. Зависимость сечений экзотермической (а) и эндотермической (б) реакций от энергии налетающей заряженной частицы в области малых энергий.

руют различными ядерными моделями, течение ядерных реакций аппроксимируют различными механизмами реакций.

Существует много различных механизмов реакций. Мы рассмотрим лишь основные из них. В этом параграфе будет дана классификация механизмов, а в последующих параграфах будет детально рассмотрен каждый механизм.

2. Важную роль в ядерных реакциях играет введенный Нильсом Бором (1936) *механизм составного ядра*, согласно которому реакция протекает в две стадии с образованием промежуточного ядра C :



Понятие составного ядра применимо только в тех случаях, когда время жизни *) составного ядра достаточно велико, т. е. значительно больше характерного ядерного времени $\tau_{\text{ядерн}}$ (гл. I, § 1, п. 3).

Таким образом, ядерная реакция идет через составное ядро, если время ее протекания значительно превышает $\tau_{\text{ядерн}} \approx 10^{-21}$ с.

3. Реакции, идущие через составное ядро, подразделяются на *резонансные* и *нерезонансные*. Поясним смысл этих терминов. Как мы знаем, энергия возбуждения ядра может принимать только дискретный ряд значений, соответствующих уровням ядра. Однако при более точном рассмотрении оказывается, что представление об уровнях с точно фиксированной энергией справедливо только в отношении основных состояний стабильных ядер. Все остальные уровни ядер не обладают определенной энергией — они в той или иной степени «размазаны» по энергии. Оценка ширины Γ размытия уровня можно получить из соотношения неопределенностей время-энергия. Согласно этой оценке (см. (2.54)) $\Delta E = \Gamma/2 = \hbar/2\tau$. Ширина уровня тем больше, чем короче его время жизни. В начале книги (гл. II, § 1, п. 3) мы говорили, что ядро может возбуждаться только на энергию, соответствующую одному из его уровней. Поэтому и составное ядро может образоваться лишь в том случае, если энергия налетающей частицы попадает в интервал Γ неопределенности положения уровня.

Если ширины уровней составного ядра меньше расстояний между ними, то при фиксированной энергии падающих частиц реакция может идти лишь через одиночный уровень. Зависимость сечения реакции от энергии будет носить резонансный характер. Соответственно этому и реакции такого типа называются *резонансными*.

Если же уровни расположены настолько густо, что расстояния между ними меньше их ширины, то уровни сливаются друг с другом.

*) Среднее время жизни τ составного ядра определяется таким образом, что за это время число возбужденных ядер уменьшается в $e \approx 2,72$ раза. Подробнее см. в гл. VI, § 1.

В этом случае реакция будет идти при любой энергии. Такие реакции называются *нерезонансными*. Для описания нерезонансных реакций применяется статистическая теория.

4. Если время взаимодействия налетающей частицы с ядром не превышает характерного ядерного времени, то механизм реакции существенно меняется. Важнейшую роль здесь играют *прямые процессы*, в которых налетающая частица эффективно сталкивается с одним-двумя нуклонами ядра, не затрагивая остальных. Например, реакция (p, n) может произойти в результате столкновения протона с одним нейтроном ядра.

В особую категорию прямых процессов следует отнести реакции срыва (d, p) , (d, n) и обратные им реакции подхвата (p, d) , (n, d) . К прямым процессам относятся такие реакции фрагментации или, что то же самое, скальвания, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, откалывает от него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

Промежуточное положение между реакциями через составное ядро и прямыми процессами занимает механизм *предравновесных ядерных реакций*.

5. Кроме перечисленных выше, существует ряд других возможных механизмов ядерных реакций.

Для описания упругого рассеяния, осредненного по резонансам, используется оптическая модель, в которой ядро трактуется как сплошная среда, способная преломлять и поглощать дебройлевские волны падающих на него частиц.

Если налетающая частица заряжена и имеет относительно большую массу (протоны, α -частицы и особенно многократно ионизированные тяжелые ионы таких элементов, как углерод, азот и др.), то становится возможным кулоновское возбуждение, при котором налетающая частица не очень близко подходит к ядру и воздействует на него только своим кулоновским полем. Кулоновское возбуждение используется, например, для изучения низко лежащих вращательных уровней тяжелых ядер.

Многими специфическими свойствами обладают фотоядерные реакции, возникающие при столкновении с ядрами достаточно жестких γ -квантов.

Несколько особняком в физике ядра стоит механизм деления тяжелых ядер, связанный с глубокой перестройкой ядра. Деление ядер будет рассмотрено в гл. X.

Наконец, любая частица с энергией в несколько сотен МэВ и выше может вызвать взрыв ядра, разбив его на большое количество мелких осколков. Такие процессы называются процессами образования звезд, так как их фотографии в эмульсиях и следовых камерах имеют форму звезд.

Роль разных механизмов реакций не одинакова для различных частиц и энергий. Кроме того, как правило, различные механизмы

действуют параллельно, т. е., как говорят, конкурируют друг с другом. Поэтому выяснение механизма реакции часто оказывается сложной задачей.

§ 6. Составное ядро. Общие свойства

1. При рассмотрении реакций, идущих через составное ядро, прежде всего возникает вопрос, за счет каких физических причин составное ядро является долгоживущим (разумеется, в масштабах ядерных, а не макроскопических промежутков времени). Эти причины таковы.

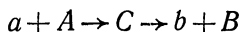
Во-первых, из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергию.

Во-вторых, эффект кулоновского отталкивания между протонами из-за малой проницаемости кулоновского барьера на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер. Еще раз отметим тот парадоксальный факт, что силы отталкивания могут увеличивать время пребывания протонов внутри ядра.

В-третьих, вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора. Примером может служить рассматриваемая ниже в § 7, п. 3 реакция лития с протонами.

В-четвертых, реакции с испусканием γ -квантов, например (n, γ) , для средних и тяжелых ядер часто затрудняются тем, что ядру приходится очень сильно перестраивать свою структуру при испускании γ -кванта. На эту перестройку уходит время порядка 10^{-13} — 10^{-14} с, а то и больше, что значительно превышает характерное ядерное время 10^{-21} с.

2. Перейдем теперь к рассмотрению характерных особенностей реакций, идущих через составное ядро. Важнейшей особенностью является независимость процесса распада от способа образования составного ядра. Составное ядро живет настолько долго, что практически полностью «забывает», каким способом оно образовалось. Поэтому сечение σ_{ab} реакции



можно представить в виде произведения двух сомножителей: сечения σ_{ac} образования составного ядра и обозначаемой через Γ_b/Γ вероятности распада составного ядра по каналу b :

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \Gamma_b/\Gamma, \quad (4.38)$$

где

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \dots, \quad (4.39)$$

b, b' — различные каналы реакции, а величина Γ_a/Γ равна вероятности распада составного ядра по входному каналу. При этом величины $\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_{b'}, \dots$, а следовательно, и Γ не зависят от того, какой канал является входным. Поэтому сечение реакции с тем же составным ядром, но другим входным каналом

$$b' + B' \rightarrow C \rightarrow b + B \quad (4.40)$$

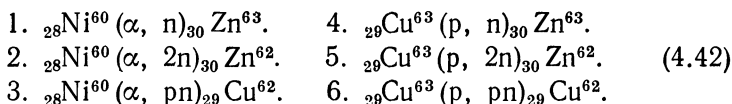
имеет вид

$$\sigma_{b'b} = \sigma_{b'c} \Gamma_b / \Gamma \quad (4.41)$$

с тем же множителем Γ_b/Γ . Отсюда, в частности, следует, что

$$\sigma_{ab} : \sigma_{ab'} = \sigma_{b'b} : \sigma_{b'b'}.$$

Соотношения такого типа могут служить для проверки гипотезы о применимости механизма составного ядра. В качестве примера можно привести результаты опытов, в которых ядра ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ и ${}_{28}\text{Ni}^{60}$ облучались соответственно протонами и α -частицами. Энергии протонов и α -частиц подбирались таким образом, чтобы энергия возбуждения составного ядра ${}_{30}\text{Zn}^{64}$ была в обоих случаях одна и та же. Регистрировались реакции:



Если гипотеза о составном ядре справедлива, то для сечений $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_6$ этих шести реакций должно выполняться соотношение $\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = \sigma_4 : \sigma_5 : \sigma_6$. Как видно из рис. 4.7, это соотношение выполняется довольно хорошо.

Величины $\Gamma_b, \Gamma_{b'}$ имеют размерность энергии и называются *парциальными ширинами*, а их сумма Γ называется *полной шириной*.

3. Второй характерной особенностью механизма составного ядра является то, что угловое распределение продуктов реакций, идущих через составное ядро, в СЦИ симметрично относительно угла $\phi = 90^\circ$ (так называемая симметрия вперед-назад).

На рис. 4.8 приведено угловое распределение, типичное для реакций, идущих через составное ядро. Напротив, скажем, угловое распределение реакции (γ, p) на ${}_{29}\text{Cu}^{65}$ при $E = 25$ МэВ имеет указанную на рис. 4.9 форму с максимумом при 60° , т. е. заметно вытянуто вперед. Из асимметрии углового распределения следует, что эта реакция, по крайней мере частично, идет не через составное ядро. Подчеркнем, что наличие симметрии лишь не противоречит механизму составного ядра, т. е. не исключает других возможных механизмов.

Симметрия вперед-назад доказывается в теории ядерных реакций. Ее можно пояснить следующим образом. Исходная система налетающая частица — ядро симметрией вперед-назад не обладает. Физической величиной, искажающей эту симметрию, является импульс налетающей частицы в СЦИ. Но этот импульс исчезает после

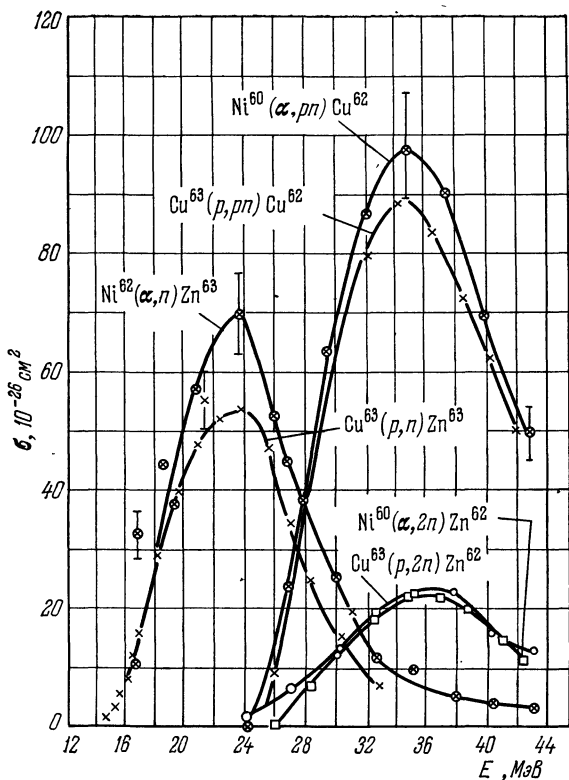


Рис. 4.7. Сечения реакций (p, n), (p, 2n) и (p, pn) на ядре изотопа меди ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ и реакций (α, n) , $(\alpha, 2n)$ и (α, pn) на ядре изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$.

E — энергия возбуждения составного ядра. Сплошные линии проведены через экспериментальные точки.

того, как налетающая частица поглотится ядром. Составное ядро уже характеризуется только одной векторной величиной — полным моментом. Посмотрим теперь, из каких величин составляется этот полный момент и какими свойствами симметрии составляющие его величины обладают. Полный момент составного ядра складывается из спинов исходных частиц и орбитального момента относительного движения. Спины исходных частиц ориентированы хаотично, т. е.

симметрично по всем направлениям, а относительный орбитальный момент перпендикулярен импульсу налетающей частицы и хаотично ориентирован в плоскости, перпендикулярной этому импульсу.

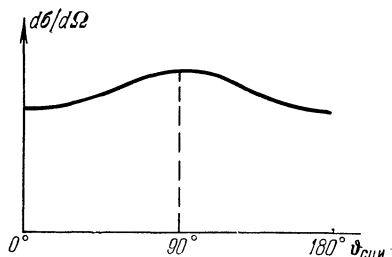


Рис. 4.8 Схематическое изображение угловых распределений продуктов реакции, идущей через составное ядро.

Такие угловые распределения симметричны относительно 90° в СЦИ.

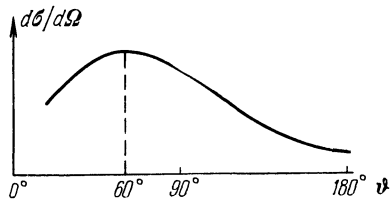


Рис. 4.9. Угловое распределение протонов с энергией, большей 9 МэВ, в реакции (γ, p) на ядре изотопа меди ${}_{29}\text{Cu}^{65}$.

Ядро ${}_{29}\text{Cu}^{65}$ облучалось γ -квантами с непрерывным спектром энергий:

$$E_{\gamma \text{ max}} = 25 \text{ МэВ.}$$

Таким образом, все характеризующие составное ядро векторные величины обладают симметрией вперед-назад. При распаде эта симметрия сохраняется, что и приводит к симметрии углового распределения реакции.

§ 7. Составное ядро. Резонансные реакции

1. До сих пор мы рассматривали свойства, присущие как резонансным, так и нерезонансным реакциям, идущим через составное ядро. Перейдем теперь к особенностям резонансных реакций. Из рассуждений § 5, п. 3 следует, что в области расположения изолированного (т. е. удаленного от своих соседей) уровня E_0 эффективное сечение σ_{ab} реакции должно иметь резонансный максимум. В квантовой механике доказывается, что форма этого резонанса описывается формулой Брейта — Вигнера *)

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.43)$$

Из этой формулы видно, что резонанс тем острее, чем меньше величина Γ , которая тем самым имеет смысл ширины уровня, через

*) Здесь и в дальнейшем мы для простоты приводим формулу Брейта — Вигнера для бесспиновых частиц, вступающих в реакцию из S -состояния относительного движения. В общем случае правую часть формулы (4.43) нужно умножить на статистическую величину $g(J) = \frac{2J+1}{(2j_a+1)(2j_A+1)}$, где J — момент уровня составного ядра, j_a и j_A — спины сталкивающихся частиц.

который идет реакция. Сложив сечения реакций (4.43) по всем возможным каналам, включая упругий, мы получим для полного сечения, т. е. для сечения σ_{ac} образования составного ядра, формулу

$$\sigma_{ac} = \pi\lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.44)$$

Из (4.44) видно, что формулу (4.43) Брейта — Вигнера в соответствии с (4.38) можно записать в виде произведения сечения σ_{ac} образования составного ядра на вероятность распада по каналу b :

$$\sigma_{ab} = \pi\lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (4.45)$$

2. С помощью формулы Брейта—Вигнера можно проиллюстрировать некоторые общие заключения о поведении сечений, изложенные в §§ 3 и 4.

При $E = E_0$ упругое сечение σ_{aa} и неупругое σ_{ab} примут соответственно вид

$$\sigma_{aa} = 4\pi\lambda_a^2 \Gamma_a^2/\Gamma^2, \quad \sigma_{ab} = 4\pi\lambda_a^2 \Gamma_a \Gamma_b/\Gamma^2. \quad (4.46)$$

Ограничимся случаем одного неупругого канала, когда $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$. Из (4.46) видно, что упругое сечение достигает при $\Gamma_b = 0$, $\Gamma_a = \Gamma$ максимума, равного в соответствии с (4.24)

$$\sigma_{aa} \max = 4\pi\lambda_a^2.$$

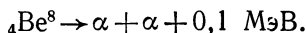
Сечение неупругого рассеяния в соответствии с (4.25) максимально при $\Gamma_b = \Gamma_a = \Gamma/2$:

$$\sigma_{ab} \max = \pi\lambda_a^2.$$

В заключение этого пункта остановимся на энергетической зависимости Γ_a и Γ_b для экзотермических реакций при очень низких энергиях. В окрестности резонанса ширины Γ_a , Γ_b можно считать постоянными. Вдали от резонанса при уменьшении энергии только ширину реакции Γ_b следует считать постоянной, так как ширина Γ_a для упругого канала должна быть пропорциональна скорости налетающей частицы: $\Gamma_b = \text{const}$, $\Gamma_a \sim v_a$. Действительно, только в этом случае сечения σ_{aa} , σ_{ab} при низких энергиях ведут себя так, как это предписывается результатами § 4: $\sigma_{ab} \sim 1/v_a$, $\sigma_{aa} = \text{const}$, если $E \ll E_0$ и $\Gamma \ll E_0$.

3. В этом и следующем пунктах мы рассмотрим примеры резонансных ядерных реакций. Начнем с резонансных реакций, в которых составным ядром является нестабильное ядро изотопа бериллия ${}_4\text{Be}^8$. Некоторые низшие уровни ядра ${}_4\text{Be}^8$ приведены на рис. 4.10 с указанием их энергий, спинов и четностей. Длинной горизонтальной линией отмечена энергия связи системы $p + {}_3\text{Li}^7$. Ряд уровней ниже этой черты не указан.

Ядро ${}_4\text{Be}^8$ нестабильно и распадается на две α -частицы с выделением небольшой энергии 0,1 МэВ:

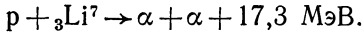


Поэтому основное состояние ${}_4\text{Be}^8$ должно проявлять себя как резонанс в рассеянии α -частицы на α -частице:

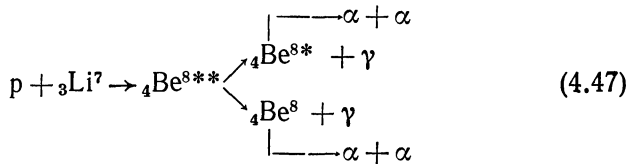


Однако время жизни ядра ${}^8_4\text{Be}$ по теоретическим оценкам имеет порядок 10^{-16} с (такие малые времена существующими методами трудно измерять непосредственно). Соответствующая этому времени жизни ширина также весьма мала. Она составляет всего лишь $\Gamma = \hbar/\tau = 10^{-27}/10^{-16}$ эрг ≈ 10 эВ. Согласно теории резонансных реакций сечение рассеяния $\alpha - \alpha$ должно иметь при энергии $E = 0,1$ МэВ острый пик шириной в 10 эВ. Этот пик чересчур узок и поэтому никем не наблюдался. Напротив, первое возбужденное состояние, которое мы обозначим через ${}^8_4\text{Be}^{8*}$, имеет энергию $E = 2,9$ МэВ и ширину $\Gamma = 0,8$ МэВ. Соответствующий резонанс четко проявляется в упругом $\alpha - \alpha$ -рассеянии.

Рассмотрим теперь уже не раз упоминавшуюся нами реакцию лития с протонами



Казалось бы, при такой большой энергии возбуждения, как 17,3 МэВ, ширины станут большими. Однако экспериментально в сечении этой реакции обнаружен острый ($\Gamma = 0,2$ МэВ) резонанс при энергии протонов 0,4 МэВ. Проявление острого резонанса объясняется тем, что получающееся в этой реакции составное возбужденное ядро ${}^8_4\text{Be}^{8*}$ с энергией 17,6 МэВ из-за правил отбора не может непосредственно распадаться на две α -частицы, а должно предварительно испустить γ -квант:



Заметим, что эта реакция имеет важное значение как источник монохроматических γ -квантов с энергиями 17,6 и 14,7 МэВ.

Поясним, почему уровень 17,6 МэВ не может распадаться на две α -частицы. Спин α -частицы равен нулю, так что она является частицей Бозе (см. гл. II, § 8). Поэтому волновая функция системы двух α -частиц должна быть симметричной: $\Psi(r_1, r_2) = \Psi(r_2, r_1)$, т. е. четной. Но согласно правилу из гл. II, § 8 система с четной

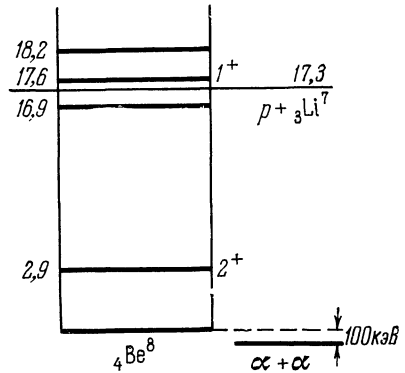


Рис. 4.10. Спектр низших состояний нестабильного ядра изотопа бериллия ${}^8_4\text{Be}$.

Длинной линией указан порог развала ядра ${}^8_4\text{Be}$ на протон и ядро ${}^7_3\text{Li}$; линия $\alpha + \alpha$ показывает разность энергий покоя двух α -частиц и основного состояния ядра ${}^8_4\text{Be}$.

функцией может иметь только четные орбитальные моменты. Орбитальный же момент для системы бесспиновых частиц равен полному. Поэтому система $\alpha - \alpha$ может находиться лишь в состояниях 0^+ , 2^+ , 4^+ и т. п. В то же время уровень 17,6 МэВ имеет момент, равный единице (1^+). Поэтому распад с этого уровня на две α -частицы запрещен законом сохранения момента. Радиационные же ширины значительно меньше, чем «частичные», что и приводит к узкому резонансу в реакции лития с протонами.

4. Обсудим теперь свойства важных для практики резонансных реакций (n, γ) и (n, n) на средних и тяжелых ядрах. Графики сечений $\sigma_{n\gamma}$ радиационного захвата нейтронов как функции их энергий представляют собой частокол из узких резонансов. В области энергий между нулем и низшим резонансом выполняется закон « $1/v$ » (см. формулу (4.35)). В окрестности каждого резонанса E_0 сечение имеет обычную брейт-вигнеровскую форму (4.43) (см. примечание к (4.43)):

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.48)$$

Параллельно радиационному захвату, конечно, обязательно происходит и упругое рассеяние нейтронов. Сечение упругого рассеяния в окрестности резонанса E_0 имеет в соответствии с (4.43) вид

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.49)$$

Полное сечение σ_t равно сумме сечений упругого и неупругого рассеяния,

$$\sigma_t = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.50)$$

Рассмотрим вопрос о соотношении ширин Γ_γ и Γ_n .

Радиационные ширины примерно одинаковы по всей таблице известных ядер и слабо меняются с энергией. Приближенно можно принять $\Gamma_\gamma = \text{const} \approx 0,1$ эВ, что соответствует времени жизни уровней $\tau \approx 10^{-14}$ с. Лишь при переходе к легким ядрам радиационные ширины немного возрастают, достигая порядка 1 эВ.

Нейтронные ширины Γ_n пропорциональны скорости v_n нейтронов: $\Gamma_n \sim v_n$. Поэтому у всех ядер существует область столь малых скоростей нейтронов, что $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, т. е. область энергий, в которой захват нейтрона более вероятен, чем упругое рассеяние. При $A > 100$ это условие выполняется вплоть до сотен килоэлектронвольт. Как мы увидим ниже в гл. XI, именно малость нейтронных ширин обеспечивает работу реакторов на медленных нейтронах с энергиями порядка 0,025 эВ.

Общая картина взаимодействия нейтронов со средними и тяжелыми ядрами такова. При очень низких энергиях нейтронов до-

минирует радиационный захват. С ростом энергии становится сначала существенным, а затем доминирующим упругое рассеяние нейтронов.

5. Наблюдение на опыте нейтронных резонансов требует высокой монохроматичности энергии падающих нейтронов, что достигается с большим трудом и лишь с помощью специальных сложных устройств (см. гл. IX, § 3, п. 5). Обычные источники пучков нейтронов, перечисленные в гл. IX, § 3, п. 5, имеют разброс ΔE по энергиям, значительно превышающий расстояния D между уровнями в средних и тяжелых ядрах: $\Delta E \gg D$.

В этих условиях фактически измеряется усредненное по резонансам сечение $\bar{\sigma}$, как это схематически изображено на рис. 4.11. Если в пучке нейтронов со средней энергией E доля нейтронов, имеющих энергию от $E + \varepsilon$ до $E + \varepsilon + d\varepsilon$, равна $f(E + \varepsilon) d\varepsilon$, то усредненное сечение $\bar{\sigma}(E)$, очевидно, определяется формулой

$$\bar{\sigma}(E) = \frac{\int f(E + \varepsilon) \sigma(E + \varepsilon) d\varepsilon}{\int f(E + \varepsilon) d\varepsilon}. \quad (4.51)$$

При этом по определению среднего

$$E = \frac{\int f(E + \varepsilon) (E + \varepsilon) d\varepsilon}{\int f(E + \varepsilon) d\varepsilon}. \quad (4.52)$$

Интегрирование везде ведется по области размытия пучка, т. е. от $-\Delta E$ до ΔE .

Интегрирование сильно упрощается, если учесть, что вдали от резонанса сечения малы, а в окрестности резонанса медленно меняющуюся функцию $f(E + \varepsilon)$ можно по теореме о среднем считать константой и заменить на $f(E_0)$. Пределы же интегрирования при обходе каждого резонанса можно заменить на бесконечные, поскольку брейт-вигнеровское сечение быстро падает при удалении энергии от резонансного значения. В результате интегрирование по каждому резонансу сведется к вычислению интеграла

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{(\varepsilon - E_0)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{2\pi}{\Gamma}. \quad (4.53)$$

Полагая для простоты, что функция $f(E + \varepsilon)$ постоянна в области интегрирования, и используя (4.53), находим из (4.51) для $\bar{\sigma}$, выражение

$$\bar{\sigma}_r = 2\pi\lambda_n^2 \bar{\Gamma}_n / \bar{D}, \quad (4.54)$$

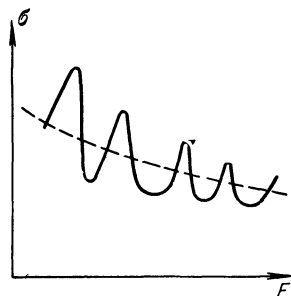


Рис. 4.11. Схематическое изображение усреднения резонансной зависимости сечения от энергии.

Сплошной кривой показано сечение, которое получается при измерении с монохроматическими нейтронами; пунктирной кривой — усредненное по энергии сечение.

где $\bar{\Gamma}_n$ и \bar{D} — усредненные по всем уровням в интервале ΔE соответственно нейтронная парциальная ширина уровня и расстояние между уровнями.

Таким образом, измерения нейтронных сечений с низким разрешением по энергиям приводят к усреднению по резонансам и дают непосредственную информацию о величине $\bar{\Gamma}_n/\bar{D}$, которая называется *силовой функцией*. Вместо силовой функции иногда вводят *коэффициент прилипания* $\xi = 2\pi(\bar{\Gamma}_n/\bar{D})$. Полное усредненное сечение $\bar{\sigma}_t$ тогда можно записать в виде

$$\bar{\sigma}_t = \pi\lambda^2\xi$$

и толковать его как предельное сечение $\pi\lambda^2$, помноженное на вероятность того, что нейтрон прилипнет к ядру. Для коэффициента прилипания хорошо выполняются следующие закономерности. При энергиях нейтронов, больших по сравнению с потенциалом взаимодействия V нейтрона с ядром ($E \gg V$), коэффициент прилипания близок к единице: $\xi \approx 1$. При малых энергиях ($E \ll V$) коэффициент прилипания падает пропорционально скорости налетающего нейтрона: $\xi \sim v_n$. Зависимость от E и A усредненных по резонансам сечений взаимодействий нейтронов с ядрами описывается оптической моделью, изложенной в § 9.

6. Сделаем небольшое замечание о резонансных реакциях с заряженными частицами.

На средних и тяжелых ядрах резонансные реакции с участием заряженных частиц практически не идут из-за малой проникаемости кулоновского барьера. На легких ядрах такие реакции вполне возможны, поскольку в этом случае кулоновский барьер сравнительно низок, а энергии резонансных уровней, напротив, относительно высоки.

7. Посмотрим теперь, до каких энергий следует ожидать реакций резонансного характера. Ядерные реакции (в узком смысле слова) будут резонансными до тех пор, пока соблюдается условие $\Gamma < D$. Поэтому надо проследить, как зависят величины D и Γ от массового числа A и от энергии возбуждения E ядра.

Плотность уровней ядра $\rho = 1/D$ резко увеличивается как с ростом A , так и с ростом E . Это возрастание объясняется, грубо говоря, тем, что с ростом числа частиц и энергии возбуждения увеличивается число способов, которыми заданную энергию можно распределить по частицам. Из опытных данных следует, что зависимость $\rho(E)$ приближенно выражается формулой

$$\rho(E) = C \cdot \exp(2\sqrt{aE}), \quad (4.55)$$

где C , a — коэффициенты, зависящие от A . Некоторые значения C и a приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

A	$a, \text{ МэВ}^{-1}$	$C, \text{ МэВ}^{-1}$	A	$a, \text{ МэВ}^{-1}$	$C, \text{ МэВ}^{-1}$
27	0,45	0,5	181	10	0,01
63	2	0,3	231	12	0,005
115	8	0,02			

Из этой таблицы следует, что, например, для $A = 27$ будет $\rho(E) = 10$ при $E = 5$ МэВ и $\rho(E) \approx 90$ при $E = 15$ МэВ. Для $A = 181$ $\rho(E) \approx 1,8 \cdot 10^5$ при $E = 7$ МэВ и $\rho(E) = 4 \cdot 10^7$ при $E = 15$ МэВ. Ширины же уровней в среднем также растут с ростом энергии, но уменьшаются (также в среднем) с ростом массового числа. Последнее свойство наглядно объясняется тем, что при больших A движение нуклонов в ядре носит более запутанный характер. Вопрос о том, начиная с каких энергий возбуждения уровни становятся перекрывающимися, пока еще окончательно не решен. Считается, что в средних и тяжелых ядрах уровни, возбуждаемые нейтронами с энергией в несколько мегаэлектронвольт, уже перекрываются, и, следовательно, изолированные резонансы в реакциях исчезают. В легких ядрах, в которых плотность уровней невелика, изолированные резонансы могут существовать и при более высоких энергиях.

Среднее расстояние между уровнями падает и с увеличением массового числа A . Но при этом уменьшаются и ширины уровней. Поэтому резонансными свойствами при достаточно низких энергиях возбуждения обладают почти все ядра, от легких до самых тяжелых. Только легчайшие ядра с $A = 2$ и 3 не обладают резонансными уровнями.

Особенно четко резонансные реакции как с заряженными, так и с нейтральными частицами проявляются на легких ядрах. С другой стороны, например, резонансные свойства реакции (n, γ) сохраняются вплоть до самых тяжелых ядер, хотя энергии возбуждения здесь не малы (6—9 МэВ).

За последние годы большое число отчетливых резонансов открыто в реакциях с элементарными частицами. Эти резонансы будут рассмотрены в гл. VII, § 7.

В заключение отметим, что сечения ядерных реакций в области сильно перекрывающихся резонансов, вообще говоря, не являются плавными функциями энергии: они флуктуируют около своих средних значений. По внешнему виду эти *флуктуации в сечениях* можно спутать с резонансами (тем более, что ширина «флуктуационных резонансов» по порядку величины совпадает с шириной перекрывающихся уровней). Отличить флуктуации от истинных резонансов

помогает то, что флуктуационные максимумы в разных каналах располагаются при разных энергиях, в то время как истинные резонансы — при одних и тех же энергиях.

Изучение флуктуаций в сечениях позволяет в принципе определять такую нетривиальную характеристику, как ширина перекрывающихся уровней. Для примера укажем, что ширина перекрывающихся уровней ядра изотопа серы ${}_{16}\text{S}^{32}$, определенная по

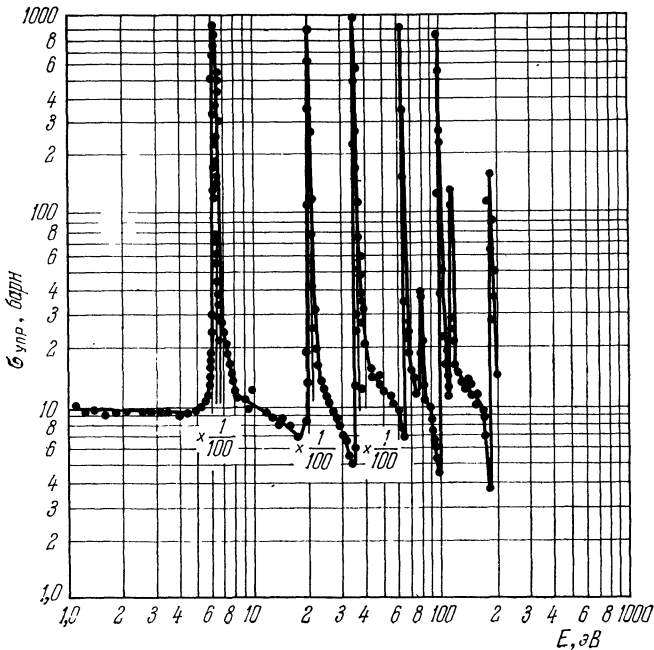


Рис. 4.12. Асимметричные резонансные пики в зависимости от энергии сечения упругого рассеяния нейтронов на ядре изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$.

Цифры 1/100 у первых трех резонансов означают, что на рисунке отложены соответствующие им сечения, умноженные на 1/100.

флуктуациям сечения реакции ${}_{15}\text{P}^{31}(\text{p}, \gamma){}_{16}\text{S}^{32}$ (энергия возбуждения 19 МэВ), оказалась равной приблизительно 70 кэВ.

8. Даже в окрестности резонанса форма сечения может отличаться от брейт-вигнеровской (4.43). Это наблюдается в том случае, когда, например, наряду с резонансным рассеянием имеется большой фон нерезонансного рассеяния. Для примера на рис. 4.12 приведено сечение упругого рассеяния медленных нейтронов на ядре изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$. Асимметричная форма резонансных пиков есть результат интерференции резонансного и нерезонансного рассея-

ния. Еще раз мы встретимся с этим явлением при обсуждении аналоговых резонансов (гл. V, § 6, п. 9).

9. В заключение этого параграфа коснемся вопроса о возможности теоретического расчета парциальных и, следовательно, полных ширин, входящих в формулу Брейта — Вигнера (4.43). Из опытного факта существования у ядра достаточно четкой границы (гл. II, § 6, п. 4) следует, что процесс распада уровня составного ядра можно представить себе происходящим в две стадии: сначала нуклоны ядра чисто случайно собираются таким образом, чтобы получились «соприкасающиеся» своими поверхностями продукты реакции, которые затем квантовомеханически «просачиваются» сквозь потенциальный барьер (если таковой существует). В соответствии с этим парциальную ширину Γ_a распада уровня по каналу a можно представить в виде

$$\Gamma_a = \gamma_a^2 P_a, \quad (4.56)$$

где γ_a^2 — коэффициент, носящий название *приведенной ширины*, который дает вероятность образования «соприкасающихся» продуктов реакции, а P_a — коэффициент проницаемости, введенный в § 4, п. 5. Приведенные ширины определяются, очевидно, структурой уровня и в принципе могут быть рассчитаны с помощью оболочечной модели с остаточным взаимодействием (см. гл. III, § 4). Однако практически такой расчет провести очень сложно из-за крайней громоздкости волновых функций, описывающих структуру высоковозбужденных состояний ($E \gtrsim 10$ МэВ, см. гл. III, § 4). Только для аналоговых состояний, структура которых поддается расчету, удастся проведение разумного сравнения теории и эксперимента (см. гл. V, § 6, п. 10).

§ 8. Составное ядро. Нерезонансные реакции

1. При больших энергиях возбуждения составного ядра его уровни перекрываются, и говорить об отдельных резонансах уже нельзя. Однако концепцию составного ядра можно сохранить и здесь, дополнив ее статистическими соображениями. В результате получается *статистическая теория ядерных реакций* или, что то же самое, *модель испарения*. Согласно модели испарения реакция протекает следующим образом. Попавшая в ядро частица быстро теряет энергию, передавая ее всем нуклонам ядра. Таким путем возникает термодинамически равновесное состояние ядра, т. е. ядро приобретает некоторую температуру (температура невозбужденного ядра равна нулю). Далее в течение некоторого времени (это и есть время жизни составного ядра) каждый нуклон имеет энергию, недостаточную для вылета, хотя ядро в целом возбуждено сильно. Наконец, в результате достаточно сильной флуктуации один из нуклонов приобретает необходимую для вылета энергию и испаряется из

ядра. Из термодинамических соображений для спектра $N(E)$ вылетающих частиц получается выражение

$$N(E) \sim E \sigma_c(E) \rho(E_f), \quad (4.57)$$

где $\sigma_c(E)$ — введенное в (4.38) сечение образования составного ядра испущенной частицей, $\rho(E_f)$ — плотность уровней конечного ядра с энергией возбуждения E_f . Очевидно, что $E_f = E_c - E - E_N$, где E_c — энергия возбуждения составного ядра, E_N — энергия связи испаряющегося нуклона.

При достаточно высоких энергиях возбуждения зависимость σ_c от E не сильная, так что можно положить $\sigma_c = \text{const}$. Тогда, подставив в (4.57) $\rho(E_f)$ из (4.55), получим

$$N(E) \sim E \exp \sqrt{2a(E_c - E_N - E)}. \quad (4.58)$$

При $E \ll E_c - E_N$, т. е. при вылете низкоэнергетических нейтронов, спектр (4.58) переходит в максвелловский

$$N(E) \sim E \exp(-E/T),$$

где параметр $T = a^{-1} \sqrt{E_c - E_N}$ играет роль температуры.

2. Перейдем к предсказаниям, вытекающим из статистической теории. Во-первых, в модели испарения угловое распределение должно быть изотропным, а не только симметричным вперед-назад, поскольку в процессе установления теплового равновесия ядро полностью «забывает», каким образом оно образовалось. Во-вторых, испаряемые ядром нейтроны должны иметь спектр (4.58). Наконец, в-третьих, вылет заряженных частиц из составного ядра должен быть, как правило, сильно подавлен, поскольку вылет медленных частиц затруднен кулоновским барьером (см. гл. VI, § 3), а быстрых — резким уменьшением плотности $\rho(E_f)$ уровней конечного ядра при уменьшении энергии возбуждения E_f . Разумеется, сохраняются и более общие предсказания модели составного ядра, такие как независимость процентной доли распада по определенному каналу от способа образования составного ядра.

Посмотрим, как согласуются эти предсказания с экспериментальными данными. Экспериментальные сечения взаимодействия нейтронов со средними и тяжелыми ядрами обладают следующими свойствами. Во-первых, угловое распределение вылетающих частиц, как правило, имеет анизотропную часть, причем даже не обладающую симметрией вперед-назад. Обычно больше частиц летит вперед. Во-вторых, энергетическое распределение вылетающих нейтронов в низкоэнергетической части имеет горб максвелловского типа, но при высоких энергиях спадает медленно (как говорят, имеет «немасвелловский» хвост). Типичные энергетические и угловые распределения нейтронов, вылетающих из сильно возбужденного (20—30 МэВ) ядра, приведены на рис. 4.13. В-третьих, во многих реакциях из средних и даже тяжелых ядер с заметной интенсивно-

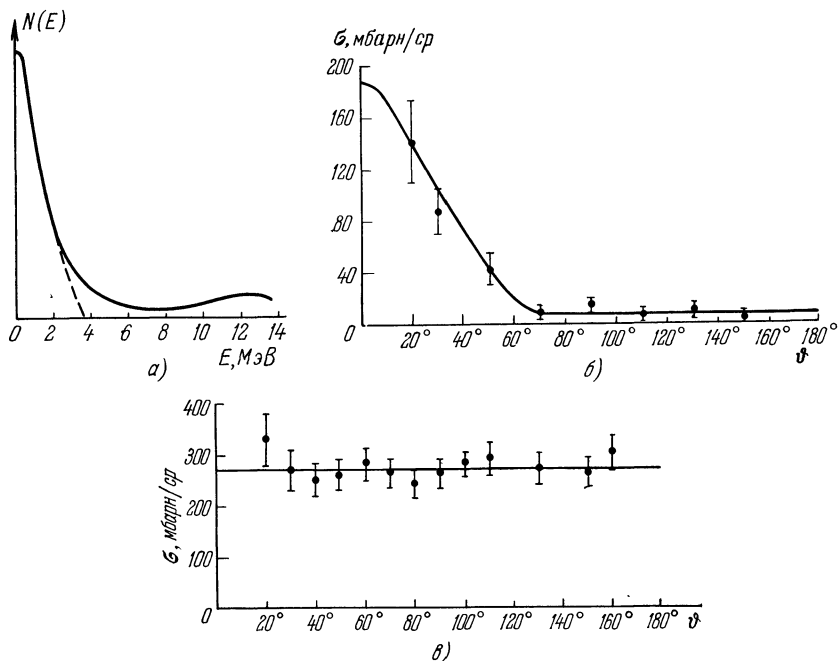


Рис. 4.13. Энергетические и угловые распределения нейтронов, возникающих в реакции (n, n') на ядре изотопа висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$.

Энергия налетающих нейтронов 14,5 МэВ. а) Энергетическое распределение; пунктирная кривая рассчитана по статистической модели. б) Угловое распределение нейтронов с энергией $4 \text{ МэВ} < E < 12 \text{ МэВ}$. в) Угловое распределение нейтронов с энергией $0,5 \text{ МэВ} < E < 4 \text{ МэВ}$.

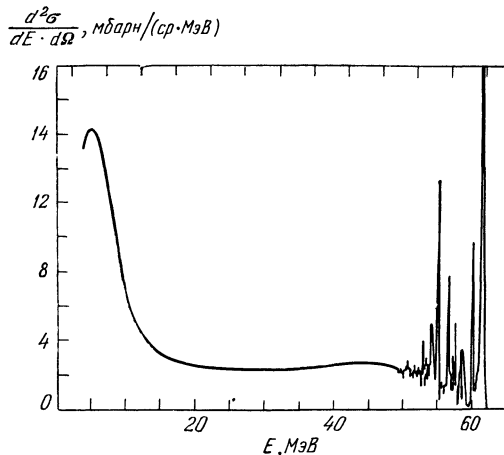


Рис. 4.14. Энергетический спектр протонов в реакции ${}_{28}\text{Fe}^{64}$ (р. р').

стью вылетают протоны. Наконец, в-четвертых, независимость распада от способа образования составного ядра обычно выполняется лишь приближенно.

Следовательно, кроме модели испарения и вообще кроме механизма составного ядра существенную роль играют и другие механизмы ядерных реакций.

3. Роль других механизмов проанализируем на примере реакции (p, p') . На рис. 4.14 изображен энергетический спектр протонов, вылетающих под углом $\vartheta = 35^\circ$ в реакции ${}_{26}\text{Fe}^{54}(p, p')$. Энергия налетающих протонов равняется 62 МэВ. Высокоэнергичная часть спектра ($E = 50\text{--}60$ МэВ) возникает от прямой ядерной реакции (см. § 10). Налетающий протон тратит часть своей энергии (~ 10 МэВ) на прямое возбуждение простых степеней свободы ядра. Высокий максимум при энергии $E = 5\text{--}7$ МэВ соответствует испарительным протонам. Область спектра от $10\text{--}12$ МэВ до 50 МэВ не описывается ни статистической теорией ядерных реакций, ни рассматриваемыми ниже в § 10 прямыми реакциями. Существование такой области спектра характерно для реакции (p, p') не только на Fe^{54} , но и на других ядрах. На рис. 4.15 приведены

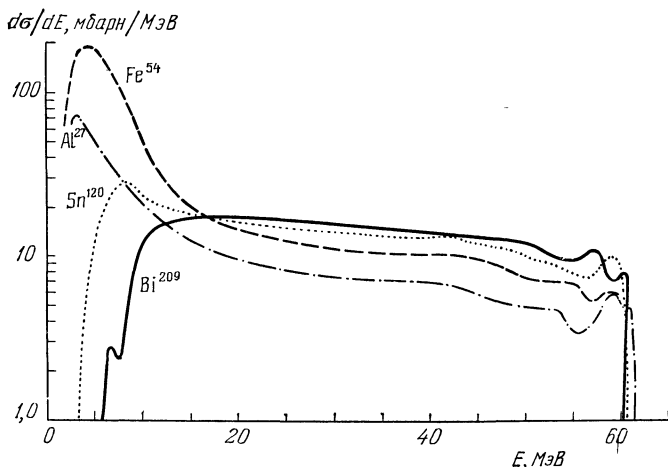


Рис. 4.15. Проинтегрированный по углам энергетический спектр протонов реакции (p, p') на различных ядрах

проинтегрированные по углам спектры протонов из реакции (p, p') на различных ядрах. Из рисунка видно, что при переходе к тяжелым ядрам (${}_{83}\text{Bi}^{209}$), у которых имеется высокий кулоновский барьер, сечение испарительных протонов резко падает, а сечение протонов с энергиями в интервале $10\text{--}50$ МэВ остается примерно постоянным. В частности, у ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ практически все протоны являются не-испарительными.

Рассмотренные на примере реакции (p, p') особенности энергетических спектров являются универсальными и проявляются в любых ядерных реакциях. Область спектра, не описываемая ни моделью испарения, ни прямыми ядерными реакциями, обусловлена механизмом предравновесных ядерных реакций. Этот механизм состоит в том, что частицы испускаются ядром на стадии установления статистического равновесия. Эта стадия начинается с возбуждения относительно несложных степеней свободы. Поэтому энергетические спектры предравновесных частиц являются более жесткими, чем испарительных. Отсюда в свою очередь следует отмеченная выше слабая зависимость вероятности вылета предравновесных протонов от высоты кулоновского барьера (рис. 4.15). В общем балансе всех частиц, испущенных составным ядром, доля предравновесных зависит от энергии возбуждения составного ядра и может достигать 40%. Заряженные частицы, как видно из рис. 4.15, могут быть практически все предравновесными.

§ 9. Оптическая модель для ядерных реакций

1. Согласно оптической модели ядро представляет собой сплошную среду, преломляющую и поглощающую дебройлевские волны падающих на него частиц. В квантовой механике доказывается, что роль коэффициента преломления для дебройлевской волны играет гамильтониан взаимодействия частицы с силовым полем ядра. Для описания поглощения к этому гамильтониану добавляется мнимая часть iW , так что весь гамильтониан принимает вид

$$H_{вз} = V(r) + iW(r), \quad (4.59)$$

где $V(r)$ — гамильтониан из (3.5), а $W(r)$ подбирается так, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные данные. Таким образом, в оптической модели взаимодействие падающего нуклона с ядром аппроксимируется рассеянием и поглощением этого нуклона силовым центром (вместо задачи $A + 1$ тел решаем задачу одного тела).

2. Оптическая модель описывает: а) дифференциальное и интегральное сечения упругого рассеяния при различных энергиях рассеивающихся нуклонов; б) сечение всех неупругих процессов, т. е. сечение поглощения нуклонов ядрами. В области энергии 10—20 МэВ, где вклад прямых процессов относительно невелик, сечение поглощения совпадает с сечением образования составного ядра (см. § 6, п. 2, а также § 7, п. 2).

На рис. 4.16 приведено как рассчитанное по оптической модели, так и измеренное на опыте дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов с энергией 22 МэВ на ряде ядер. Как видно из рисунка, оптическая модель прекрасно описывает измеренные сечения. Правда, хорошего согласия с экспериментом добиваются

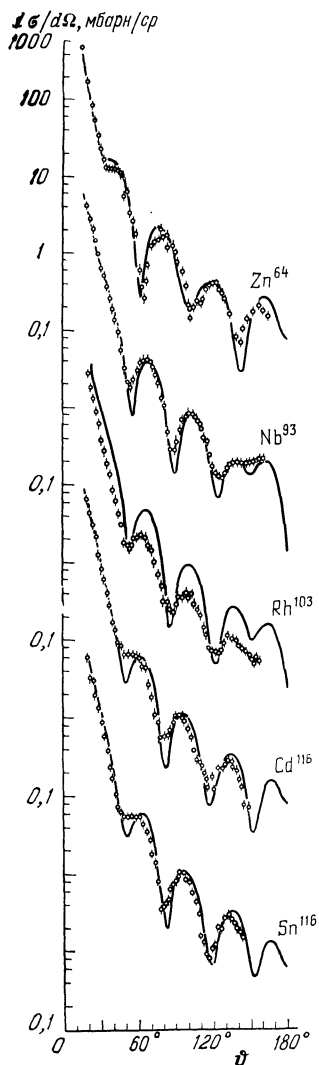


Рис. 4.16. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 22 МэВ на ядрах.

Точки — экспериментальные данные, кривые — расчет по оптической модели. Для каждого ядра шкала дифференциального сечения начинается с 0,1 мбарн/ср.

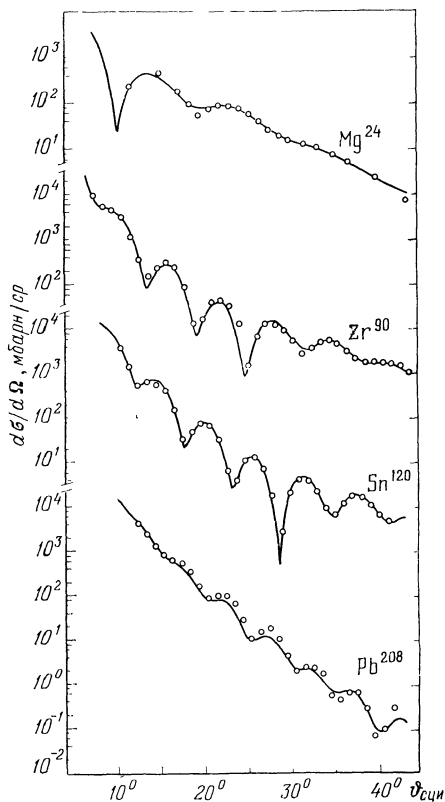


Рис. 4.17. Дифференциальные сечения упругого рассеяния ядра изотопа гелия ${}^3\text{He}$ с энергией 130 МэВ на разных ядрах.

Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые рассчитаны по оптической модели с соответствующим подбором параметров оптического потенциала.

введением многих параметров в мнимую часть гамильтониана (4.59) (в частности, введением наряду с объемным поглощением еще и поверхностного поглощения нуклонов). За последние годы оптическая модель с успехом применялась для описания упругого рассеяния и поглощения сложных частиц (d , t , α и т. д.) атомными ядрами.

На рис. 4.17 приведено сравнение экспериментальных и рассчитанных по оптической модели дифференциальных сечений упругого рассеяния ядра изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$ с энергией 130 МэВ на различных ядрах. Как мы видим, оптическая модель прекрасно описывает и рассеяние сложных частиц. Разумеется, гамильтониан взаимодействия для сложных частиц отличается от гамильтониана для нуклонов.

3. Предельным случаем оптической модели является модель черного тела, согласно которой ядро поглощает все попавшие на него частицы. Для нейтронов упругое рассеяние в модели черного тела является чисто дифракционным (см. гл. II, § 6 и § 3, п. 3 этой главы), а сечение поглощения с ростом энергии плавно приближается к предельному значению (см. пунктир на рис. 2.16). Реальные параметры оптического гамильтониана (4.59) свидетельствуют о том, что ядро является полупрозрачным. Полупрозрачность ядра подтверждается также осцилляциями сечений поглощения (рис. 2.16) в зависимости от энергии. Эти осцилляции в оптической модели возникают вследствие интерференции налетающей и рассеянной ядером волн. Осцилляции сечений поглощения можно также наблюдать, сохраняя энергию неизменной, но меняя размеры ядра, т. е. изучая зависимость сечения поглощения от массового числа A . Полупрозрачность ядра означает, что влетевший в ядро нуклон не сразу образует составное ядро, а в течение некоторого времени, большего R/v , где v — скорость частицы в ядре, движется, сохраняя некоторую обособленность от остальных нуклонов ядра. Этот факт является важным для предравновесного механизма ядерных реакций (см. § 8, п. 3).

4. Практический анализ и сравнение расчетов с опытными данными показывают, что оптическая модель описывает ту часть упругого рассеяния, которая происходит без образования составного ядра. В области энергии налетающего нуклона, на несколько МэВ превышающей порог испускания нейтрона, упругое рассеяние через составное ядро является маловероятным (из-за большого числа открытых каналов) и оптическая модель описывает все упругое рассеяние. Однако для нейтрона с энергией, меньшей порога неупругого рассеяния, уже нельзя пренебречь упругим рассеянием через составное ядро: у составного ядра открыт только один канал и именно упругий. В этом случае усредненное по энергии сечение $\bar{\sigma}_{\text{уп}}(E)$ упругого рассеяния равняется сумме сечения, даваемого оптической моделью, и сечения упругого рассеяния через составное ядро.

5. В заключение отметим, что оптическая модель имеет область применимости при рассеянии не только на ядре, но и на отдельном нуклоне (см. гл. VII, § 7).

§ 10. Прямые ядерные реакции

1. Если ядерная реакция протекает быстро, т. е. за время порядка времени пролета частицы через ядро (10^{-21} — 10^{-22} с), то она называется *прямой реакцией*. В прямой реакции налетающая ча-

стица *непосредственно* (т. е. «прямо») передает энергию какой-либо простой степени свободы ядра — однонуклонной, α -частичной, коллективной и т. д.

Прямые реакции обладают рядом характерных особенностей. Рассмотрим здесь те черты прямых реакций, которые свойственны реакциям непосредственного выбивания частицы из ядра налетающей частицей. Для определенности будем иметь в виду реакцию (N, N').

Во-первых, из того, что падающий нуклон передает свой импульс в основном одному нуклону, следует, что нуклоны должны вылетать из ядра преимущественно вперед в направлении этого импульса. Во-вторых, из того, что падающий нуклон передает одному нуклону почти всю энергию, следует, что вылетающие из ядра нуклоны должны иметь довольно большие энергии, близкие к максимально возможным. Например, в прямой реакции (n, n') вылетающие нейтроны должны иметь угловое распределение, вытянутое в направлении вперед, и энергии, близкие к энергии падающего нейтрона.

Наконец, третьей существенной особенностью прямых процессов является то, что при них из ядра с равной интенсивностью могут вылетать как протоны, так и нейтроны, поскольку при больших энергиях вылетающих частиц влияние кулоновского барьера становится несущественным.

При энергиях порядка десятка МэВ прямые процессы почти никогда не идут в сколько-нибудь чистом виде, а всегда конкурируют с процессами, обусловленными другими механизмами, в частности, с реакциями, идущими через составное ядро. Для примера вернемся (см. рис. 4.13) к угловому и энергетическому распределениям нейтронов, вылетающих в результате реакции ${}_{83}\text{Bi}^{209}(n, n'){}_{83}\text{Bi}^{209}$ (при энергии падающих нейтронов 14,5 МэВ). В области энергий 0,5—4 МэВ это распределение носит максвелловский характер. Угловые распределения при этих энергиях изотропны (см. рис. 4.13, *в*) в полном соответствии с моделью испарения. Однако это соответствие явно нарушается для нейтронов, вылетающих с энергиями 4—12 МэВ: кривая распределения нейтронов по энергиям, вместо того чтобы плавно и быстро стремиться к нулю с ростом энергии, имеет максимум при энергии ≈ 9 МэВ (немаксвелловский «хвост»). Угловое распределение (рис. 4.13, *б*) становится резко вытянутым вперед. Эти две особенности указывают на наличие прямого процесса.

2. Прямые процессы очень разнообразны. Они идут на всех ядрах при любых налетающих частицах. Вылетать из ядер могут одиночные нуклоны, пары нуклонов, дейтроны, ядра ${}^3_2\text{He}$, α -частицы и более сложные ядра лития, бериллия и т. д. В последнем случае вылетающие ядра-осколки называются *фрагментами*, а сам процесс — *фрагментацией* или *скалыванием*. Прямыми, как прави-

ло, являются также процессы столкновений, при которых из ядер вылетают элементарные частицы — пионы, каоны, гипероны и др.

Наиболее изучены следующие прямые реакции:

а) Реакции (n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) . Эти прямые реакции играют наибольшую относительную роль при бомбардировке ядер нуклонами с энергиями в области нескольких десятков МэВ. Одна из таких реакций рассмотрена в предыдущем пункте.

б) *Срыв* (d, p) , (d, n) и *подхват* (p, d) , (n, d) . Механизм срыва состоит в том, что дейтрон при столкновении с ядром «зацепляется» за него лишь одним из своих нуклонов. Этот нуклон поглощается, а второй свободно уходит, почти не меняя направления движения. Реакция срыва наиболее интенсивно идет у дейтронов, поскольку нуклоны в дейтроне очень слабо связаны, расположены далеко друг от друга и основную часть времени проводят вне радиуса действия связывающих их сил (об этих уникальных свойствах дейтрона см. гл. V, § 2).

Реакция подхвата обратна реакции срыва: падающий нуклон слегка касается ядра и вырывает из него другой нуклон.

В литературе для обозначения реакций срыва и подхвата часто используют английские термины «стриппинг» и «пикап» соответственно. Кроме классических реакций срыва типа (d, p) или (p, d) , изучаются также реакции срыва типа (He^3, α) , (d, t) и т. д.

в) *Квазиупругое выбивание* $(p, 2p)$, (p, pn) . Если энергия падающего нуклона намного превосходит энергию связи нуклона в ядре, т. е. если $E > 100$ МэВ, то становится возможным процесс, в котором падающий нуклон сталкивается с одним нуклоном ядра, причем взаимодействие этих двух сталкивающихся нуклонов с остальными играет второстепенную роль. Происходит как бы свободное упругое столкновение двух нуклонов, в результате которого оба нуклона разлетаются, т. е. уходят из ядра. Это и есть реакция квазиупругого выбивания нуклонов.

г) Прямые процессы с участием сложных частиц — тритонов, α -частиц и др. Изучались такие реакции, как (n, t) , $(n, {}_2H^3)$, (n, α) , (p, α) , (t, α) и т. д., а также реакции с вылетом из ядра двух и большего количества сложных частиц.

При бомбардировке ядер нуклонами или другими частицами очень больших энергий (несколько сотен МэВ и выше) могут происходить «взрывы», в результате которых ядро разваливается на большое количество мелких осколков. На фотоэмульсии (см. гл. IX, § 4, п. 10) или на снимке в пузырьковой камере (гл. IX, § 4, п. 9) эти разлетающиеся осколки образуют многолучевую звезду (рис. 4.18). Такого типа реакции носят название процессов с образованием звезд.

д) Прямые реакции, вызываемые тяжелыми ионами, такими как углерод, азот, кислород. Под действием тяжелых ионов возможны и идут почти все типы реакций, наблюдавшиеся при облучении ядер

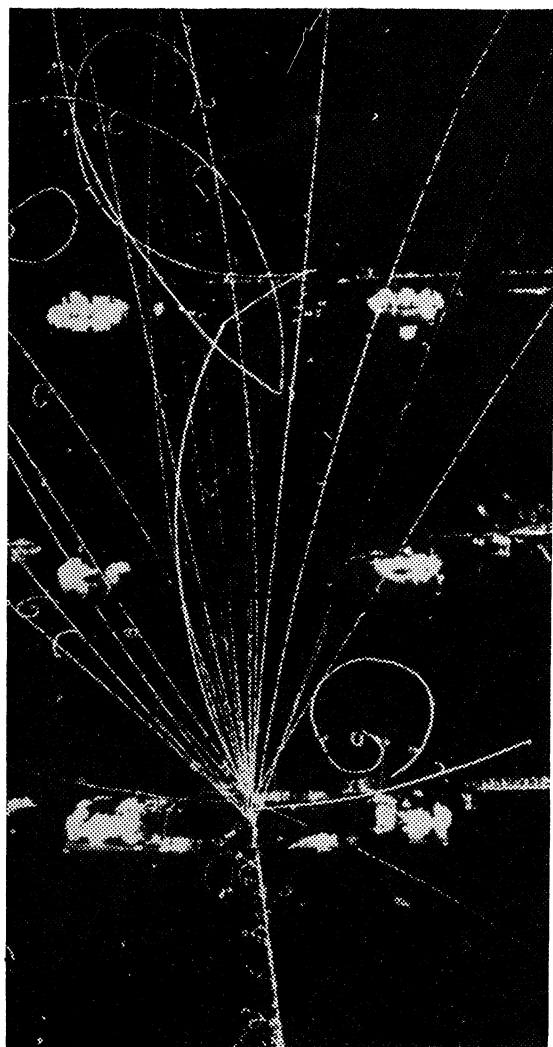


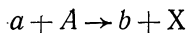
Рис. 4.18. «Звезда» в пропановой пузырьковой камере. Образована ядром углерода с $E = 50$ ГэВ.

более легкими частицами, а также некоторые реакции, специфические только для тяжелых ионов. Из этих специфических реакций наиболее изучены реакции передачи нуклона, такие как ${}^7\text{N}^{14}$ (${}^7\text{N}^{14}$, ${}^7\text{N}^{13}$), ${}^7\text{N}^{15}$, ${}^7\text{N}^{14}$ (${}^9\text{F}^{19}$, ${}^9\text{F}^{18}$), ${}^7\text{N}^{15}$ и т. д.; реакции кулоновского возбуждения (см. § 11, п. 5); реакции, в которых получаются ядра с очень большими (50 и более) моментами; реакции, в которых получаются новые изотопы с большим дефицитом нейтронов; реакции, в которых получаются новые трансурановые изотопы (см. гл. VI, § 5).

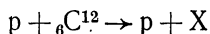
е) Процессы столкновений с участием малого числа частиц, при которых рождаются новые элементарные частицы — пионы, каоны, гипероны и др. Эти реакции будут рассмотрены в гл. VII.

ж) Релятивистские столкновения тяжелых ионов с энергией $\gtrsim 5$ ГэВ/нуклон. В этом случае ядра при столкновении сжимаются настолько сильно, что отдельные нуклоны сливаются в единый сгусток уже не ядерной, а «нуклонной» материи. Поэтому эти процессы родственны столкновению всех сильно взаимодействующих частиц высокой энергии. Они будут рассмотрены в гл. VII, § 7.

з) Инклюзивные реакции



при энергии налетающих частиц $E \geq 1$ ГэВ/нуклон. Здесь a , b — либо элементарные частицы, либо атомные ядра, A — атомное ядро. В таких инклюзивных реакциях были обнаружены *кумулятивный эффект* и родственные ему явления *ядерного скейлинга*. О кумулятивном эффекте мы скажем в гл. VII, § 7. Явление ядерного скейлинга состоит в том, что вылетающие под углом $\theta \approx 180^\circ$ частицы b характеризуются универсальным, т. е. не зависящим от природы частицы b , энергетическим спектром, простирающимся до весьма высоких энергий. Например, в реакции



спектр вылетающих протонов простирается до энергий, соответствующих столкновению протона с ядром C^{12} как целым.

Большой познавательный интерес имеют сравнительно простые прямые процессы, поскольку в процессах с участием большого числа конкурирующих каналов трудно разобраться экспериментально. Еще труднее извлечь из анализа таких сложных процессов количественную информацию о структуре ядра или о деталях механизма реакции.

3. Большинство прямых процессов происходит на поверхности ядра. Поэтому прямые реакции называются часто поверхностными реакциями. Эта особенность прямых процессов обусловлена тем, что при не очень высокой энергии (< 100 МэВ) вероятность пролететь через ядро и не поглотиться им является малой. Поверхностный характер прямых ядерных реакций приводит к возникновению отчетливых (убывающих по величине) максимумов в угловых

распределениях (рис. 4.19). Положение доминирующего первого максимума для прямого неупругого рассеяния α -частиц можно оценить из следующих полуклассических соображений.

Если реакция происходит на поверхности радиуса R , то орбитальные моменты α -частиц равны $[Rp_1]$ и $[Rp_2]$, причем радиус R перпендикулярен импульсам (иначе либо передача энергии будет неполной, либо α -частицы будут проходить чересчур большой путь внутри ядра). Учитывая, что $|p_1| \approx |p_2|$, разность $\hbar \Delta L$ этих орбитальных моментов можно записать в виде

$$\hbar \Delta L = 2p_1 R \sin(\theta/2), \quad (4.60)$$

где θ — угол рассеяния α -частицы. Величина ΔL передаваемого ядру орбитального момента должна быть, как и всякий орбитальный момент, целым числом и удовлетворять правилам отбора, налагаемым законами сохранения момента и четности. Эти правила таковы: во-первых,

$$J_0 + J \geq \Delta L \geq |J_0 - J|, \quad (4.61)$$

где J_0 , J — спины соответственно ядра-мишени и конечного ядра; во-вторых, ΔL должно быть четным при одинаковых четностях начального и конечного ядер и нечетным при различных. В случае реакции ${}_{12}\text{Mg}^{24}(\alpha, \alpha) {}_{12}\text{Mg}^{24*}$ при $E_\alpha = 43$ МэВ величина $\Delta L = 2$. Поэтому угол рассеяния $\theta = \hbar/p_1 R \approx 10^\circ$, где $R = R_\alpha + R_{\text{Mg}} \approx 6 \cdot 10^{-13}$ см. Как видно из рис. 4.19, этот угол хорошо соответствует главному максимуму углового распределения. Соответствующие (4.60) расположенные под малыми углами максимумы угловых распределений наблюдаются во всех поверхностных реакциях. В целом угловое распределение рис. 4.19 является типичным дифракционным и действительно допускает волновое объяснение. Основные особенности этого углового распределения можно понять, предположив, что испускание неупруго рассеянных волн α -частиц происходит из области «кольца», проходящего через поверхностный слой ядра перпендикулярно падающему пучку (α -частицы, пролетающие вдали от ядра, не рассеиваются, а пролетающие через центральные области поглощаются ядром и производят другие реакции). Для нуклонов и других частиц со спином правило отбора (4.61) обычно нарушается из-за заметного вклада прямых процессов с переориентацией спинов.

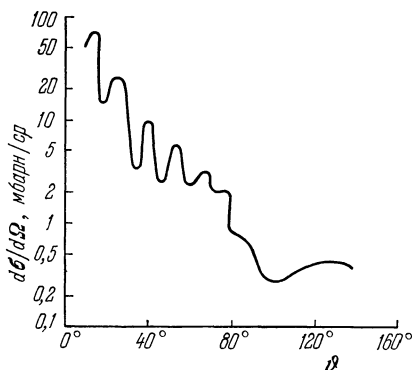


Рис. 4.19. Угловое распределение α -частиц, неупруго рассеянных на ядре ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ с возбуждением уровня 2^+ с энергией 1,47 МэВ. Энергия падающих α -частиц $E_\alpha = 43$ МэВ.

На рис. 4.20 экспериментальное угловое распределение рис. 4.19 изображено одновременно с теоретическим, рассчитанным в предположении, что α -частицы испускаются этим кольцом. Как видно из рисунка, такая картина процесса качественно подтверждается экспериментом.

4. Прямые реакции срыва и подхвата (d, p), (d, n), (p, d), (${}^2\text{He}^3, \alpha$), (d, t) и т. д. широко используются для изучения структуры атомного ядра. Свойственное прямым реакциям однократное взаимодействие начальных и конечных частиц с ядром-мишенью и конечным

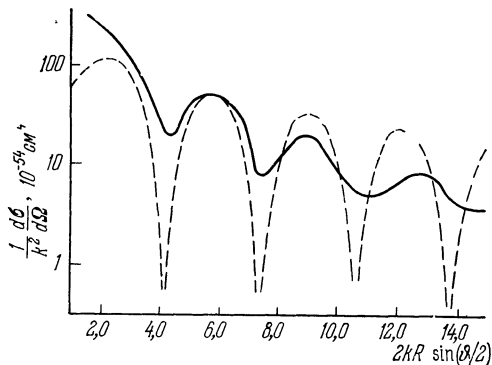


Рис. 4.20. Экспериментальная (сплошная) и теоретическая (пунктирная) кривые углового распределения α -частиц, неупруго рассеянных на ядре Mg^{24} .

Энергия налетающих α -частиц — 43 МэВ, конечное ядро находится в первом возбужденном состоянии 2^+ , k — волновой вектор α -частицы, θ — угол рассеяния, $R \approx 6$ ферми.

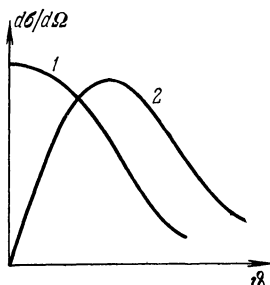


Рис. 4.21. Различные типы угловых распределений протонов в реакции (d, p).

Кривая 1 соответствует случаю, когда «срываемый» нейтрон оказывается в s -состоянии, кривая 2 — в d -состоянии.

ядром приводит, во-первых, к сильной зависимости угловых распределений продуктов реакции от квантовых чисел уровня, на который «срывается», либо с которого «подхватывается» нуклон. По угловому распределению можно, следовательно, определить эти квантовые числа. На рис. 4.21 для примера показаны угловые распределения протонов в реакции (d, p) для случаев, когда срываемый нейтрон попадает либо в s -, либо в d -состояния. Во-вторых, однократное взаимодействие влечет за собой зависимость сечения от степени заполнения уровня другими нуклонами. Очевидно, например, что нейтрон в реакции ${}^8\text{O}^{16}(d, p){}^8\text{O}^{17}$ не может попасть в состояние $1p_{3/2}$, поскольку все 4 состояния уже заняты другими нейтронами. В общем случае сечение реакции срыва прямо пропорционально числу дырок, а сечение реакции подхвата — числу нуклонов в оболочке nlj .

В табл. 4.2 приведены найденные с помощью реакций срыва и подхвата средние числа частиц на уровнях в ядре изотопа свинца

${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Как видно из таблицы, это ядро с хорошей точностью является ядром с заполненными оболочками.

Т а б л и ц а 4.2. Степень заполнения нейтронных одночастичных уровней в ядре изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{208}$
(n — среднее число частиц либо дырок на уровне)

Уровень	$\frac{n_{\text{дыр}}}{2j+1}$	Уровень	$\frac{n_{\text{част}}}{2j+1}$
$2g^{9/2}$	0,7	$3p^{1/2}$	1,1*)
$1i^{11/2}$	0,9	$2f^{5/2}$	1,2*)
$1j^{15/2}$	1,1*)	$3p^{3/2}$	0,9
$3d^{5/2}$	1,00	$1i^{13/2}$	1,0
$4s^{1/2}$	0,9	$2f^{7/2}$	0,8
$2g^{7/2}$	1,2*)	$1h^{9/2}$	1,0
$3d^{3/2}$	1,2*)		

*) Появление чисел, больших единицы, обусловлено неточностями интерпретации экспериментальных данных.

5. При энергиях падающих нуклонов свыше 100 МэВ дебройлевская длина волны становится значительно меньше не только размеров ядра, но и среднего расстояния между нуклонами. При столь

высоких энергиях прямые реакции уже могут идти не только на поверхности, но и в более глубоких областях ядра. На это прямо указывает тот факт, что в реакциях квазиупругого выбивания (p , $2p$), (p , np) и других нуклон может быть выбит не только из наружных, но и из внутренних оболочек ядра.

В качестве примера рассмотрим реакцию (p , $2p$) на ядре кислорода ${}_{8}\text{O}^{16}$ при энергии падающих протонов 340 МэВ. На рис. 4.22 изображен график зависимости сечения этой реакции

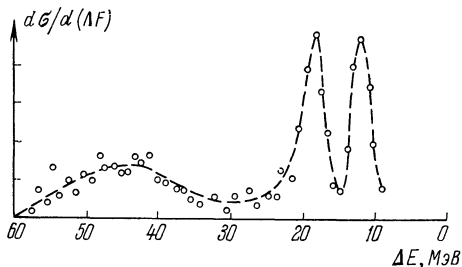


Рис. 4.22. Сечение $d\sigma/d(\Delta E)$ реакции (p , $2p$) на ядре изотопа кислорода ${}_{8}\text{O}^{16}$.

Угол ϑ между вылетающими протонами равен $38,7^\circ$, ΔE — энергия, передаваемая конечному ядру ${}_{7}\text{N}^{15}$. Максимумы соответствуют выбиванию протона из состояний $1p_{1/2}$ ($\Delta E \approx 12$ МэВ).

$1p_{3/2}$ ($\Delta E \approx 20$ МэВ) и $1s_{1/2}$ ($\Delta E \approx 45$ МэВ).

от энергии связи ΔE выбиваемого протона. Сечение имеет три отчетливых максимума, соответствующих выбиванию протона из состояний $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1s_{1/2}$. По расстоянию между максимумами можно определить энергию, необходимую для вырывания нуклона из каждой оболочки. Так, из положений максимумов на рис. 4.22 следует,

что энергии связи протона в оболочках $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1s_{1/2}$ ядра ${}^8\text{O}^{16}$ равны соответственно 12, 19 и 45 МэВ. Пользуясь оболочечной теорией, можно рассчитать угловую корреляцию в реакции $(p, 2p)$, т. е. зависимость сечения реакции от угла между вылетающими протонами. Как видно из рис. 4.23, эта теоретическая корреляционная функция хорошо согласуется с экспериментальной. Протоны легко регистрировать экспериментально с хорошим разрешением по энергиям (см. гл. IX, § 4). Поэтому реакции квазиупругого выбивания дают уникальную возможность изучения характеристик внутренних оболочек в ядрах. Такое исследование проведено для легких

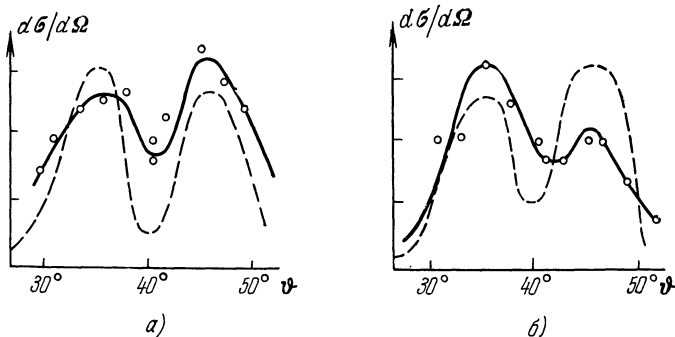


Рис. 4.23. Зависимость сечения реакции ${}^8\text{O}^{16}(p, 2p){}^7\text{N}^{15}$ от угла φ между вылетающими протонами.

Энергия ΔE фиксирована и равняется: а) 19 МэВ (второй максимум справа на рис. 4.22), б) 12,4 МэВ (первый максимум справа на рис. 4.22). Сплошные кривые проведены по экспериментальным точкам, пунктирные — рассчитаны теоретически в предположении, что выбиваются $1p_{3/2}$ -и $1p_{1/2}$ -протоны соответственно.

ядер вплоть до ядра кальция ${}_{20}\text{Ca}^{40}$. При изучении более тяжелых ядер и соответственно более глубоких оболочек метод реакций квазиупругого выбивания становится менее эффективным, так как выбивание глубинного нуклона одним ударом становится слишком редким событием.

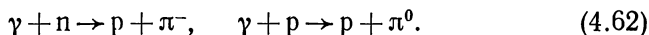
6. Как мы уже говорили, в прямых процессах из ядра могут вылетать не только одиночные нуклоны, но и сложные частицы вплоть до довольно больших фрагментов типа ядер лития, бериллия и т. д. С некантовой точки зрения эти процессы крайне парадоксальны. Действительно, нуклон с энергией в несколько сотен МэВ, попадая в ядро, выбивает из него тритон, имеющий энергию связи всего лишь 7,6 МэВ. Соответствующей макроскопической аналогией был бы булыжник, который, попав в окно, не разбивает стекло на куски, а выбивает его целиком неповрежденным. Возможность таких парадоксальных процессов в микромире обусловлена волновыми свойствами частиц, в частности законом « $1/v$ ».

Теоретическое исследование прямых процессов с участием тритонов, α -частиц и других, как их иногда называют, нуклонных ассоциаций началось сравнительно недавно. Из полученных результатов пока можно отметить полукачественный вывод о том, что по крайней мере внутри легких ядер нуклоны с заметной вероятностью объединены в образования типа α -частиц. Особенно это относится к так называемым α -частичным ядрам, таким как ${}_4\text{Be}^8$, ${}_6\text{C}^{12}$, ..., ${}_{12}\text{Mg}^{24}$. Самым интересным и несколько неожиданным в этих исследованиях, пожалуй, является вывод о том, что ассоциирование нуклонов в ядрах в грубом приближении не противоречит представлениям оболочечной теории, а скорее дополняет их.

§ 11. Фотоядерные и электроядерные реакции

1. В этом параграфе мы рассмотрим ядерные реакции, проходящие при существенном участии электромагнитного поля. Форма этого участия может быть различной. Прежде всего ядро можно просто бомбардировать потоками γ -квантов с энергиями в десятки и сотни МэВ. Ядра могут поглощать эти кванты с испусканием протонов, нейтронов и других частиц. Такие процессы называются *фотоядерными реакциями*. Наиболее изучены фотоядерные реакции (γ, p) и (γ, n). Исследовались и многие другие реакции, такие как (γ, d), (γ, pn), (γ, α) и т. д.

Часто к фотоядерным реакциям относят также процессы, в которых кванты высокой (от полутора сотен МэВ) энергии, поглощаясь ядрами или отдельными нуклонами, рождают на них пионы и другие элементарные частицы. Например, при облучении водородной мишени пучком γ -квантов с энергией в несколько сотен МэВ могут рождаться отрицательные (π^-) и нейтральные (π^0) пионы:



Электроядерными называются процессы, в которых электромагнитное взаимодействие проявляется при бомбардировке ядер заряженными частицами. В этом случае, однако, может иметь место конкуренция между процессами, идущими с участием и без участия электромагнитного поля. Так, если бомбардирующими частицами являются α -частицы, то они будут, вообще говоря, взаимодействовать с ядрами посредством как чисто ядерных, так и кулоновских сил. Какое из этих взаимодействий будет преобладающим, зависит от энергии E частицы и заряда Z ядра. Ядерные силы очень интенсивны, но являются короткодействующими и эффективными практически только внутри ядра. Кулоновские силы — гораздо более слабые, но зато действуют на очень больших расстояниях от ядра. Поэтому при высоких энергиях α -частицы свободно подходят к ядру и вступают в интенсивное ядерное взаимодействие. Электромагнитные силы в этом случае играют ничтожную роль. При низких

энергиях, напротив, частица не может приблизиться к ядру вплотную и взаимодействует с ядром только через кулоновское поле. Граничной является энергия $E_{гр}$ α -частицы, равная кулоновской потенциальной энергии при соприкосновении ядра с частицей:

$$E_{гр} = \frac{2Ze^2}{R+r}, \quad (4.63)$$

где R — радиус ядра, r — радиус α -частицы. Для средних ядер энергия $E_{гр}$ близка к десяти МэВ, т. е. довольно велика. Еще большие значения имеют эти энергии для тяжелых ионов, например для шестикратно заряженных ионов азота.

Кулоновское взаимодействие тяжелой заряженной частицы с ядром наряду с упругим рассеянием может привести и к неупругому рассеянию с *кулоновским возбуждением* ядра на одно из низколежащих возбужденных состояний.

Электроны не подвержены сильным взаимодействиям. Поэтому взаимодействие электронов даже очень высоких энергий (сотни МэВ и выше) с ядрами происходит обязательно через посредство электромагнитного поля. Особое значение имеет изучение упругого рассеяния электронов высоких энергий на ядрах и на отдельных нуклонах. Этот процесс поддается точному расчету и дает возможность изучать форму распределения заряда в ядрах и нуклонах (см. гл. II, § 6).

К электромагнитным процессам с участием ядер относится также γ -излучение ядер, т. е. испускание γ -квантов ядрами, находящимися в возбужденных состояниях. Эти процессы экспериментально изучаются методами ядерной спектроскопии. Поэтому они будут рассмотрены в главе о радиоактивности (гл. VI, § 6).

2. Электромагнитные процессы в ядрах обладают следующими характерными особенностями. Во-первых, эти процессы, в общем, идут с меньшей интенсивностью, чем другие ядерные реакции, за счет того, что электромагнитные взаимодействия на три порядка слабее ядерных. Во-вторых, протекание электромагнитного процесса в ядре обусловлено как электромагнитными взаимодействиями, так и ядерными.

В отличие от ядерных сил (см. гл. III, § 1), электромагнитное взаимодействие очень хорошо изучено теоретически (см. гл. VII, § 6). Поэтому, например, фотоядерная реакция, образно говоря, наполовину может быть рассчитана точно. Именно, мы точно знаем, с какой интенсивностью и путем какого механизма нуклоны ядра поглощают γ -квант. Это, однако, вовсе не значит, что мы уже знаем интенсивность и механизм поглощения кванта ядром. Поглотив квант, нуклон приобретает импульс и энергию, которые он начинает передавать другим нуклонам, в результате чего ядро перестраивается. Эта часть процесса происходит под действием ядерных сил и поэтому значительно более трудна для теоретического расчета.

Наконец, третья особенность электромагнитных процессов в ядрах обусловлена тем, что при одной и той же энергии, скажем, в области одного или нескольких десятков МэВ, приведенная длина волны фотона λ_γ гораздо больше длины волны нуклона λ_N той же энергии:

$$\lambda_\gamma = \frac{\lambda_\gamma}{2\pi} = \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E_\gamma} \text{ см}, \quad (4.64)$$

$$\lambda_N = \frac{\lambda_N}{2\pi} \approx \frac{4,5 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{E_N}} \text{ см}. \quad (4.65)$$

Из (4.64), (4.65) видно, что если для нуклона λ достигает порядка размеров ядра при энергии ≈ 1 МэВ (например, при $A = 100$), то для фотона $\lambda_\gamma = R$ при $E \approx 30$ МэВ. Поэтому для фотонов соображения § 2, п. 4 об ограничении на величину момента справедливы в значительно большей области энергий, чем для нуклонов. Для фотонов это разложение обладает существенными особенностями, которые мы изложим в следующем пункте.

3. Для обычных частиц, например для нейтронов, разложение по парциальным сечениям есть не что иное, как разложение по состояниям с различными значениями орбитального момента l . Поэтому если длина волны λ_n нейтрона значительно больше области, в которой действуют ядерные силы (за счет короткодействия ядерных сил размеры этой области почти совпадают с размерами ядра), то рассеяние в основном идет в s -состоянии ($l = 0$), а вероятность рассеяния в состояниях с большими l резко падает с ростом l . Для фотона, в отличие от других частиц, понятия орбитального момента не существует. Мы не будем объяснять этого тонкого обстоятельства, а лишь укажем, что оно обусловлено совместным действием двух причин: равенством нулю массы покоя фотона и ненулевым значением его спина, который равен единице.

Таким образом, у фотона нет s -, p -, d - и других состояний с определенными значениями l . Однако для фотонов существуют аналоги таких состояний, называемые *мультиполями*. Мультиполь электромагнитного поля — это состояние свободно распространяющегося поля, обладающее определенными *полным моментом L и четностью Π* . Можно показать, что для свободного фотона возможны состояния с полными моментами $L = 1, 2, 3, \dots$ При этом для каждого значения момента существует одно состояние с положительной четностью и одно — с отрицательной. Обратим внимание на то, что для фотона отсутствует состояние с нулевым полным моментом. Каждое состояние фотона с определенными моментом и четностью называется мультиполем определенного типа. Именно, состояние с моментом L и четностью $(-1)^L$ называется электрическим 2^L -полем, а состояние с моментом L и четностью $(-1)^{L+1}$ — магнитным 2^L -полем. В частности, низшие мультиполи имеют следующие названия: диполь — при $L = 1$, квадруполь — при $L = 2$, октуполь — при

$L = 3$. В соответствии с только что сказанным электрические диполь и октуполь, а также магнитный квадруполь — нечетны, в то время как магнитные диполь и октуполь, а также электрический квадруполь — четны. Для обозначения γ -квантов определенной мультипольности выработаны следующие ставшие практически стандартными обозначения: сначала ставится буква E для электрического мультipoля и буква M для магнитного. Вплотную к этой букве пишется цифра, равная полному моменту L . Например, электрический дипольный квант обозначается через $E1$, магнитный дипольный — через $M1$, электрический квадрупольный — через $E2$, и т. д.

Не существует свободных квантов мультипольностей $E0$ и $M0$. Структуру $E0$ -мультipoля (т. е. сферическую симметрию) имеет кулоновское поле точечного заряда. Поэтому действие кулоновского поля иногда трактуют как действие через промежуточный виртуальный $E0$ -квант (см. подробнее гл. VI, § 6, п. 4; гл. VII, § 6). Нулевым полным моментом этого кванта можно, например, объяснить сохранение момента заряженной частицы, движущейся в поле точечного заряда.

Мультипольная терминология основана на классическом, не-квантовом понятии мультipoлей. Так, при колебаниях электрического диполя испускаемое электромагнитное излучение с квантовой точки зрения состоит из $E1$ -фотонов.

Введение мультipoлей полезно тем, что они аналогичны состояниям частиц с фиксированным орбитальным моментом в том отношении, что если длина волны фотона много больше размеров физической системы, с которой он взаимодействует, т. е.

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1, \quad (4.66)$$

то в этом взаимодействии участвуют преимущественно наименее возможные (т. е. допустимые законами сохранения момента и четности) мультipoли. При прочих равных условиях отношение вероятности испускания (или поглощения) электрического кванта мультипольности 2^L к вероятности испускания $E1$ -кванта имеет порядок $(R/\lambda)^{2L}$. Отношение же вероятности испускания (поглощения) магнитного кванта мультипольности L к вероятности испускания $E1$ -кванта имеет порядок $(R/\lambda)^{2(L+1)}$. Таким образом, при равной мультипольности испускание магнитного кванта по сравнению с испусканием электрического подавлено множителем $(R/\lambda)^2$. Поэтому, например, вероятности испускания $E2$ - и $M1$ -квантов обычно близки друг к другу. Это объясняется тем, что величина $(R/\lambda)^2$ имеет порядок $(v/c)^2$, где v — скорость заряженных частиц в физической системе (протонов в ядре), а отношение магнитного и электрического полей, генерируемых зарядом, равно v/c .

Приведенные в этом пункте свойства взаимодействия электромагнитного излучения с ограниченными в пространстве физическими системами имеют общий характер и в равной степени применимы к молекулам, атомам, ядрам и элементарным частицам.

4. Перейдем теперь к рассмотрению фотоядерных реакций, т. е. реакций, возникающих при попадании в ядро γ -кванта. Экспериментально эти реакции изучать гораздо труднее, чем реакции с такими частицами, как нейтроны и особенно протоны, из-за того, что получаемые на электронных ускорителях (синхротроны, линейные ускорители) пучки γ -квантов в высшей степени немонохроматичны, т. е. имеют непрерывный энергетический спектр (см. гл. IX, § 1). Это в некотором смысле случайное обстоятельство резко осложняет определение зависимости сечений фотоядерных реакций от энергии.

Наиболее изучено полное сечение σ_t поглощения квантов различными ядрами. Основные опытные факты в отношении сечения σ_t таковы. На всех ядрах, за исключением нескольких легчайших, сечение σ_t при малых и больших энергиях мало, а где-то посредине имеет высокий и широкий максимум, называемый *гигантским резонансом*. Ширина гигантского резонанса равна нескольким (3—4) МэВ, а его положение замечательным образом плавно и монотонно меняется с ростом массового числа A ядра от 20—25 МэВ в легких ядрах до 13—15 МэВ в тяжелых. Такое одинаковое для всех ядер поведение сечения можно назвать уникальным, так как обычно зависимость сечения от энергии для одной и той же реакции резко и нерегулярно меняется от ядра к ядру. Можно считать установленным, что в гигантском резонансе поглощаются в основном электрические дипольные (т. е. $E1$) кванты. Основной вклад в полное сечение σ_t в области гигантского резонанса вносят реакции (γ, p), (γ, n) вырывания из ядра одного нуклона.

Сечение σ_t поглощения γ -квантов ядрами даже в области гигантского резонанса составляет от 0,05 до 0,1 барн, т. е. на 1—2 порядка ниже сечения поглощения этих квантов за счет чисто электромагнитных процессов взаимодействия с атомными электронами (см. гл. VIII, § 4). Поэтому фотоядерные реакции слабо влияют на коэффициент поглощения γ -излучения веществом.

Перейдем к теоретическим представлениям о механизме гигантского резонанса. При дипольном поглощении γ -кванта на все протоны ядра действует импульс однородного электрического поля, направленного перпендикулярно направлению пучка падающих фотонов. Под действием этого импульса центр тяжести протонов смещается относительно центра тяжести нейтронов. Но это смещение может произойти по-разному. Одним из крайних случаев является тот, когда все частицы смещаются примерно на одинаковые расстояния. Такая модель гигантского резонанса называется *коллективной*. В другом крайнем случае, наоборот, смещается лишь один нуклон. Это оболочечная модель в ее простейшем варианте независимых частиц. Подчеркнем, что в этом случае смещаться может как протон, так и нейтрон, несмотря на то, что нейтрон не имеет заряда и непосредственно поглощать фотон не может. Фотон поглощается здесь не нейтроном,

а остальным ядром. Сравнение предсказаний теории с экспериментом показывает, что ни одна из этих крайних моделей не согласуется с опытными данными.

Реальный механизм гигантского резонанса, по-видимому, более близок к одностичному, чем к коллективному, так как расчеты в рамках более сложного варианта оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия между нуклонами (см. гл. III, § 6, п. 6) удается провести так, чтобы получить согласие с опытом.

5. Реакции кулоновского возбуждения (см. п. 1) имеют ограниченную область применимости, поскольку с их помощью удается переводить ядра лишь в низшие возбужденные состояния. Однако эти реакции интересны, в частности, тем, что с их помощью можно измерять внутренний квадрупольный момент Q_0 ядра (см. гл. II, § 7). Для пояснения рассмотрим простейший случай несферичных четно-четных ядер, у которых в основном состоянии спин равен нулю. Несферичное ядро обладает внутренним квадрупольным моментом. Однако, если спин этого ядра равен нулю, то за счет квантовых флуктуаций ориентация этого момента хаотически меняется. Поэтому, если время измерения велико по сравнению с частотой флуктуаций момента, то происходит усреднение по этим флуктуациям, так что и измеряемый момент (это и есть внешний квадрупольный момент Q) оказывается равным нулю. При кулоновском же возбуждении пролетающая частица эффективно действует на квадрупольный момент ядра в течение короткого промежутка времени, за который полное усреднение по хаотическим ориентациям произойти не успевает. Действительно, частота ω хаотических флуктуаций ориентации квадрупольного момента имеет порядок E/\hbar , где E — энергия первого вращательного уровня ядра. Положив $E = 20$ кэВ, получим, что соответствующее характеристическое время

$$t_{\text{флукт}} \approx 1/\omega \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad (4.67)$$

в то время как время пролета расстояния $s = 10^{-12}$ см для α -частицы с энергией $E_\alpha = 10$ МэВ

$$t_{\text{пр}} = s \sqrt{M_\alpha/2E_\alpha} = 5 \cdot 10^{-20} \text{ с}, \quad (4.68)$$

так что

$$t_{\text{пр}} \ll t_{\text{флукт}}.$$

Кулоновское возбуждение несферичного ядра на вращательный уровень происходит, грубо говоря, следующим образом (см. рис. 4.24). Во время пролета α -частицы ядро как-то ориентировано и за время пролета эту ориентацию существенно изменить не успевает. Кулоновское поле α -частицы спадает с расстоянием и поэтому не одинаково действует на части ядра, находящиеся на разных расстояниях от α -частицы. При удачной ориентации ядра (вроде изображенной на рис. 4.24) α -частица может передать ядру вращательный момент, т. е. перевести его во вращательное возбужденное состояние. Вероятность такого перехода пропорциональна квад-

рату Q_0^2 внутреннего квадрупольного момента ядра. Коэффициент пропорциональности может быть рассчитан теоретически, поскольку электромагнитное взаимодействие поддается точному расчету, а ядерное взаимодействие в процессе не участвует, так как ядро ведет себя здесь как твердое тело. Тем самым, измеряя сечение кулоновского возбуждения, можно определять внутренние квадрупольные моменты ядер. Экспериментально реакция кулоновского возбуждения идентифицируется с помощью регистрации γ -квантов, вылетающих при переходе возбужденного ядра обратно в основное состояние.

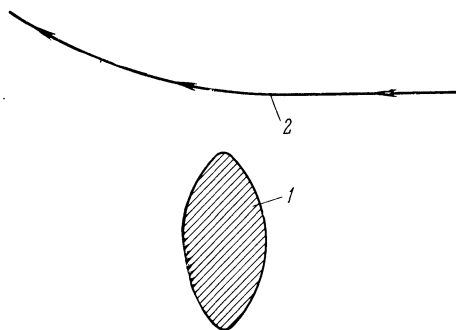


Рис. 4.24. Схематическое изображение наиболее благоприятных условий «закручивания» неферричного ядра кулоновским полем пролетающей α -частицы.

1 — неферричное ядро, 2 — траектория α -частицы.

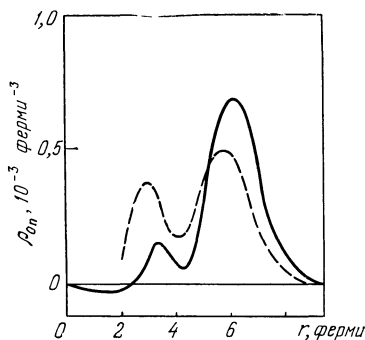


Рис. 4.25. Переходная плотность ρ_{0n} от r для нижнего уровня 3- ядра ${}_{82}\text{Rb}^{208}$.

Сплошная кривая — экспериментальная, пунктирная — теоретическая.

Изучая тонкие детали реакции кулоновского возбуждения (в частности, угловое распределение и поляризацию γ -квантов), можно получать информацию о временах жизни, спинах и четностях, а также квадрупольных моментах низших возбужденных состояний ядер. Например, с помощью реакции кулоновского возбуждения был измерен квадрупольный момент первого уровня 2^+ в ядре изотопа кадмия Cd^{114} . Он оказался равным $-0,5 \cdot 10^{-24}$ см 2 .

6. Исследование упругого рассеяния электронов ядрами, как мы видели в гл. II, § 6, позволяет изучать структуру их основного состояния. Структура возбужденных состояний ядер может изучаться с помощью неупругого рассеяния электронов.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния электрона с возбуждением уровня E_n ядра имеет вид, аналогичный формуле (2.27) для упругого рассеяния:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{неупр}} = \frac{(Ze^2)^2 \cos^2(\vartheta/2)}{(2E \sin^2(\vartheta/2))^2} F_{0n}(q), \quad (4.69)$$

где Z — заряд ядра, E — энергия электрона и $F_{0n}(q)$ — величина, называемая форм-фактором перехода на уровень E_n .

Обычно этот форм-фактор, аналогично упругому форм-фактору (2.23), записывают в виде фурье-образа от величины $\rho_{0n}(\mathbf{r})$, называемой *переходной плотностью*:

$$F_{0n}(q) = \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \rho_{0n}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (4.70)$$

В простейшем случае одночастичного перехода, при котором нуклон переходит из состояния $\psi_1(\mathbf{r})$ в состояние $\psi_2(\mathbf{r})$, переходная плотность

$$\rho_{0n}(\mathbf{r}) = \psi_2^*(\mathbf{r}) \psi_1(\mathbf{r}). \quad (4.71)$$

На рис. 4.25 приведена рассчитанная по формуле, аналогичной (4.71), и измеренная на опыте переходная плотность при возбуждении низшего уровня 3^- в ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

Теоретический расчет проводился в предположении, что состояние 3^- является коллективным частично-дырочным состоянием (см. гл. III, § 4, п. 13).

Хорошее согласие рассчитанной переходной плотности с экспериментальной подтверждает правильность теоретических представлений о природе уровня 3^- в ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ**§ 1. Методы изучения ядерных сил**

1. Ядерными называются силы, действующие между нуклонами. В основном эти силы обусловлены так называемыми сильными взаимодействиями — самыми интенсивными взаимодействиями в природе (см. гл. VII, § 7). Детальное изучение ядерных сил необходимо для более глубокого понимания структуры ядра и механизма ядерных реакций.

Изучение сил между частицами проще всего производить в системе возможно меньшего числа частиц. Поэтому в настоящей главе мы будем в основном рассматривать систему, состоящую из двух нуклонов.

2. С классической, некантовой, точки зрения наиболее естественный способ исследования сил между частицами состоит в том, чтобы взять две частицы и измерять действующие между ними силы при различных взаимных расстояниях, скоростях и ориентациях. Именно таким путем были изучены электромагнитные и гравитационные взаимодействия, которые проявляются не только на малых, но и на больших, макроскопических расстояниях.

Ядерные силы имеют очень короткий радиус действия и поэтому действуют только в микромире, свойства которого, как мы уже не раз убеждались, резко отличаются от свойств привычного нам макромира. Так, из-за соотношения неопределенностей между координатой и импульсом $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$ (см. гл. I, § 3) два нуклона невозможно установить неподвижно на сколько-нибудь заметное время на расстоянии порядка 10^{-13} см (или меньше) друг от друга. Поэтому для изучения ядерных сил приходится использовать методы, которые с точки зрения классической физики могут показаться косвенными.

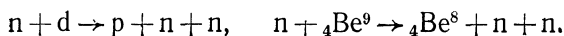
Так, в отношении системы нуклон — нуклон непосредственно мы можем измерять лишь а) характеристики связанных состояний и б) зависимость дифференциального сечения рассеяния от углов и энергий. Кроме того, мы, конечно, можем привлекать для определения вида ядерных сил данные о сечениях и связанных состояниях в системах трех и более нуклонов. Однако вследствие крайней математической громоздкости квантовой задачи многих тел из данных о многонуклонных системах, как правило, практически невозможно

извлечь количественную информацию о ядерных силах. Это видно уже из того, что в главах о ядерных моделях и ядерных реакциях мы с вопросом о виде ядерных сил почти не сталкивались.

3. Возникает естественный вопрос: можно ли хотя бы в принципе полностью определить форму ядерных межнуклонных сил по полной совокупности данных о задаче двух тел. Теоретические исследования дают на этот вопрос следующий ответ. Если для системы двух бесспиновых частиц известны все связанные состояния и дифференциальное сечение рассеяния при всех энергиях, то силы взаимодействия, т. е. квантовый гамильтониан взаимодействия, можно восстановить по этим данным точно, но лишь тогда, когда эти силы не зависят от скоростей. Можно ожидать, что наличие у частиц спинов не повлияет на этот теоретический результат, хотя и сильно осложнит как экспериментальные измерения, так и математические расчеты.

Если же, как это и имеет место для ядерных сил, силы зависят от скоростей, то однозначное восстановление вида взаимодействия по связанным состояниям и сечениям рассеяния становится невозможным. Конечно, это не значит, что ядерные силы, зависящие от скоростей, в квантовом мире вообще невозможно изучать достаточно полно. Привлекая к рассмотрению данные, например, о задаче трех и более тел, в принципе можно получить полную информацию о взаимодействии частиц. Однако практическое извлечение этой информации исключительно громоздко и до сих пор далеко от завершения.

4. Нашей задачей является изучение взаимодействий в системах протон — протон ($p-p$), нейтрон — протон ($n-p$) и нейтрон — нейтрон ($n-n$). Фактически к настоящему времени изучены лишь две из этих систем: $p-p$ и $n-p$. Система же $n-n$ до настоящего времени не поддается экспериментальному изучению из-за отсутствия нейтронных мишеней. Поэтому существующие методы изучения системы $n-n$ либо не совсем чистые, либо сравнительно косвенные. Например, рассеяние $n-p$ при высоких энергиях изучают, бомбардируя нейтронным пучком дейтронную мишень. При этом предполагают, что если энергия E_n падающих нейтронов значительно превышает энергию связи $E_{св} = 2,23$ МэВ дейтрона ($E_n \gg E_{св}$), то падающие нейтроны рассеиваются независимо на протоне и нейтроне дейтрона. Такая аппроксимация называется *импульсным приближением*; точность и пределы применимости этого приближения, однако, до сих пор не вполне ясны, так что этот метод не вполне чистый. При низких энергиях сведения о нейтрон-нейтронном рассеянии можно получить, изучая угловые и энергетические распределения нейтронов в ядерных реакциях с вылетом двух нейтронов. Например, использовались реакции:



Если оба нейтрона вылетают с малым относительным импульсом, то взаимодействие между ними сильно сказывается на сечении реакции. Для получения из этого сечения данных о нейтрон-нейтронном рассеянии требуется сложное теоретическое исследование, так что этот метод — косвенный. Как мы увидим ниже, отсутствие экспериментальных данных о взаимодействии $n-n$ на самом деле не так уж существенно, поскольку сейчас можно считать доказанным, что если отбросить слабое по сравнению с ядерным электромагнитное взаимодействие, то свойства систем $n-n$ и $p-p$ станут в точности одинаковыми (см. § 6).

5. Рассмотрение взаимодействия нуклон — нуклон принято производить отдельно для низких и высоких энергий. При этом низкими называются энергии примерно до 10—20 МэВ, высокими — энергии в сотни МэВ и выше. Промежуточную область от 20 до 100 МэВ иногда называют областью средних энергий. Выделение низких и высоких энергий имеет четкое физическое обоснование. При низких энергиях дебройлевская длина λ волны значительно превышает радиус R действия ядерных сил:

$$\lambda \gg R, \quad (5.1)$$

а при высоких, наоборот, много меньше R :

$$\lambda \ll R. \quad (5.2)$$

Начиная с порога рождения пионов ($E_{\text{пор}} \approx 140$ МэВ), восстановление ядерных сил по данным об упругом рассеянии осложняется неупругими каналами. С дальнейшим увеличением энергии роль неупругих каналов возрастает. При энергии 2—3 ГэВ полное сечение взаимодействия выходит примерно на константу, а сечение упругого рассеяния, оставаясь большим по величине, становится чисто дифракционным (см. гл. II, § 6 и гл. IV, § 9). В этой области энергии понятие «ядерные силы» теряет физический смысл: нуклоны ведут себя как «черные шары», поглощающие все падающие на них дебройлевские волны. Физика нуклон-нуклонных столкновений при таких энергиях рассмотрена в гл. VII, § 7.

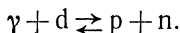
§ 2. Дейтрон

1. В системах $n-p$, $p-p$ связанных состояний нет. В системе $n-p$ есть одно связанное состояние — дейтрон. В наличии у системы нуклон — нуклон всего лишь одного связанного состояния резко проявляется различие между короткодействующими ядерными и дальнедействующими кулоновскими силами. Напомним хотя бы, что атом водорода имеет бесконечную систему уровней. Мы еще вернемся к этому вопросу в п. 4.

Основные свойства дейтрона таковы:

а) Энергия связи E_d дейтрона равна 2,23 МэВ, т. е. примерно 1 МэВ на нуклон. Как мы уже знаем из гл. II, § 3, для большинства

ядер характерна удельная энергия связи порядка 8 МэВ на нуклон. Аномальная малость энергии связи дейтрона, как мы увидим ниже в п. 3, является прямым следствием короткого радиуса действия ядерных сил. Экспериментально энергия связи дейтрона определяется из баланса энергии и импульса в прямой и обратной реакциях:



Более точные измерения этой энергии связи осуществляются масс-спектрометрическими методами (см. гл. II, § 3).

б) У дейтрона нет возбужденных состояний, что также обусловлено короткодействием ядерных сил (см. п. 2).

в) Спин дейтрона J_d равен единице: $J_d = 1$. Спин может быть установлен, например, по числу линий сверхтонкой структуры атома дейтерия.

г) Четность дейтрона положительна, т. е.

$$\Psi_d(\mathbf{r}) = \Psi_d(-\mathbf{r}), \quad (5.3)$$

где $\Psi_d(\mathbf{r})$ — волновая функция внутреннего состояния дейтрона, \mathbf{r} — расстояние между протоном и нейтроном. Четность определяется из правил отбора в различных реакциях с участием дейтрона. В п. 2 будет показано, что положительность четности дейтрона может быть предсказана теоретически.

д) Магнитный момент μ_d дейтрона равен 0,86 в единицах ядерного магнетона (см. гл. II, § 5). Значение μ_d немного отличается от алгебраической суммы магнитных моментов протона и нейтрона, равной $\mu_p + \mu_n = 2,79 - 1,91 = 0,88$. Расхождение между этими двумя цифрами свидетельствует либо о том, что спины протона и нейтрона в дейтроне не совсем параллельны, либо о наличии в дейтроне небольшой примеси магнитного момента, возникающего за счет орбитального движения протона. В п. 4 мы покажем, что первая возможность для дейтрона запрещена, а вторая действительно имеет место.

е) Квадрупольный момент Q_d дейтрона равен $2,82 \cdot 10^{-27}$ см². Из наличия у дейтрона ненулевого квадрупольного момента в п. 5 будет выведено свойство нецентральности ядерных сил.

2. Аномальная малость энергии связи является уникальным свойством дейтрона и заслуживает специального рассмотрения. Начнем с того, что сравним удельную энергию связи дейтрона с удельными энергиями связи других легчайших ядер, таких, для которых свойство насыщения ядерных сил еще не сказывается (т. е. ядер с $A \leq 4$ (см. табл. 2.1)).

Резкий рост удельной энергии связи с увеличением числа частиц объясняется свойством короткодействия ядерных сил. Исторически именно на основе данных табл. 2.1 впервые была произведена довольно точная оценка радиуса действия ядерных сил (Е. П. Вигнер, 1933).

Для того чтобы понять связь короткодействия ядерных сил с зависимостью удельной энергии связи ядра от A , попробуем «на пальцах» оценить энергии связи тритона и α -частицы, исходя из энергий связи системы нуклон — нуклон. Энергия связи E_{np} системы нейтрон — протон равна 2,23 МэВ. Системы протон — протон и нейтрон — нейтрон не имеют связанных состояний, так что их энергии связи не превышают нуля: $E_{pp} \leq 0$, $E_{nn} \leq 0$. Кажется бы, энергию, скажем, тритона можно оценить следующим образом. В тритоне имеются три связи: $p-r$, $p-r$ и $p-n$, две из которых примерно равны энергии связи дейтрона, а одна — в лучшем случае нулю. Отсюда получается, что полная энергия связи тритона должна примерно равняться удвоенной энергии связи дейтрона, т. е. $\approx 4,5$ МэВ. Для полной энергии связи α -частицы из аналогичных соображений получается величина 9 МэВ, так как в α -частице имеются 4 $p-r$ -связи. Учет спиновых зависимостей может только уменьшить, причем примерно вдвое, эти цифры, поскольку, как мы увидим ниже, в дейтроне спины протона и нейтрона параллельны, а при антипараллельных спинах связанное состояние отсутствует. Мы видим, что наши оценки резко расходятся с опытными данными. Причина этого расхождения заключается в том, что наши рассуждения чересчур классичны. Мы не учли ни волновых свойств протона и нейтрона, ни вероятностного характера состояний квантовых физических систем.

Проследим влияние квантовых закономерностей на структуру дейтрона. Предварительно заметим, что в квантовой механике, так же как и в классической, относительное движение двух нуклонов можно рассматривать (см. приложение I) как движение в поле сил протонно-нейтронного потенциала одной частицы с приведенной массой $m_{\text{прив}}$, равной половине массы нуклона:

$$m_{\text{прив}} = M/2. \quad (5.4)$$

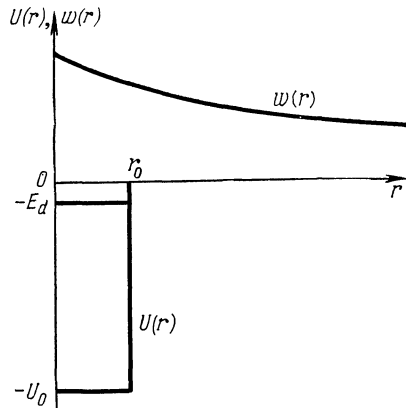


Рис. 5.1. Схематическое изображение уровня в глубокой и узкой потенциальной яме. $w(r)$ — вероятность найти частицу в точке r .

Будем считать для простоты энергию взаимодействия протона с нейтроном прямоугольной потенциальной ямой с заданными глубиной и шириной (рис. 5.1). Можно показать, что точная форма потенциала несущественна для хода наших рассуждений. Ширина ямы r_0 соответствует радиусу действия ядерных сил. Глубина U_0 ямы в классической механике соответствует энергии низшего связанного состоя-

ния. В квантовой механике это не так, ибо в силу соотношения неопределенностей $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$ кинетическая энергия в связанном состоянии $\geq \hbar^2/(2M (\Delta x)^2)$ и не может равняться нулю. Если считать, что $\Delta x \approx r_0$, то при

$$r_0 < \hbar/\sqrt{2MU_0} \quad (5.5)$$

частица уже не «умещается» в яме, так как ее кинетическая энергия становится больше U_0 *).

Более точный анализ показывает, что связанное состояние в прямоугольной яме существует, если

$$U_0 r_0^2 \geq \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m_{\text{прив}}} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (5.6)$$

Получим соотношение (5.6). Для сферически симметричной волновой функции $\psi(r)$ (s-состояние) уравнение Шредингера записывается в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \chi}{dr^2} + (-E_d - U(r)) \chi = 0, \quad (5.7)$$

где $\chi = r\psi$ и E_d — искомая энергия связи уровня. Волновая функция должна быть ограниченной во всем пространстве и обращаться в нуль на бесконечности. Последнее условие вытекает из локализованности в пространстве связанного состояния. Отсюда следует, что вне ямы

$$\chi(r) \sim \exp\left(-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E_d} r\right), \quad (5.8)$$

а внутри

$$\chi(r) \sim \sin \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E_d)} r. \quad (5.9)$$

Условие непрерывности ψ и ее производной на границе ямы дает уравнение

$$\sqrt{(U_0 - E_d)} \left(\operatorname{ctg} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E_d)} r_0 = -\sqrt{E_d} \right) \quad (5.10)$$

для определения E_d . Нетрудно убедиться, что уравнение (5.10) имеет решения только при

$$U_0 r_0^2 \geq \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m},$$

что соответствует (5.6).

Если $U_0 r_0$ только немного превышает $\pi^2 \hbar^2/4M$, т. е. если

$$\left| U_0 r_0^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M} \right| \ll \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M},$$

*) Заметим, что этот вопрос далеко не тривиален. Так, отсутствие уровня в недостаточно глубокой или недостаточно широкой яме возможно лишь в трехмерном пространстве. В двумерном или одномерном случае уровень существует при любых силах притяжения, т. е. в сколь угодно узкой и мелкой яме. Последний эффект обуславливает явление сверхпроводимости.

то осуществляется ситуация «узкой и глубокой» потенциальной ямы. Эта ситуация изображена на рис. 5.1. Ее характерными особенностями являются малая величина энергии связи

$$E_d \ll U_0 \quad (5.11)$$

и малая вероятность $\omega(r)$ найти частицу внутри ямы. Случай глубокой и широкой ямы определяется условием

$$U_0 r_0^2 \gg \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (5.12)$$

В этом случае в яме имеется много уровней и энергия связи нижайшего из них по порядку величины совпадает с U_0 .

Чтобы решить вопрос о том, какая ситуация осуществляется в дейтроне, обратимся к системам большего числа частиц. Если частиц не две, а три, то глубина ямы для каждой частицы, грубо говоря, удваивается. Если яма широкая, то уровень примерно совпадает с глубиной ямы, и мы получаем для энергии связи тритона приведенную выше классическую оценку. Но если яма — узкая и глубокая, то энергия связанного состояния может измениться на величину порядка U_0 (а не E_d), т. е. в несколько раз. Поэтому из данных табл. 2.1 следует, что ядерные силы — короткодействующие и что дейтрон — система, в которой энергия связи значительно меньше глубины ямы. В соответствии с этим нейтрон и протон в дейтроне основную часть времени находятся вне сферы действия ядерных сил между ними. Такая своеобразная структура дейтрона подтверждается и тем, что экспериментальный радиус R_d дейтрона действительно очень велик (конечно, в ядерных масштабах): $R_d = 4,8 \cdot 10^{-13}$ см. С помощью соотношения (5.6) мы можем определить теперь глубину U_0 потенциальной ямы взаимодействия нейтрона с протоном. Так как энергия связи дейтрона много меньше U_0 , то в первом приближении можно считать, что

$$U_0 r_0^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (5.13)$$

Подставив сюда значение $r_0 = 1,7 \cdot 10^{-13}$ см радиуса действия ядерных сил (см. следующий параграф), находим, что

$$U_0 \approx 33 \text{ МэВ}. \quad (5.14)$$

«Рыхлость» дейтрона используется в различных областях ядерной физики, например, для получения пучков нейтронов высоких энергий (см. гл. XI, § 3), для изучения уровней ядер с помощью реакций срыва (гл. IV, § 10) и т. д.

3. С короткодействием ядерных сил связано и отсутствие у дейтрона возбужденных состояний. Если уже низшее связанное состояние находится близко от поверхности ямы, то второе состояние находится слишком высоко. Действительно, первое возбужденное

состояние в яме является p -состоянием, т. е. имеет орбитальный момент количества движения, равный \hbar . Поэтому центробежная энергия в этом состоянии должна иметь порядок

$$\frac{\hbar^2 l(l+1)}{MR_d^2} = \frac{3\hbar^2}{MR_d^2} \approx 4 \text{ МэВ}, \quad (5.15)$$

что превышает энергию связи дейтрона. Поэтому возбужденных связанных состояний дейтрон иметь не может.

4. Если бы ядерные силы не зависели от взаимной ориентации спинов нуклонов, то связанное состояние дейтрона было бы вырожденным, т. е. состояло бы из двух независимых состояний — триплетного, с параллельными спинами протона и нейтрона, и синглетного, с антипараллельными спинами протона и нейтрона. Если бы ядерные силы, подобно электромагнитным, слабо зависели от взаимных ориентаций спинов, то синглетный и триплетный уровни дейтрона имели бы слегка различающиеся энергии.

На опыте наблюдается только одно состояние дейтрона со спином единица, что соответствует параллельным спинам протона и нейтрона. Отсюда можно сделать вывод о том, что ядерные силы довольно сильно зависят от спинов, причем притяжение между протоном и нейтроном при параллельных спинах сильнее, чем при антипараллельных.

5. Посмотрим теперь, являются ли ядерные силы центральными. Центральными называются силы, действующие вдоль линии, соединяющей частицы. Центральные силы могут зависеть от относительной ориентации спинов частиц, но не могут зависеть от ориентации этих спинов относительно радиуса-вектора между частицами. Для центральных сил орбитальный и спиновый моменты количества движения сохраняются в отдельности. Поэтому в низшем энергетическом состоянии орбитальный момент l стремится принять наименьшее возможное значение $l = 0$, при котором равна нулю центробежная энергия. Тем самым при центральных силах основным состоянием дейтрона было бы чистое S -состояние, в котором $l = 0$. Поскольку спин дейтрона равен единице, то спины протона и нейтрона параллельны. Следовательно, магнитный момент дейтрона при центральных силах должен равняться алгебраической сумме магнитных моментов протона и нейтрона. Отмеченное в § 1 отклонение $\mu_p + \mu_n$ от μ_d свидетельствует о том, что ядерные силы в какой-то мере нецентральны. Действительно, если предположить, что силы нецентральны, то орбитальный момент не будет точным интегралом движения. Им будет только полный момент. Согласно квантовому принципу суперпозиции состояние дейтрона будет суммой состояний с различными значениями орбитального момента. Число возможных смешиваемых состояний сильно ограничивается законами сохранения полного момента и четности. Из закона сохранения полного момента следует, что если спин дейтрона равен еди

нице, а сумма спинов протона и нейтрона равна либо единице, либо нулю, то допустимыми значениями орбитального момента являются $l = 0, 1, 2$ (см. правило сложения моментов в гл. I, § 3).

Четность дейтрона положительна и равна $(-1)^l$ (см. гл. II, § 9). Из-за сохранения четности в основном состоянии дейтрона не может участвовать состояние с $l = 1$. Тем самым в дейтроне не может участвовать и состояние с антипараллельными спинами, так как суммарный спин протона и нейтрона должен равняться единице, чтобы при векторном сложении орбитальных моментов 0 и 2 с суммарным спином можно было бы получить в каждом случае спин 1 для дейтрона.

Таким образом, мы пришли к выводу, что при нецентральных силах основным состоянием дейтрона будет суперпозиция S -состояния ($l = 0$) и D -состояния ($l = 2$). В D -состоянии к суммарному спиновому магнитному моменту протона и нейтрона добавляется орбитальный магнитный момент протона в D -состоянии. За счет этого и получается отклонение магнитного момента дейтрона от аддитивного значения.

6. Поскольку в D -состоянии распределение плотности заряда не является сферически симметричным, то при нецентральных силах дейтрон должен обладать ненулевым квадрупольным электрическим моментом. Как мы уже знаем из § 1, квадрупольный момент дейтрона действительно не нуль, хотя и не очень велик. По величине квадрупольного момента можно оценить вклад D -состояния в дейтроне. Расчеты показывают, что доля D -состояния в дейтроне составляет примерно 4%, т. е. дейтрон в среднем 4 минуты из 100 находится в D -состоянии.

7. Мы видим, что, несмотря на скудность информации о связанных состояниях системы нуклон — нуклон (всего несколько цифр), из рассмотрения дейтрона удастся извлечь фундаментальные выводы о наличии у ядерных сил таких свойств, как короткодействие, зависимость от спинов, нецентральность.

В последующих двух параграфах мы увидим, что рассмотрение рассеяния нуклон — нуклон при низких энергиях не намного увеличит наши знания о ядерных силах.

§ 3. Рассеяние нейтрон — протон при низких энергиях

1. Рассеяние одной частицы на другой характеризуется дифференциальным сечением $d\sigma/d\Omega$ (см. гл. I, § 5), зависящим от угла рассеяния, энергии столкновения и ориентации спинов *). Однако при низких энергиях описание рассеяния существенно упрощается.

*) Как правило, мы будем пользоваться системой центра инерции (СЦИ). Пересчет сечений из одной системы отсчета в другую совершается по формулам приложения II.

Главное упрощение происходит за счет того, что при низких энергиях в системе центра инерции существенно только S -рассеяние, поскольку длина волны де Бройля в этом случае превышает радиус действия сил (см. § 1, п. 5 и гл. IV, § 2, п. 4). Поэтому угловое распределение в СЦИ будет изотропным, т. е. дифференциальное сечение не будет зависеть от углов и выразится через полное сечение σ соотношением

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d\Omega = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (5.16)$$

Подчеркнем существенно квантовую природу этого эффекта: если момент не квантуется, то рассеяние с сильной угловой зависимостью возможно при сколь угодно малых энергиях.

Несколько упрощается при низких энергиях и зависимость сечения от спинов нейтрона и протона. Именно, при изотропном рассеянии не может проявиться нецентральная часть ядерных сил. Формально это видно хотя бы из того, что под действием ядерных сил орбитальный момент относительно движения перестает быть интегралом движения, в то время как при низких энергиях этот орбитальный момент равен нулю, т. е. сохраняется. Суммарный спин протона и нейтрона в этом случае равен полному моменту и тоже сохраняется. Поэтому полное сечение σ может быть представлено в виде суммы двух слагаемых:

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_t + \frac{1}{4} \sigma_s, \quad (5.17)$$

где σ_t — сечение рассеяния в триплетном состоянии (спины протона и нейтрона параллельны, так что суммарный спин равен единице), а σ_s — сечение рассеяния в синглетном состоянии (спины протона и нейтрона антипараллельны, так что суммарный спин равен нулю). Множители $3/4$ и $1/4$ перед σ_t и σ_s соответственно возникают из-за того, что система $n-p$ с хаотически ориентированными спинами с вероятностью $3/4$ находится в триплетном состоянии и с вероятностью $1/4$ — в синглетном, так как суммарный спин единица имеет три возможных независимых ориентации, а суммарному спину нуль соответствует одно состояние.

При более высоких энергиях, как мы увидим ниже в § 5, зависимость от спинов усложняется за счет того, что сечение может зависеть от ориентации спинов не только относительно друг друга, но и относительно других векторов, таких как орбитальный момент или импульс вылетающей частицы.

Таким образом, эксперименты по $n-p$ -рассеянию при низких энергиях дают возможность измерять лишь полное сечение σ как функцию от энергии. Измеряя поляризацию, т. е. ориентацию спинов частиц, в принципе можно разделить полное сечение на синглетное и триплетное. Но практически поляризационные опыты при низких энергиях очень трудны и до сих пор не проводились.

2. Казалось бы, зная только полное сечение σ , нельзя получить сведения о триплетном сечении σ_t и синглетном σ_s в отдельности. Однако на самом деле разделение триплетного и синглетного рассеяния оказывается возможным благодаря тому, что зависимость сечения σ_t от энергии может быть предсказана теоретически. Именно, в теории доказывается, что если при параллельных спинах протона и нейтрона существует только одно связанное состояние (дейтрон), то зависимость триплетного сечения от энергии в первом приближении выражается в низкоэнергетической области формулой

$$\sigma_t = \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{E + E_d}, \quad (5.18)$$

где E_d — энергия связи дейтрона. Формула (5.18) замечательна тем, что она не содержит ни одного произвольного параметра, что вовсе не тривиально, если учесть, что мы не знаем формы взаимодействия.

Из (5.18) видно, что в пределе нулевой энергии сечение

$$\sigma_t(0) = \frac{4\pi\hbar^2}{ME_d} \quad (5.19)$$

очень чувствительно к величине энергии связи дейтрона. Попробуем теперь сравнить это теоретическое значение с экспериментальным. Полное экспериментальное сечение $\sigma(0)$ вблизи нулевой энергии равно 20 барн, т. е. $2 \cdot 10^{-23}$ см². Подставив же в формулу (5.19) известное значение энергии связи дейтрона, получим, что сечение триплетного рассеяния вблизи нулевой энергии равно

$$\sigma_t(0) = 2 \text{ барн}, \quad (5.20)$$

т. е. на порядок меньше полного сечения. Отсюда видно, что при низких энергиях основным является синглетное рассеяние. Попробуем теперь чисто формально представить и синглетное рассеяние в форме (5.18), но, конечно, с другой энергетической константой E_s вместо энергии связи дейтрона:

$$\sigma_s = \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{E + E_s}. \quad (5.21)$$

Подставив (5.18) и (5.21) в (5.17), получим для полного сечения выражение

$$\sigma = \frac{\pi\hbar^2}{M} \left(\frac{3}{E + E_d} + \frac{1}{E + E_s} \right). \quad (5.22)$$

При $E_s = 0,07$ МэВ формула (5.22) хорошо описывает зависимость сечения от энергии во всей низкоэнергетической области.

3. Можно подумать, что из экспериментального подтверждения формулы (5.22) следует, что у системы протон — нейтрон существует кроме дейтрона еще связанное состояние с энергией 0,07 МэВ и антипараллельными спинами протона и нейтрона. Это, однако,

не совсем так. В теории доказывается, что зависимость типа (5.21) для сечения может получиться не только для реального, но и для так называемого *виртуального уровня*. Понятие виртуального уровня можно пояснить следующим образом. Сначала допустим, что система имеет настоящий реальный уровень. Тогда сечение рассеяния описывается формулой (5.21). Посмотрим теперь, как будет изменяться выражение для сечения при плавном уменьшении потенциала взаимодействия. Очевидно, что уровень энергии будет уменьшаться, так что постоянная E_s при каком-то значении потенциала взаимодействия обратится в нуль. Так вот, оказывается, что при дальнейшем уменьшении взаимодействия сечение снова описывается формулой (5.21) с постепенно растущей константой E_s , которая, однако, никакому связанному состоянию уже не соответствует. В этом случае и говорят, что система имеет виртуальный уровень E_s .

Возникает вопрос, является ли синглетный уровень E_s системы p — r реальным или виртуальным. Попытки прямого обнаружения связанного состояния с энергией $E_s = 0,07$ МэВ успехом не увенчались. Могло оказаться, однако, что состояние со столь малой энергией связи просто очень трудно получить. Поэтому была произведена другая тонкая экспериментальная проверка (когерентное рассеяние очень медленных нейтронов на молекулах орто- и пара-водорода), которая показала, что уровень E_s — виртуальный.

4. При переходе к очень медленным нейтронам с энергиями порядка 0,02 эВ и ниже экспериментальное сечение их рассеяния на протонах возрастает примерно в четыре раза. Это возрастание не указывает на какие-либо новые особенности ядерных сил, а обусловлено тем, что при одних и тех же силах взаимодействия сечение рассеяния на жестко закрепленных протонах в четыре раза больше, чем на свободных. В реальных экспериментах протоны всегда связаны в молекулах или кристаллах. Поэтому сечение растет, когда энергия нейтронов оказывается недостаточной для разрушения этих связей или хотя бы для возбуждения колебаний протонов в молекулах.

Более точный теоретический расчет сечения протон-нейтронного рассеяния при низких энергиях приводит вместо (5.22) к формуле, зависящей, помимо энергий E_d , E_s , еще от двух параметров r_s , r_t — *эффективных радиусов синглетного и триплетного взаимодействия*. Эта формула имеет вид

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{M} \left\{ \frac{3}{E + E_d \left(1 - \sqrt{\frac{E_d M}{\hbar^2} r_t} \right)} + \frac{1}{E + E_s \left(1 - \sqrt{\frac{E_s M}{\hbar^2} r_s} \right)} \right\}. \quad (5.23)$$

Сравнение (5.23) с экспериментальными данными позволяет определить эффективные радиусы взаимодействия. Они оказались равными:

$$r_t = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad r_s = 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (5.24)$$

Из (5.24) и (5.6) получается оценка U_{0s} — глубины потенциальной ямы в синглетном состоянии:

$$U_{0s} \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{4Mr_s^2} \approx 20 \text{ МэВ.} \quad (5.25)$$

Мы видим, что из низкоэнергетического рассеяния нейтрон — протон удастся извлечь до крайности бедную информацию о виде ядерных сил, сводящуюся к четырем цифрам (E_d, E_s, r_{0t}, r_{0s}), одна из которых представляет собой энергию связанного состояния, т. е. не является новой. Такая скудность информации обусловлена совместным действием двух причин: коротким радиусом действия сил (сравнительно с длиной дебройлевских волн) и высокой прочностью (или, выражаясь макроскопическим языком, высокой «твердостью») нуклона, для заметной деформации которого требуются энергии свыше 100 МэВ.

§ 4. Рассеяние протон — протон при низких энергиях

1. Система протон — протон обладает тремя характерными особенностями, отличающими ее от системы нейтрон — протон.

Во-первых, между двумя протонами действуют не только ядерные силы, но и кулоновские силы отталкивания. Кулоновские силы, хотя и значительно более слабые на малых расстояниях, чем ядерные, становятся преобладающими на больших расстояниях вследствие их дальнедействующего характера. Налетающая частица подвергается действию кулоновских сил задолго до вступления в сферу действия ядерных сил. Поэтому роль кулоновских эффектов особенно существенна при рассеянии на малые углы (периферические столкновения) и при очень низких энергиях. Потенциал кулоновского взаимодействия известен с большой точностью. Поэтому по кулоновскому рассеянию можно точно калибровать абсолютную величину сечения, обусловленного одними ядерными силами. Напомним, что обычно в ядерной физике абсолютные значения сечений измерять гораздо труднее, чем относительные.

2. Второй особенностью системы протон — протон является одинаковость сталкивающихся частиц. Протоны, как и любые одинаковые частицы полуцелого спина, подчиняются принципу Паули (см. гл. II, § 8), согласно которому в каждом состоянии может находиться не более одной частицы. В силу принципа Паули многие состояния, разрешенные в системе $p-p$, запрещены в системе $p-p$. Например, в S -состоянии относительного движения, в котором обе частицы симметрично распределены в пространстве, спины двух протонов могут быть только антипараллельными, что соответствует синглетному состоянию с нулевым суммарным спином. Триплетное S -состояние с параллельными спинами запрещено, так как в нем оба протона находятся в одном и том же состоянии.

Рассмотрим вопрос о возможных состояниях систем протон — протон и нейтрон — протон подробнее. В обоих случаях волновая функция относительного движения имеет вид $\Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r})$, где через $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ обозначен радиус-вектор, соединяющий точки, в которых находятся частицы, m_1 и m_2 — проекции спинов частиц. Для системы протон — протон волновая функция меняет знак при перестановке частиц, т. е. удовлетворяет условию

$$\Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r}) = -\Psi_{m_2 m_1}(-\mathbf{r}). \quad (5.26)$$

Это условие и уменьшает число состояний. При перестановке только пространственных координат волновая функция умножается на $(-1)^l$, где l — орбитальный момент относительного движения (см. гл. II, § 9, п. 3):

$$\Psi_{m_1 m_2}(-\mathbf{r}) = (-1)^l \Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r}). \quad (5.27)$$

При перестановке только спиновых координат волновая функция не меняется для триплетных состояний и меняет знак для синглетных. Поэтому в системе протон — протон возможны только такие состояния:

$$\begin{aligned} S=0, \quad l=0, \quad 2, \quad 4, \quad \dots; \\ S=1, \quad l=1, \quad 3, \quad 5, \quad \dots, \end{aligned} \quad (5.28)$$

где через S обозначен суммарный спин.

Полный момент J получается векторным сложением спинового и орбитального моментов. Для синглетных состояний полный момент равен орбитальному: $J=0, 2, 4, \dots$ Для триплетных состояний при каждом l полный момент может иметь три значения: $l-1, l, l+1$. Для системы нейтрон — протон орбитальный момент может иметь любое целое положительное значение в каждом мультиплете.

3. Третья особенность системы $p-p$ состоит в том, что у нее нет связанного состояния. В некантовой теории отсутствие связанного состояния указывает на то, что силы носят отталкивающий характер. В квантовой теории, как мы видели в § 2, связанный уровень может отсутствовать и для притягивающих сил. Именно, при слишком узкой яме уровень может в ней не «уместиться». Поэтому возникает вопрос о том, являются ли силы между двумя протонами притягивающими или отталкивающими.

Знак ядерных сил в $p-p$ -системе можно определить, изучая интерференцию кулоновского и ядерного рассеяний. Явление интерференции рассеяний является чисто квантовым и состоит в том, что рассеянные дебройлевские волны, возникающие вследствие действия двух типов сил, когерентны и могут интерферировать друг с другом как конструктивным, так и деструктивным образом. При этом определяющая интерференцию относительная фаза волны зависит от знака сил. Экспериментальные данные в отношении интерференции кулоновских и ядерных сил таковы. Сечение рассея-

ния под углом 45° в области сотен кэВ имеет форму, изображенную на рис. 5.2. Выброс в кривой при $E = 380$ кэВ имеет интерференционное происхождение и, как доказывается в теории, свидетельствует о том, что ядерные силы носят притягивающий характер.

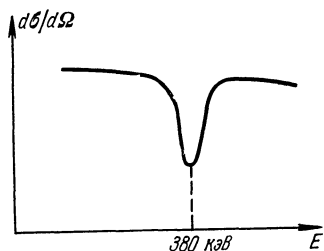


Рис. 5.2. Зависимость сечения рассеяния $p-p$ под углом 45° в ЛС от энергии E налетающего протона в области $E \approx 380$ кэВ.

4. Величина ядерных сил притяжения в системе $p-p$ такая же, как и в соответствующих состояниях системы $p-p$. Такую же величину, как показывают сравнительно недавние (правда, не очень точные) измерения, имеют силы в системе нейтрон — нейтрон. В этих фактах проявляется изотопическая инвариантность сильных взаимодействий. В дальнейшем мы рассмотрим вопрос об изотопической инвариантности подробнее (см. § 6, а также гл. VII, § 7).

5. Сечение $p-p$ -рассеяния при низких энергиях измеряется с исключительно высокой точностью. Это — наиболее точно измеренное сечение в ядерной физике. Такая точность обеспечивается главным образом высокой степенью монохроматичности по энергии пучков протонов, получаемых в электростатических генераторах, а также легкостью коллимации и регистрации протонов.

§ 5. Рассеяние нуклон — нуклон при высоких энергиях

1. При высоких энергиях рассеяние перестает быть изотропным и начинает зависеть от детальной формы потенциала. Это означает, что при повышении энергии наряду с S -волной заметный вклад в сечение начинают давать и высшие гармоники: P ($l = 1$), D ($l = 2$) и др. Тем самым из вида сечений при высоких энергиях можно извлекать более подробную информацию о виде потенциала взаимодействия. В частности, может оказаться (а так оно и есть в действительности), что потенциал взаимодействия зависит не только от относительной ориентации спинов нуклонов, но и от относительной ориентации орбитального и спинового моментов нуклона (спин-орбитальное взаимодействие), а также от спинов и радиуса-вектора, соединяющего нуклоны (тензорное взаимодействие). Вследствие этого при рассеянии нуклонов появляется поляризация нуклонов, т. е. рассеянные нуклоны характеризуются некоторым преимущественным направлением спина.

Таким образом, переход к высоким энергиям столкновения существенно обогащает наши источники информации о ядерных силах.

2. Посмотрим, каких результатов можно ожидать от опытов при высоких энергиях, если опираться на результаты опытов при

низких энергиях. Мы видели в предыдущих параграфах, что для объяснения всей совокупности экспериментальных данных по взаимодействию нуклон — нуклон при низких энергиях достаточно считать потенциал взаимодействия на расстояниях порядка радиуса действия ядерных сил прямоугольной ямой глубиной порядка 30 МэВ и шириной примерно 2 ферми. О форме потенциала на меньших расстояниях на основе опытов при низких энергиях определенных заключений сделать нельзя. Если потенциал имеет форму потенциальной ямы вплоть до самых малых расстояний, то при больших энергиях рассеяние в основном должно идти на углы, меньшие 90° , т. е. вперед должно рассеиваться больше частиц, чем назад. Действительно, если кинетическая энергия E будет значительно больше потенциальной ($E \gg 30$ МэВ), то потенциальная энергия будет слабо влиять на движение частицы. Сделаем грубую некантовую оценку среднего угла ϑ рассеяния частицы (рис. 5.3). В области действия ядерных сил (заштрихованная область) появление отрицательной потенциальной энергии V должно компенсироваться изменением импульса частицы на величину Δp :

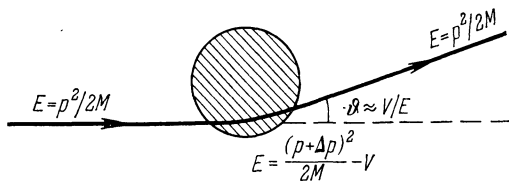


Рис. 5.3. Схематическое изображение отклонения налетающего нуклона полем нуклон-нуклонных сил.

Штрихованная окружность — область, в которой на рассеиваемый нуклон действуют ядерные силы; сплошной линией изображена траектория движения налетающего нуклона.

Из (5.29) следует, что при $E \gg V$ для угла отклонения ϑ справедлива оценка

$$\frac{p^2}{2M} = \frac{(p + \Delta p)^2}{2M} - V \approx \frac{p^2}{2M} + \frac{\Delta p \cdot p}{M} - V. \quad (5.29)$$

Из (5.29) следует, что при $E \gg V$ для угла отклонения ϑ справедлива оценка

$$\vartheta \approx \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{V}{E}, \quad (5.30)$$

так что рассеяние при высоких энергиях преимущественно будет происходить вперед*). Однако первые же измерения нуклон-нуклонных сечений при энергиях в сотни МэВ привели к совершенно другим результатам, показав тем самым, что на расстояниях, существенно меньших 1 ферми, потенциал мало похож на потенциальную яму.

3. Сечение рассеяния протон — протон при повышении энергии и сначала падает и приобретает заметную анизотропию, но затем

*) Подчеркнем, что мы все время обсуждаем рассеяние в системе центра инерции. В лабораторной системе сечение всегда вытянуто вперед, но этот чисто кинематический эффект здесь ни при чем,

вплоть до энергии 400 МэВ остается почти не зависящим от энергии и практически изотропным, т. е. одинаковым во всех направлениях:

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} = 3,4 \text{ мбарн/ср.} \quad (5.31)$$

И только при энергиях, заметно превышающих 400 МэВ, сечение становится анизотропным и существенно зависящим от энергии. Такое поведение сечения можно объяснить, предположив, что на расстояниях 0,3—0,4 ферми начинают действовать очень интенсивные силы отталкивания. Соответствующий такой физической картине потенциал имеет форму типа изображенной на рис. 5.4. В этом

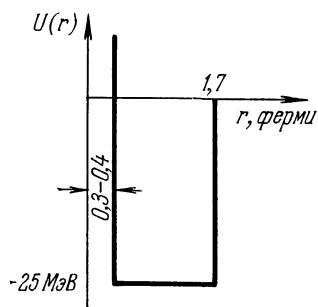


Рис. 5.4. Зависимость потенциала взаимодействия двух протонов от расстояния между ними.

потенциале традиционная яма глубиной в 25 МэВ и радиуса 1,7 ферми на малых расстояниях (0,3—0,4 ферми) переходит в очень высокую (≥ 200 МэВ) «отталкивающую сердцевину», называемую также «кernом». При малых энергиях нуклон не доходит до сердцевины и рассеяние происходит так же, как на простой яме. При больших энергиях, напротив, нуклон почти «не замечает» яму, поскольку его кинетическая энергия значительно превосходит глубину ямы. Поэтому высокоэнергетическое рассеяние в основном идет на «отталкивающей сердцевине». Это рассеяние на сердцевине будет изотропным до тех пор, пока длина волны нуклона не станет меньше радиуса

сердцевины. Мы видим, что предположение об отталкивающей сердцевине хорошо объясняет неожиданное на первый взгляд поведение сечения протон — протон при энергии в сотни МэВ. Это предположение является сейчас общепринятым. Заметим, однако, что оно не является единственным возможным объяснением экспериментальных фактов. Как мы уже говорили в § 1, восстановление потенциала взаимодействия по сечению рассеяния однозначно лишь с точностью до зависимости от скоростей. Поэтому вместо отталкивающей сердцевины можно было бы, например, ввести зависимость потенциала от энергии, такую, чтобы яма постепенно переходила в отталкивающую сердцевину с ростом энергии.

4. Другого рода неожиданность обнаружилась при изучении нейтрон-протонного рассеяния при энергиях в несколько сотен МэВ. Оказалось, что в этом случае угловое распределение уже не изотропно, но не смещено вперед, а симметрично относительно угла 90° . Типичный график такого углового распределения приведен на рис. 5.5. Левая часть этого графика в какой-то мере соответствует выводам, сделанным в п. 2: сечение имеет максимум в направлении

вперед (т. е. под углом 0°). Но точно такой же максимум имеется и в направлении назад (т. е. под углом 180°). Происхождение этого максимума связывают с влиянием *обменных сил*. Обменными называются силы, под действием которых нуклоны могут обмениваться своими характеристиками — проекциями спинов, координатами, зарядами. Под влиянием обменных сил пролетающий мимо протона нейтрон может не только отклониться от своего первоначального пути, но заодно и перехватить у протона его электрический заряд, т. е. стать протоном. Поэтому, если в соответствии с п. 2 рассеяние нейтрон — протон при высоких энергиях происходит преимущественно вперед, но с деятельным участием обменных сил, то в угловом распределении появится максимум и в направлении назад. Этот максимум создадут не исходные нейтроны, а протоны, превратившиеся в нейтроны за счет зарядовообменных сил.

Обменные силы носят существенно квантовый характер. Поэтому их трудно представить себе наглядно на основе классических макроскопических представлений. Однако в квантовой теории такие силы вполне естественны, что видно хотя бы из того, что они широко обсуждались теоретиками за много лет до их экспериментального обнаружения. Мы еще вернемся к этим интересным силам в гл. VII, § 5.

Однако в квантовой теории такие силы вполне естественны, что видно хотя бы из того, что они широко обсуждались теоретиками за много лет до их экспериментального обнаружения. Мы еще вернемся к этим интересным силам в гл. VII, § 5.

5. Посмотрим теперь, что нового могут дать опыты по высоким энергиям в отношении зависимости ядерных сил от спинов. Как мы видели в § 3, п. 2, уже в опытах при низких энергиях удалось установить, что взаимодействие нейтрон — протон различно при параллельных (триплетное состояние) и антипараллельных (синглетное состояние) спинах этих частиц. Однако эта информация была получена лишь благодаря тому, что вид зависимости сечения от энергии оказалось возможным рассчитать теоретически, а не путем раздельных измерений рассеяния в различных спиновых состояниях.

Посмотрим теперь, нельзя ли непосредственно измерять сечения рассеяния нуклон — нуклон при определенных ориентациях спинов. Очевидно, что для этого надо либо в падающем пучке, либо в мишени (а еще лучше и там, и там) создать поляризацию, т. е. ориентировать большинство спинов частиц в определенном направлении. Создание таких, как их называют, поляризованных пучков и мишеней является трудной технической задачей.

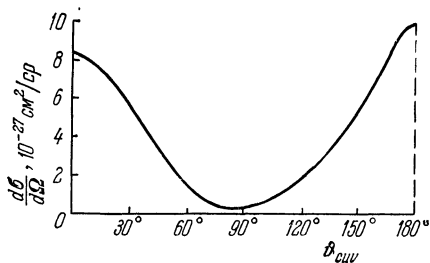


Рис. 5.5. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на протонах (в СЦИ) при энергии E налетающего нейтрона, равной 315 МэВ.

Поляризованные водородные мишени долгие годы вообще не удавалось получить. Их научились изготавливать сравнительно недавно с помощью магнитных полей, действующих на магнитные моменты протонов. Заметную поляризацию можно получить лишь при очень низких (ниже точки кипения гелия) температурах. Эксперименты с поляризованными водородными мишенями крайне сложны, так как мишень «перегревается» и теряет поляризацию, как только на нее начинает падать пучок рассеиваемых частиц.

Поляризованные пучки нуклонов появились в лабораториях на десяток лет раньше поляризованных водородных мишеней. Для изучения реакций с поляризованными пучками протонов используется *двойное рассеяние*. Двойным рассеянием называется процесс, при котором сначала исходный пучок рассеивается на одной мишени, а затем частицы, рассеиваемые первой мишенью под определенным углом, фокусируются и рассеиваются еще на второй мишени. Смысл двойного рассеяния состоит в том, что при первом рассеянии нуклоны поляризуются. Происхождение этой поляризации рассеянного пучка связано с тем, что если силы взаимодействия зависят от ориентации спинов относительно импульсов частиц, то в определенном направлении частиц с одним направлением спина полетит меньше, чем со спином противоположной ориентации. Согласно гл. IV, § 1, п. 5 поляризация P , определяемая соотношением

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (5.32)$$

где N_+ , N_- — числа нуклонов со спинами, направленными соответственно вверх и вниз, будет разной для различных энергий и углов рассеяния. При рассеянии протон — протон в области энергии в сотни МэВ поляризация P достигает довольно больших значений.

Рассеяние на первой мишени обладает азимутальной симметрией, т. е. симметрично относительно оси падающего пучка. Сечение может зависеть лишь от угла ϑ между направлениями падения и рассеяния частицы. Но во втором рассеянии этой азимутальной симметрии уже не будет. Действительно, посмотрим на схематический рис. 5.6. Пусть после первого рассеяния влево пойдут только частицы со спином, направленным вверх. (Для простоты мы считаем поляризацию стопроцентной. Реально поляризация процентов 40 считается сильной.) Тогда вправо пойдет столько же частиц со спином, направленным вниз, поскольку и в исходном пучке, и в мишени равновероятны все направления спинов. Но во второй рассеиватель попадают уже поляризованные частицы со спином, направленным вверх. Они отклонятся влево. А вправо отклоняться уже нечему. Возникла азимутальная асимметрия. Реальный случай отличается от схемы рис. 5.6 лишь тем, что поляризация никогда не бывает стопроцентной, так что частицы будут рассеиваться второй мишенью

и вправо, и влево, но в разных количествах. По степени асимметрии можно судить о величине поляризации пучка после первого рассеяния.

Очевидно, что даже при хорошей фокусировке интенсивность рассеянного пучка гораздо ниже, чем падающего. Поэтому опыты по двойному рассеянию стали возможными лишь после того, как в ускорителях стали получать достаточно мощные пучки протонов высоких энергий. Сейчас интенсивность этих пучков удалось усилить настолько, что стало возможным проведение опытов даже по тройному рассеянию. Эти опыты дают дополнительную информацию о зависимости сил от спинов, поскольку в них можно получать поляризацию нуклонов и в направлении их движения, а не только перпендикулярно плоскости рассеяния.

На графике (рис. 5.7) приведена зависимость поляризации от угла рассеяния протон — протон при различных энергиях. Из этого графика видно, что поляризация достигает заметных значений и довольно сложным образом зависит от углов и энергий.

Силы могут зависеть от спинов по-разному. Во-первых, возможны силы, зависящие только от ориентации спинов относительно друг друга. С такими силами мы уже сталкивались при изучении низкоэнергетического рассеяния нейтрон — протон. Эти силы — центральные, т. е. направлены вдоль прямой, соединяющей центры частиц. За счет таких сил поляризация возникнуть не может. Другими свойствами обладают тензорные силы, зависящие от ориентации спинов относительно прямой, соединяющей частицы (рис. 5.8). Эти силы уже нецентральны и поэтому могут создавать поляризацию. Кроме тензорных нецентральным характером обладают еще спин-орбитальные силы, интенсивность и направление которых зависят от ориентации спинов относительно орбитального момента относительного движения частиц. Со спин-орбитальными силами мы уже встречались в гл. III, § 4 при анализе оболочечной модели ядра.

Однако там эти силы описывали не взаимодействие двух нуклонов, а движение нуклона в поле модельного силового центра, характеризующего самосогласованное поле ядра.

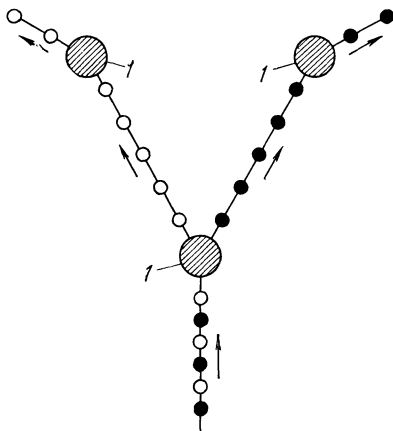


Рис. 5.6. Схема опыта по двойному рассеянию.

1 — ядро-мишень; светлые кружочки — протоны со спинами вверх, темные — со спинами вниз; стрелками показано направление движения протонов.

С помощью ЭВМ был проведен математический анализ экспериментальных данных по обычному, двойному и тройному рассеянию нуклон — нуклон при различных энергиях. В результате было установлено, что во взаимодействии нуклон — нуклон активно участвуют все перечисленные выше виды сил. Таким образом, ядерные силы носят сложный характер. Их не удастся описать

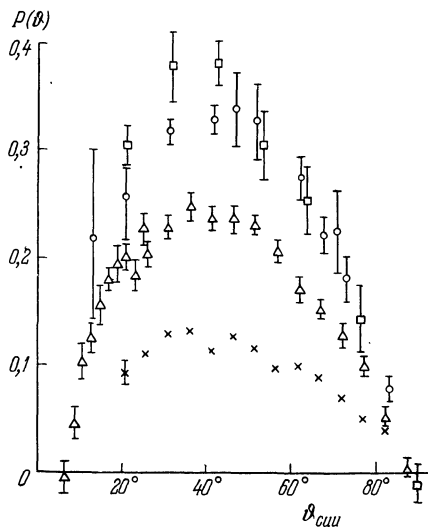


Рис. 5.7. Зависимость поляризации $P(\varphi)$ протонов, возникающей в $p-p$ -рассеянии, от угла рассеяния в СЦИ для разных энергий налетающего протона.

Квадратики — данные при энергии 315 МэВ, кружочки — при 210 МэВ, треугольники — при 147 МэВ, крестики — при 95 МэВ.

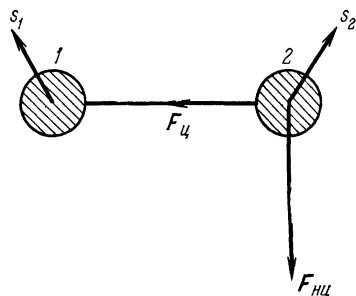


Рис. 5.8. Схематическое изображение нецентральной (тензорной) силы $F_{нц}$ между нуклонами.

s_1 и s_2 — векторы спинов нуклонов, $F_{нц}$ — нецентральная сила, действующая со стороны нуклона 1 на нуклон 2; она направлена в сторону, противоположную вектору $(s_1 + s_2)$; $F_{ц}$ — центральная сила.

какой-либо простой зависимостью типа закона Кулона. Это указывает на сложную структуру нуклона (см. гл. VII, § 7).

§ 6. Изотопическая инвариантность

1. Ядерные силы и вообще все сильные взаимодействия обладают интересным и нетривиальным свойством симметрии, носящим название *изотопическая инвариантность* или, что то же самое, *зарядовая инвариантность*.

Для описания изотопической инвариантности вводится новая физическая величина — *изотопический спин* (некоторые авторы употребляют термин «изобарический спин»). Понятие изотопического спина с непривычки трудно для понимания из-за его, на первый взгляд, весьма абстрактного характера. Поэтому сначала в п. 2 мы введем понятие *зарядовой независимости*, свойства более слабого,

но и более простого, чем изотопическая инвариантность. Затем в п. 3 мы поясним идею изотопической инвариантности, не пользуясь аппаратом изотопического спина. И только в п. 4 будет дано определение изотопического спина и точная формулировка изотопической инвариантности. В последующих пунктах мы рассмотрим изотопические состояния различных физических систем.

2. Первоначальным толчком к идее изотопической инвариантности послужило сравнение поведения протонов и нейтронов в ядре и в ядерных столкновениях. Протон и нейтрон имеют почти одинаковые массы и одинаковые спины. Но протон существенно отличается от нейтрона тем, что он электрически заряжен. Поэтому с точки зрения *атомной* физики, в которой электрические силы — главные, различие между протоном и нейтроном колоссальное. Добавление лишнего протона к ядру увеличивает атомный номер на единицу, т. е. фундаментальным образом изменяет химические свойства соответствующего атома. Добавление же нового нейтрона превращает атом в другой изотоп того же элемента, обладающий практически теми же химическими свойствами. Посмотрим теперь, сколь сильно различаются протон и нейтрон в *ядерной* физике. В ядрах, по крайней мере в легких, электрические силы не являются главными, уступая первенство короткодействующим, но гораздо более интенсивным ядерным силам. И вот оказывается, что по отношению к ядерным силам протон и нейтрон ведут себя совершенно одинаково. Сейчас считается твердо установленным, что если бы достаточно могучий волшебник сумел «выключить» электромагнитные взаимодействия, то лишенный электрического заряда протон точно сравнялся бы с нейтроном по массе и вообще стал бы совершенно тождествен нейтрону по своим свойствам. Эта одинаковость ядерных взаимодействий для протонов и нейтронов ярко проявляется в так называемых зеркальных легких ядрах, получающихся друг из друга заменой протонов на нейтроны и наоборот. Вот, например, как выглядят низшие уровни зеркальных ядер ${}_6\text{C}^{13}$ ($6p + 7n$), ${}_7\text{N}^{13}$ ($7p + 6n$). Из рис. 5.9 видно, что схемы уровней ядер C^{13} и N^{13} удивительно схожи. Те же спины и четности, почти те же расстояния между уровнями. Только энергия связи у ядра N^{13} на 3 МэВ ниже, чем у C^{13} (спектры уровней N^{13} и C^{13} на рис. 5.9 сдвинуты на разность масс нейтральных атомов). Но считаем изменение кулоновской энергии при переходе от одного ядра к другому (см. гл. II, § 3, п. 5). Это изменение приблизительно равно

$$\Delta E_{\text{кул}} = \frac{6Ze^2}{5R}, \quad (5.33)$$

где R — радиус ядра. Подставив в (5.33) значение $R = 3 \cdot 10^{-13}$ см, получим для $\Delta E_{\text{кул}}$ примерно как раз требуемые 3 МэВ. Подобное приведенному на рис. 5.9 разительное сходство схем низших уровней наблюдается для всех легких зеркальных ядер, явно свидетельствуя

об одинаковости ядерных сил для протона и нейтрона. Одинаковость ядерных взаимодействий для протона и нейтрона носит название *зарядовой независимости* ядерных сил. Зарядовая независимость — частный случай изотопической инвариантности, к которой мы теперь и перейдем.

3. Понятие зарядовой независимости ядерных сил можно обобщить и углубить, воспользовавшись одним из основных положений

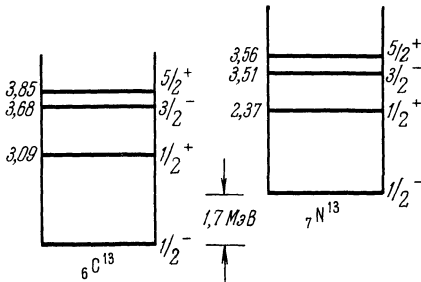


Рис. 5.9. Спектры низших состояний зеркальных ядер изотопов углерода ${}^6\text{C}^{13}$ и азота ${}^7\text{N}^{13}$.

квантовой теории — принципом суперпозиции. Принцип суперпозиции тесно связан с волновыми свойствами частиц. Согласно этому принципу в квантовом мире различные состояния физической системы можно когерентно (т. е. так, чтобы могли проявляться, скажем, интерференционные эффекты) складывать друг с другом, образуя новые состояния. В частности, если за одно из складываемых, или

как еще говорят, суперпонируемых, состояний взять какое-либо состояние Ψ_p протона, а за другое — состояние Ψ_n нейтрона, то после когерентного сложения мы получим новое состояние

$$\Psi = \alpha\Psi_p + \beta\Psi_n. \quad (5.34)$$

Коэффициенты α , β в (5.34) могут быть любыми комплексными числами, удовлетворяющими условию нормировки $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. При $\alpha = 0$ состояние Ψ будет чисто нейтронным, при $\beta = 0$ — чисто протонным. Если же не равны нулю ни α , ни β , то мы получаем когерентную смесь протонного и нейтронного состояний.

Сделаем теперь физическое допущение о том, что ядерные силы одинаковы не только для протона и нейтрона, но и для любой их когерентной суперпозиции (5.34). Это и есть изотопическая инвариантность. Очевидно, что изотопическая инвариантность содержит в себе зарядовую независимость. Но содержит ли она что-либо сверх зарядовой независимости — это не простой вопрос. Действительно, если в (5.34) одновременно не равны нулю и α , и β , то электрический заряд в состоянии Ψ не имеет определенного значения. Он равен с вероятностью $|\alpha|^2$ единице, а с вероятностью $|\beta|^2$ — нулю. И сейчас не ясно, существует ли хотя бы принципиальная возможность экспериментального получения состояний с неопределенным зарядом. Более того, имеется утверждение (Е. П. Вигнер и др., 1951), что получение таких состояний вообще невозможно. А если так, то изотопическая инвариантность, казалось бы, может повиснуть в воздухе, как гипотеза о явлениях, не существующих

в природе. На самом деле, однако, проверка справедливости изотопической инвариантности возможна, потому что при переходе к нескольким частицам путем суперпозиций (5.34) уже можно получать состояния с определенным зарядом, вполне доступные экспериментальному наблюдению. Например, для двух частиц из зарядовой независимости следует только, что в системах протон — протон и нейтрон — нейтрон ядерное взаимодействие должно быть одинаковым. А из изотопической инвариантности еще следует и то, что в системе нейтрон — протон есть состояния, в которых ядерное взаимодействие такое же, как и в системах из двух одинаковых нуклонов. Мы не будем здесь разбирать, как построить эти состояния путем когерентного сложения (5.34), потому что ниже будет изложен более простой и более общий метод их получения.

4. Дадим теперь определение изотопического спина. Допустим, что существует некое трехмерное евклидово пространство, называемое изотопическим и не имеющее никакого отношения к обычному пространству. Будем считать, что каждая частица одновременно находится как в том, так и в другом пространстве. При этом в изотопическом пространстве все частицы все время находятся в начале координат. Частицы в этом пространстве могут вращаться, но не могут двигаться поступательно. Тем самым в изотопическом пространстве частицы не имеют импульса и орбитального момента, но могут иметь момент количества движения, аналогичный спиновому. Этот момент, разумеется, никак не связан с обычными моментами и называется *изотопическим спином*. Квантование изотопического спина не отличается от квантования обычного спина. Именно, изотопический спин T по абсолютной величине может быть равен любому положительному целому или полужелому числу, а проекция T_z изотопического спина T на изотопическую (!) ось z пробегает значения от T до $-T$ (см. (1.31)):

$$\begin{aligned} T &= 0, \quad \frac{1}{2}, \quad 1, \quad \frac{3}{2}, \quad 2, \dots, \\ T_z &= T, \quad T - 1, \quad \dots, \quad -T. \end{aligned} \quad (5.35)$$

Очевидно, что частица с изотопическим спином T имеет $2T + 1$ различных состояний в изотопическом пространстве. Совокупность этих $2T + 1$ состояний называется *мультиплетом*. С точки зрения теоретиков, не признававших понятий изотопического пространства и изотопического спина (кстати, таких теоретиков было немало еще в конце сороковых годов, хотя изотопический спин впервые появился в начале тридцатых), состояния мультиплета с различными значениями T_z являются просто разными частицами. Но по отношению к изотопическому пространству мультиплет — это одна и та же частица, но по-разному в этом пространстве ориентированная.

Итак, протон и нейтрон считаются различно ориентированными состояниями одной и той же частицы — нуклона. Изотопический

спин нуклона равен половине. Состояние с $T_z = 1/2$ соответствует протону, а состояние с $T_z = -1/2$ соответствует нейтрону. Преобразование (5.34) соответствует различным поворотам в изотопическом пространстве. В частности, при повороте на 180° вокруг изотопической оси y нейтрон переходит в протон.

Дальше (п. 7, а также гл. VII, § 7) мы увидим, что существуют и другие изотопические мультиплеты частиц, как с целыми, так и с полуцелыми значениями изотопического спина.

5. Введение изотопического пространства само по себе не содержит физических гипотез, а является лишь методом описания. Ничто не мешает нам ввести другое формальное пространство, в котором разными состояниями одной и той же частицы были бы, скажем, нейтрон и электрон. Однако такое пространство никто не вводит из-за его бесполезности для физики. Изотопическое пространство полезно тем, что по отношению к нему можно сформулировать имеющее физический смысл утверждение, состоящее в том, что *ядерные взаимодействия* (и вообще все сильные взаимодействия, см. гл. VII, § 2) *инвариантны относительно поворотов в изотопическом пространстве*. Это утверждение эквивалентно тому, что изотопический спин является интегралом движения, правда, только по отношению к сильным внутриядерным взаимодействиям. В электромагнитных взаимодействиях закон сохранения изотопического спина нарушается. Таким образом, изотопическая инвариантность может быть выражена в форме частичного (т. е. сприведливого не для всех видов взаимодействий) закона сохранения изотопического спина. Посмотрим теперь, как «работает» этот закон сохранения, т. е. каким образом из него можно извлекать экспериментально проверяемые следствия.

6. Начнем с системы двух нуклонов. Поскольку изотопический спин каждого нуклона равен половине, то по правилам сложения квантовых моментов (см. формулу (1.31)) суммарный изотопический спин двух нуклонов может равняться единице и нулю. Очевидно, что в системах $p-p$ и $n-p$ суммарный изотопический спин обязательно равен единице, ибо его проекция равна единице по абсолютной величине. В системе же $n-p$ суммарная проекция изоспина равна нулю. Но равную нулю проекцию могут иметь как момент нуль, так и момент единица. Поэтому система $n-p$ может находиться в состояниях с изотопическим спином как нуль, так и единица. Из изотопической инвариантности следует, что в состояниях с изотопическим спином, равным единице, система $n-p$ ведет себя точно так же, как системы $p-p$ и $n-n$. Ниже мы покажем, что изотопический спин системы $n-p$ в S -состоянии относительного движения равен единице в синглетном состоянии и нулю — в триплетном, т. е. если обычные спины параллельны, то изотопические антипараллельны и наоборот. Поэтому, например, сечение σ_s синглетного низкоэнергетического рассеяния $n-p$ должно равняться

обусловленной ядерными силами части низкоэнергетического сечения $p-p$. Изотопическая инвариантность рассеяния нуклон — нуклон хорошо согласуется с экспериментальными данными как при низких, так и при высоких энергиях.

В заключение этого пункта поясним, каким образом устанавливается изотопический спин различных состояний системы нейтрон — протон. Из того, что нуклоны подчиняются статистике Ферми, следует, что волновая функция системы нуклон — нуклон должна быть антисимметричной относительно перестановки частиц. Эта волновая функция зависит от координат, проекций спинов и проекций изоспинов. При перестановке частиц переставляются все эти три сорта переменных волновой функции. Для того чтобы менять знак при такой общей перестановке, волновая функция должна быть либо антисимметричной по одному сорту переменных и симметричной по двум остальным, либо антисимметричной по каждому сорту переменных. С другой стороны, известно, что по спиновым переменным функции симметричны при суммарном спине единица и антисимметричны при суммарном спине нуль. По координатным переменным функция симметрична в состояниях с четным орбитальным моментом (S -, D -, ... состояния) и антисимметрична при нечетном орбитальном моменте (состояния P , F , ...). Отсюда видно, что в S -состоянии спиновая и изоспиновая части должны обладать противоположными свойствами симметрии, т. е. если суммарный спин равен единице, то изоспин равен нулю, и наоборот. В P -состоянии, напротив, обычный и изотопический спины должны иметь одинаковые значения.

7. Изотопическая инвариантность отчетливо проявляется и в энергетических спектрах легких ядер. Для примера на рис. 5.10 приведены схемы уровней ядер ${}_5\text{B}^{12}$, ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_7\text{N}^{12}$. Эмпирически установлено, что наинизшие ядерные уровни имеют минимальное значение изотопического спина. У ядер ${}_5\text{B}^{12}$, ${}_7\text{N}^{12}$ проекция T_z изотопического спина по абсолютной величине равна единице, так что сам изоспин T меньше единицы быть не может. И действительно, основной и первые возбужденные уровни ядра ${}_5\text{B}^{12}$ имеют изоспин, равный единице. Первые уровни зеркального ядра ${}_7\text{N}^{12}$ такие же, как у ${}_5\text{B}^{12}$, и только несколько смещены вверх за счет уменьшения кулоновского отталкивания. Это сходство — результат уже рассмотренной нами в п. 2 зарядовой независимости. Ядро ${}_6\text{C}^{12}$ резко отличается от ${}_5\text{B}^{12}$ и ${}_7\text{N}^{12}$. Например, различие в энергиях связи ядер ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_5\text{B}^{12}$ составляет 12,6 МэВ. Но ${}_6\text{C}^{12}$ имеет равное число протонов и нейтронов. Поэтому проекция T_z изоспина этого ядра равна нулю, так что ядро может иметь уровни с изоспином T , равным не только единице, но и нулю. И действительно, экспериментальные исследования показали, что все низшие уровни ${}_6\text{C}^{12}$ имеют $T = 0$, а уровни с $T = 1$ начинаются примерно на 15 МэВ выше и имеют такое же расположение, как у ${}_5\text{B}^{12}$ и ${}_7\text{N}^{12}$. Эти факты

(наблюдаемые и в других группах легких ядер) явно подтверждают изотопическую инвариантность ядерных сил.

Отметим, что громадная разница в энергиях связи ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_5\text{B}^{12}$ сейчас объясняется так называемым *эффектом четверения*, согласно которому нуклонам внутри ядра энергетически выгодно объединяться в четверки, содержащие по два протона и два нейтрона. В ${}_6\text{C}^{12}$ этих четверок три, а в ${}_5\text{B}^{12}$ — только две. Столь же велико различие в энергиях связи ядер ${}_3\text{Li}^8$ (1 четверка) и ${}_4\text{Be}^8$ (2 четверки). Напротив, энергии связи ядер ${}_4\text{Be}^{10}$ и ${}_5\text{B}^{10}$ различаются на величину порядка 1 МэВ, поскольку здесь число четверок не меняется при

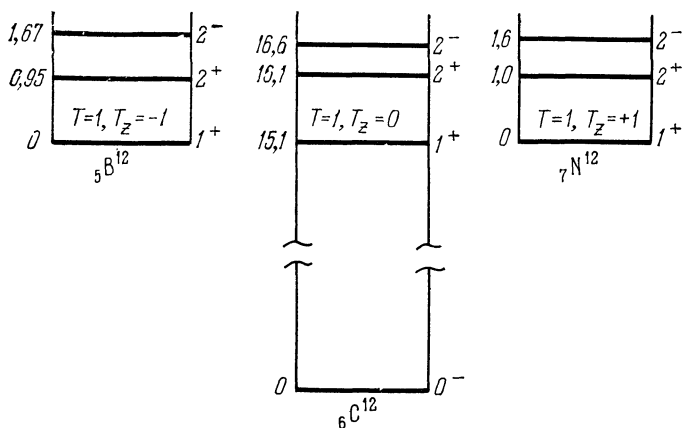


Рис. 5.10. Уровни ядер изотопов бора ${}_5\text{B}^{12}$, углерода ${}_6\text{C}^{12}$ и азота ${}_7\text{N}^{12}$, входящие в состав изотопического мультиплета с $T = 1$.

замене нейтрона на протон. В давние времена считали, что четверение свидетельствует о том, что в состав ядер входят α -частицы. Сейчас выяснено, что такая упрощенная картина далека от истины, так как между различными четверками в ядре происходит интенсивный обмен нуклонами.

8. Как мы уже указывали в п. 2 этого параграфа, изотопическая инвариантность является принципиально приближенным законом сохранения, справедливым только для ядерных сил. Кулоновские силы в противоположность ядерным явным образом отличают протон от нейтрона и, следовательно, нарушают изотопическую инвариантность. Поэтому в течение длительного времени молчаливо предполагалось, что приписывать уровням определенный изотопический спин имеет смысл только в легких ядрах, у которых роль кулоновской энергии (из-за малого числа протонов) относительно невелика. Однако совершенно неожиданно выяснилось, что изотопический спин с большой точностью является хорошим квантовым числом и в средних, и в тяжелых ядрах, у которых кулонов-

ская энергия очень велика (для ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ $E_{\text{кул}} = 0,71Z^2A^{-1/3} \approx 780$ МэВ, см. (2.8)). Мы не имеем здесь возможности рассмотреть интересный вопрос о том, почему, несмотря на столь большую величину, кулоновская энергия не нарушает изотопическую инвариантность в тяжелых ядрах. Укажем только, что в конечном счете это связано с дальнедействующим характером кулоновских сил.

Из сохранения изотопического спина для средних и тяжелых ядер следует, что у последних, точно так же, как и у легких ядер, должны существовать изотопические мультиплеты, в частности, у соседних ядер должны существовать уровни одинаковой структуры. Для иллюстрации изотопических мультиплетов рассмотрим два хорошо изученных тяжелых ядра: висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ и свинца ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ *). Согласно правилам определения величины изотопического спина (см. п. 7) изоспины T_{Pb} и T_{Bi} основного и первых возбужденных состояний ядер ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ и ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ должны иметь значения $T_{\text{Pb}} = 22^{1/2}$, $T_{\text{Bi}} = 21^{1/2}$. Как и в случае легких ядер (рис. 5.10), в ядре ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ должны существовать уровни с изоспином $T = 22^{1/2}$, которые вместе с соответствующими уровнями ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ входят в состав изотопических мультиплетов. В частности, в ядре ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ должен существовать уровень, который входит в состав мультиплета вместе с основным состоянием ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. Согласно уже сложившейся традиции этот уровень ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ называется уровнем, *аналоговым* основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ или просто аналоговым. Точно так же можно говорить об уровнях, аналоговых первому возбужденному состоянию, и т. д.

Аналоговые уровни обладают большой энергией возбуждения. Их энергию можно определить следующим образом. Поскольку структура уровней, входящих в изотопический мультиплет, должна быть одинаковой, то должна быть одинаковой и энергия связи, обусловленная ядерными силами. Следовательно, энергии связи основного состояния ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ и аналогового ему уровня в ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ различаются на кулоновскую энергию $\Delta E_{\text{кул}}$ одного протона. Поэтому энергия возбуждения уровня, аналогового основному состоянию, дается формулой

$$E_a = \Delta E + \Delta E_{\text{кул}}, \quad (5.36)$$

где $\Delta E = E_p(\text{Bi}^{209}) - E_n(\text{Pb}^{209})$ — разность энергий связи ядер ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ и ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. Анализ большого экспериментального материала по аналоговым состояниям приводит к следующей полуэмпирической формуле для $\Delta E_{\text{кул}}$:

$$\Delta E_{\text{кул}} = 1,45Z \cdot A^{-1/3} - 1,03 \text{ МэВ}. \quad (5.37)$$

*) Ядро ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ является нестабильным. Однако спектр его возбужденных состояний хорошо изучен,

В рассматриваемом нами примере $\Delta E \approx -0,2$ МэВ, $\Delta E_{\text{кул}} \approx 19$ МэВ и, следовательно, $E_a = 19 - 0,2 \approx 18,8$ МэВ. Таким образом, в ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ уровень, аналоговый основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$, имеет энергию 18,8 МэВ. Уровни, аналоговые возбужденным состояниям ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$, смещены вверх на соответствующую энергию возбуждения (рис. 5.11).

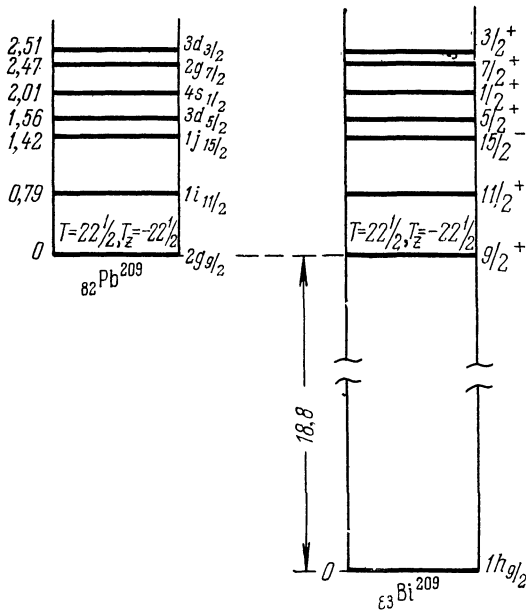


Рис. 5.11. Уровни ядер изотопов свинца ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ и висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, входящие в состав изотопического мультиплетта с $T = 22^{1/2}$.

9. Аналоговые состояния соответствуют большим энергиям возбуждения. Мы знаем, что (см. гл. IV, § 7, п. 7) плотность уровней экспоненциально растет с ростом энергии возбуждения. В ядре ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ в области первого аналогового уровня (18,8 МэВ) плотность уровней составляет 10^7 уровней на МэВ. Существенно отметить, однако, что все эти уровни имеют изоспин $T = 21^{1/2}$, равный изоспину основного состояния. Таким образом, аналоговые уровни, так

сказать, «погружены» в плотную среду уровней с на единицу меньшим изоспином. Однако из-за отличия в значении изотопического спина аналоговые уровни не смешиваются с остальными.

Аналоговые состояния отчетливо проявляются в различных реакциях. Так, аналоговые уровни ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ наблюдаются в упругом и неупругом рассеянии протонов на ядре изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. На рис. 5.12 представлено сечение упругого рассеяния протонов. Зигзагообразные изломы в плавно изменяющейся с энергией кривой являются результатом интерференции резонансного рассеяния через аналоговые уровни и нерезонансного (см. гл. IV, § 7, п. 8), главным образом резерфордского, рассеяния. На рис. 5.13 показана зависимость сечения неупругого рассеяния протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ с переходом этого ядра в возбужденное состояние ($E^* = 3,47$ МэВ). На этом рисунке также четко виден резонанс, соответствующий возбуждению состояния ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, аналогового основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$.

10. Установление того факта, что в средних и тяжелых ядрах изотопический спин является хорошим квантовым числом, позволило, во-первых, понять многие свойства атомного ядра, которые раньше было очень трудно интерпрети-

ровать, и, во-вторых, получать ценную, порой уникальную, информацию о структуре ядра.

В течение длительного времени загадочным явлением был большой сдвиг в сторону высоких энергий максимумов в сечениях фотоядерных реакций (γ , p)

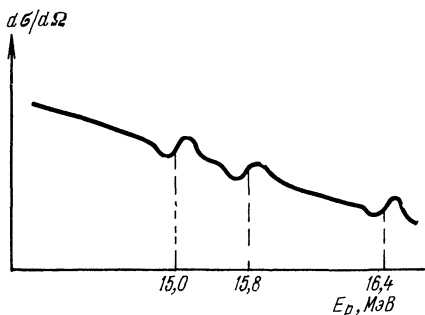


Рис 5.12. Схематическое изображение зависимости сечения упругого рассеяния протонов на ядре изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ от энергии налетающего протона.

Пунктиром отмечены энергии протона, при которых возбуждаются аналоговые резонансы.

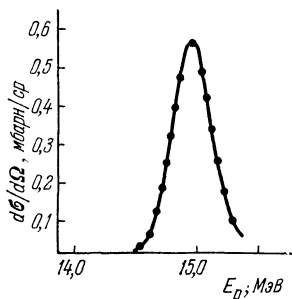


Рис 5.13. Зависимость сечения реакции $p + {}_{82}\text{Pb}^{208} \rightarrow {}_{82}\text{Pb}^{208*} + p'$ от энергии E_p протона в окрестности $E_p = 15$ МэВ.

Угол θ неупругого рассеяния равняется 90° .

и (γ , p) (см. гл. IV, § 11) на средних и тяжелых ядрах (рис. 5.14). Концепция изотопического спина позволила естественно объяснить этот факт. Действительно, в квантовой механике доказывается, что γ -квант может возбуждать состояния с изоспином T и $T + 1$, где T — изоспин основного состояния ядра. Соответственно этому имеются два «гигантских резонанса» (см. гл. IV, § 11, п. 4), один из которых соответствует возбуждению состояний с изоспином T , а другой (значительно меньший по величине) — состояний с изоспином $T + 1$. Поскольку состояния с разным изоспином разделены большим энергетическим интервалом, то эти два гигантских резонанса сильно удалены друг от друга. «Верхний» резонанс (с $T + 1$) распадается преимущественно с испусканием протонов *) и отвечает за максимум в (γ , p)-реакции.

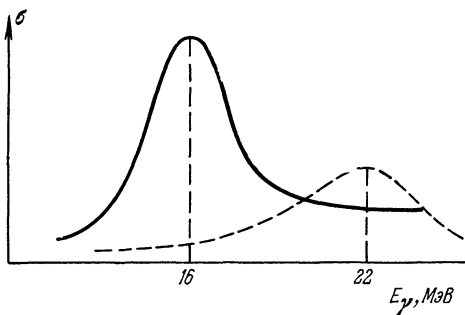


Рис 5.14. Схематическая зависимость сечений реакций (γ , p) (сплошная кривая) и (γ , p) (пунктирная кривая) от энергии γ -кванта на ядре изотопа циркония ${}_{40}\text{Zr}^{90}$.

*) Действительно, резонанс с изоспином $T + 1$ не может распасться, испустив нейтрон и оставив конечное ядро в состоянии с изоспином $T - 1/2$, поскольку при этом нарушился бы закон сохранения изоспина:

$$T + 1 \neq T - 1/2 + 1/2 = T.$$

Распад же на состояния конечного ядра с изоспином $T + 1/2$, которые лежат очень высоко по энергии, запрещен законом сохранения энергии,

Таблица 5.1. Сравнение рассчитанных и экспериментальных парциальных ширин уровня ядра изотопа висмута ${}_{83}\text{Bi}^{208}$, являющегося аналогом основного состояния ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$

Спин конечного ядра	$1/2$	$5/2$	$3/2$
Г _{теор} , кэВ	39	18	51
Г _{эксп} , кэВ	61 ± 15	17 ± 4	50 ± 11

В гл. IV, § 7, п. 9 мы говорили о том, что рассчитать полную и парциальные ширины какого-либо резонанса практически невозможно, поскольку очень сложной является структура соответствующего резонансу уровня. Аналоговые резонансы предоставляют в принципе уникальную возможность провести более или менее осмысленное сравнение теории с экспериментом, поскольку структура аналоговых уровней тождественна со структурой соответствующего ему низколежащего состояния и, следовательно, относительно проста. В табл. 5.1 приведены рассчитанные теоретически и экспериментальные парциальные ширины уровня ${}_{83}\text{Bi}^{208}$, аналогового основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Этот уровень проявляется как резонанс в упругом и неупругом рассеянии протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{207}$.

Как видно из таблицы, теория дает неплохое согласие с экспериментом.

Как мы указывали в гл. III, § 5, для теории обобщенной модели большой интерес представляет идентификация состояний, по структуре представляющих собой нуклон над возбужденным остовом. Изучение аналоговых резонансов позволило обнаружить ряд таких состояний. Для примера на рис. 5.15 приведены кривые зависимости сечения упругого и неупругого

рассеяния протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Интересной особенностью этих кривых является то, что на кривой неупругого рассеяния имеются некоторые резонансы, которых нет на кривой упругого рассеяния. Эти резонансы обусловлены уровнями ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, соответствующими аналоговым состояниям ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. В этих состояниях нейтрон $2g_{7/2}$ движется над возбужденным (3^-) остовом (ядро ${}_{82}\text{Pb}^{208}$).

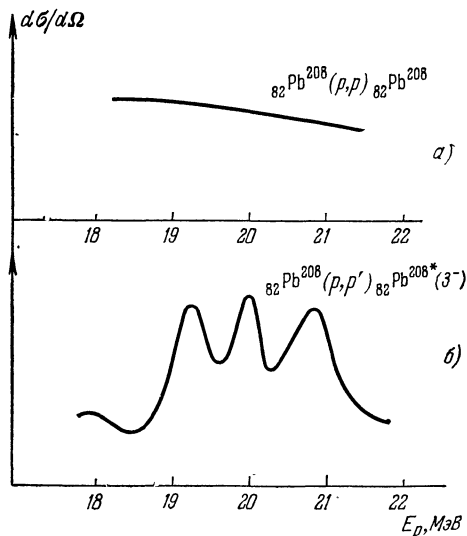


Рис. 5.15. Зависимость сечений упругого (а) и неупругого (б) рассеяния протона на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ от энергии E_p протона в области 18—22 МэВ.

При неупругом рассеянии конечное ядро остается в возбужденном состоянии с $E^* = 2,6$ МэВ. Угол θ рассеяния равняется 165° .

рассеяния протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Интересной особенностью этих кривых является то, что на кривой неупругого рассеяния имеются некоторые резонансы, которых нет на кривой упругого рассеяния. Эти резонансы обусловлены уровнями ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, соответствующими аналоговым состояниям ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. В этих состояниях нейтрон $2g_{7/2}$ движется над возбужденным (3^-) остовом (ядро ${}_{82}\text{Pb}^{208}$).

§ 7. Свойства ядерных сил

В этом параграфе мы подведем итоги изучения ядерных сил. Перечислим свойства ядерных сил и укажем, какие экспериментальные факты свидетельствуют о существовании каждого из этих свойств.

1. Ядерные силы велики по абсолютной величине. Это самые сильные из всех известных взаимодействий в природе. Для примера достаточно сказать, что обусловленная ядерными силами энергия связи простейшего ядра — дейтрона — равна 2,23 МэВ, в то время как обусловленная электромагнитными силами энергия связи простейшего атома — водорода — равна 13,6 эВ.

2. Ядерные силы являются очень короткодействующими. Радиус их действия имеет порядок 10^{-13} см. Свойство короткодействия было выведено из сравнения энергий связи дейтрона, тритона и α -частицы (см. § 2). Однако оно следует уже из опытов Резерфорда по рассеянию α -частиц ядрами.

3. Ядерные силы существенно зависят от спинов. Зависимость ядерных сил от спинов проявляется уже в низкоэнергетическом рассеянии нейтрон — протон (см. § 3).

4. Ядерные силы нецентральноны, т. е., выражаясь классическим некантовым языком, направлены под углом к прямой, соединяющей взаимодействующие частицы. Квантовое определение нецентральности сил состоит в том, что под их действием орбитальный момент перестает быть интегралом движения. Нецентральность ядерных сил с неизбежностью следует из наличия у дейтрона квадрупольного электрического момента (см. гл. II, § 7). Только благодаря этому свойству нуклоны высоких энергий поляризуются при рассеянии друг на друге (§ 5).

Из различных возможных видов нецентральных сил для взаимодействия нуклон — нуклон, по-видимому, основную роль играет спин-орбитальное взаимодействие, стремящееся ориентировать спины двух нуклонов параллельно орбитальному моменту их относительного движения.

5. Ядерные силы, по крайней мере частично, носят обменный характер. Обменность является существенно квантовым свойством, благодаря которому нуклоны при столкновении могут передавать друг другу свои заряды, проекции спинов и даже координаты. Существование обменных сил прямо следует из опытов по рассеянию нейтронов высоких энергий на протонах (§ 5).

6. Ядерные силы обладают нетривиальной симметрией в отношении протонов и нейтронов, называемой изотопической инвариантностью. Изотопическая инвариантность проявляется в спектрах ядер, а также в рассеянии нуклон — нуклон (§ 6).

7. Ядерные силы притягивают нуклоны друг к другу на расстояниях в области 10^{-13} см, но на существенно меньших расстоя-

ниях переходят в силы отталкивания. Это свойство объясняют наличием у ядерных сил отталкивающей сердцевины. Оно было обнаружено при анализе протон-протонного рассеяния при высоких энергиях (§ 5).

8. Ядерные силы обладают свойством насыщения (гл. II, § 3). Насыщение проявляется в том, что энергия связи на нуклон в ядре при увеличении размеров ядра не растет, а остается примерно постоянной. Происхождение свойства насыщения долгие годы было загадочным. Сейчас считается установленным, что насыщение обусловлено совместным действием отталкивающей сердцевины и обменного характера ядерных сил. Отталкивающая сердцевина препятствует тому, чтобы в сферу действия сил одного нуклона попадало большое количество его соседей. Такова же и роль обменных сил. Дело в том, что у обменных сил притяжение чередуется с отталкиванием (например, притяжение при четных орбитальных моментах заменяется на отталкивание при нечетных). А всякое отталкивание способствует насыщению. Наиболее ярко влияние обменных сил на насыщение проявляется в легчайших ядрах. При переходе от дейтрона к α -частице энергия связи на нуклон резко растет (см. гл. II, § 3, рис. 2.5). Здесь обменные силы еще не сказываются потому, что все нуклоны находятся в S -состоянии. А вот в следующем за α -частицей ядре ${}^6\text{He}$ один нуклон вынужден из-за принципа Паули находиться в P -состоянии, где обменные силы являются отталкивающими. Поэтому пятый нуклон не может удержаться в ядре, т. е. ${}^6\text{He}$ не является стабильным ядром.

9. Из мезонной теории (см. ниже § 8) следует, что должны существовать тройные ядерные силы, радиус действия которых примерно вдвое меньше радиуса действия обычных парных сил. Напомним, что тройными называются силы между тремя телами, обращаясь в нуль при удалении на бесконечность хотя бы одного тела. Интенсивность (и даже знак) тройных сил неизвестна.

10. Не исключено, что ядерные силы сильно зависят от скоростей, т. е. от кинетических энергий сталкивающихся частиц. Как мы уже говорили, для опытного изучения этой зависимости необходимо использовать данные о столкновении более чем двух нуклонов.

Исследования такого рода до сих пор почти не проводились из-за их сложности и громоздкости.

§ 8. Теория ядерных сил

1. В теории ядерных сил имеются различные параллельно развивающиеся направления. Простейшим из них является феноменологический анализ.

Феноменологический анализ сводится к эмпирическому подбору такого гамильтониана нуклон-нуклонного взаимодействия, чтобы

получить согласие с имеющейся совокупностью экспериментальных данных. Другими словами, закон зависимости силы от расстояния подбирается по известным опытным фактам о действии этих сил. В истории физики известны примеры, когда такой подход давал блестящие результаты. Достаточно сказать, что именно на этом пути был установлен закон Кулона для электростатического взаимодействия между зарядами. При этом закон, установленный из опытов на расстояниях порядка сантиметров, оказался справедливым вплоть до внутриатомных масштабов! Но история науки не склонна к повторениям. Угадать достаточно универсальный закон взаимодействия нуклонов не удается. Когда опытное изучение взаимодействия нуклон — нуклон было проведено до энергий в несколько десятков МэВ, были подобраны гамильтонианы взаимодействия, удовлетворительно описывающие эти опыты. Но когда начались опыты на нуклонах с энергиями в сотни МэВ, то оказалось, что все известные «низкоэнергетические» гамильтонианы здесь неприменимы. Их поведение на малых расстояниях пришлось существенно видоизменять. Напомним, что согласно соотношению неопределенностей координата-импульс увеличение энергии столкновения дает возможность исследовать силы на меньших расстояниях.

Сейчас имеется несколько довольно громоздких гамильтонианов взаимодействия, удовлетворительно описывающих опытные данные по рассеянию нуклон — нуклон вплоть до энергий в несколько сотен МэВ. Но нет надежды на то, что эти гамильтонианы окажутся пригодными при более высоких энергиях. Таким образом, успех феноменологического направления оказался предельно ограниченным даже в отношении «угадывания» вида сил. Кроме того, в этом направлении не ставится задача о выяснении природы ядерных сил и о связи этих сил с взаимодействиями между другими частицами.

2. Значительно более глубокой и содержательной является мезонная теория ядерных сил (Г. Юкава, 1935). Если феноменологический подход можно сравнивать с открытием закона Кулона, то историческим образом для мезонной теории ядерных сил может служить система уравнений Максвелла, из которой можно получить не только закон взаимодействия двух зарядов, но и излучение радиоволн, интерференцию света, действие электрического тока на магниты. Точно так же к мезонной теории относится не только получение закона взаимодействия двух нуклонов, но и такие вопросы, как рождение пи-мезонов, или, как их теперь чаще называют, пионов при нуклонных столкновениях, а также законы взаимодействия пионов с нуклонами и друг с другом.

Механизм нуклон-нуклонного взаимодействия в мезонной теории мы рассмотрим в гл. VII, § 5. Здесь же отметим только, что приводимая в старых учебниках схема, согласно которой это взаимодействие осуществляется путем переброса так называемых виртуальных (см. гл. VII, § 5) мезонов, является не только не единственным,

но и не главным механизмом взаимодействия. Тем не менее уже эта переупрощенная схема дает качественное объяснение многих свойств ядерных сил.

В частности, на этом пути естественно объясняются обменные силы. Например, если при столкновении с протоном нейтрон испустит отрицательно заряженный пион, то этот нейтрон превратится в протон. Исходный же протон, поглотив пион, в свою очередь станет нейтроном. А это как раз то, что и характеризует обменный характер сил.

Появление мезонной теории позволило сделать большое число предсказаний фундаментального характера. Так, задолго до экспериментального открытия пионов были предсказаны: а) существование пионов; б) их масса с точностью 10%; в) спин и четность пионов; г) количество различных пионов, их электрические заряды; д) изотопический спин пионов; е) большая величина сечения рассеяния пионов на нуклонах; ж) существование реакций рождения пионов при столкновениях нуклонов с нуклонами, а также при поглощении нуклонами γ -квантов с энергией свыше 150 МэВ. Из этого перечня видно, что мезонная теория дает более глубокое и правильное описание природы ядерных сил до энергий столкновения порядка сотен МэВ.

При энергиях выше 1 ГэВ утрачивают смысл как феноменологические гамильтонианы, так и мезонная теория. Взаимодействие нуклонов в этой области энергий подчиняется более глубоким законам физики элементарных частиц.

РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ 1. Сущность явления радиоактивности

1. Явление радиоактивности состоит в самопроизвольном распаде ядер с испусканием одной или нескольких частиц. Ядра, подверженные такому распаду, называются *радиоактивными*. Ядра, не испытывающие радиоактивного распада, называются *стабильными*. В процессе распада у ядра может изменяться как атомный номер Z , так и массовое число A .

Очевидно, что необходимым, но, конечно, не всегда достаточным условием радиоактивного распада является его энергетическая выгодность — масса радиоактивного ядра должна превышать сумму масс ядра-осколка и частиц, вылетающих при распаде.

Радиоактивный распад характеризуется временем его протекания, сортом испускаемых частиц, энергиями испускаемых частиц, а при вылете из ядра нескольких частиц еще и относительными углами между направлениями вылета частиц. Иногда изучаются ориентации спинов начального и конечного ядер, а также вылетающих частиц. Исторически радиоактивность является первым ядерным процессом, обнаруженным человеком (А. Беккерель, 1896).

2. Как показывают наблюдения, радиоактивность — процесс статистический. Одинаковые ядра распадаются за различное время. Однако среднее время жизни ядер определенного сорта, вычисленное по наблюдению очень большого (на много порядков большего единицы) числа распадов, оказывается не зависящим от способа получения этих ядер и от внешних условий, таких как температура, давление, агрегатное состояние. Поэтому среднее время жизни (для сокращения мы будем часто называть его просто временем жизни) и является физической характеристикой распада.

3. Каждое радиоактивное ядро может быть получено путем бомбардировки стабильных ядер частицами. С этой точки зрения радиоактивность можно рассматривать как распад очень долго живущего составного ядра (см. гл. IV, § 6), т. е. как частный случай ядерной реакции. Никакой физической границы между радиоактивностью и распадом составного ядра не существует. Несмотря на это, радиоактивность выделилась в самостоятельный раздел ядерной физики. Граница между ядерными реакциями, идущими через составное ядро, и радиоактивными процессами определяется

не физическими условиями, а возможностями существующей измерительной аппаратуры.

На практике к радиоактивным относят ядра, времена жизни которых могут быть измерены радиотехническими методами. Этими методами сейчас удастся измерять времена от 10^{-9} с до 10^{22} лет.

Физическая (не техническая) область времен жизни радиоактивных ядер охватывает промежутки времени от сколь угодно больших до заметно превышающих характерное ядерное время пролета.

Самым удивительным в явлении радиоактивности являются колоссальные в масштабах микромира времена жизни радиоактивных ядер. Действительно, характерное ядерное время (см. гл. I, § 1) имеет порядок 10^{-21} с, так что, например, в радиоактивном ядре ${}_{92}\text{U}^{238}$, живущем 10^{10} лет (т. е. $\approx 10^{17}$ с), нуклоны, грубо говоря (грубо — потому что мы незаконно пользуемся классическим, некантовым языком), успевают сделать в ядре по 10^{38} оборотов по своим орбитам, и в ядре ничего не происходит. А на $10^{38}+1$ обороте ядро вдруг испускает α -частицу. Очевидно, что должны существовать какие-то очень специфические физические причины, за счет которых ядро существует в течение таких поистине гигантских промежутков времени и потом все-таки самопроизвольно распадается.

4. Существуют две основные причины, обеспечивающие большие порядки времен жизни радиоактивных ядер:

а) Во-первых, испускание тяжелых положительно заряженных частиц (α -частицы, дейтроны, протоны и т. д.) сильно подавляется кулоновским барьером. Увеличение времени жизни ядра за счет кулоновских сил может показаться парадоксальным, так как всякие силы отталкивания, казалось бы, стремятся вытолкнуть частицу из ядра, т. е. уменьшить, а не увеличить время жизни. Объяснение этого парадокса заключается в том, что α -распад ядер происходит в таких условиях, когда по законам классической (некантовой) механики вылет частиц из ядра вообще энергетически невозможен. Как мы подробнее объясним ниже в § 3, влияние квантовых эффектов приводит к возникновению некоторой вероятности распада, но эта вероятность может быть сколь угодно малой по порядку величины. Таким образом, барьерные эффекты могут приводить к сколь угодно большим временам жизни по отношению к вылету заряженных частиц.

б) Другой причиной больших порядков времен жизни радиоактивных ядер может быть очень малая интенсивность взаимодействия, за счет которого происходит распад. Рассмотрим, например, ядро ${}^6_2\text{He}$ тяжелого изотопа гелия. Ядерные и электромагнитные силы, как оказывается, вызвать распад такого ядра не могут. Однако, кроме ядерных и электромагнитных, в природе есть еще так называемые слабые взаимодействия, интенсивность которых примерно в 10^{24} раз меньше ядерных. Подробно мы рассмотрим слабые

взаимодействия в § 4, а также в гл. VII, § 8. Пока нам достаточно указать, что слабые взаимодействия практически не изменяют нуклон-нуклонных взаимодействий, но способны вызывать процессы β -распада ядер, в которых один из нейтронов ядра превращается в протон с одновременным испусканием электрона и антинейтрино. Путем такого распада ядро ${}^6_2\text{He}$ переходит в ядро лития ${}^6_3\text{Li}$. Время жизни ядра ${}^6_2\text{He}$ имеет порядок 1 с. Поскольку слабые взаимодействия на 24 порядка слабее сильных, то ориентировочно можно ожидать, что и времена жизни ядер относительно распадов, обусловленных слабыми взаимодействиями, будут примерно на столько же порядков превышать характерное ядерное время.

Существуют еще две причины, в силу которых времена жизни нестабильных ядер могут изменяться на несколько (но уже не на много) порядков:

в) Время жизни радиоактивного ядра сильно зависит от энергии, выделяющейся при распаде. Если эта энергия мала, то время жизни резко возрастает.

г) Время жизни радиоактивного ядра при малых энергиях, выделяющихся при распаде, сильно зависит от разности спинов исходного и конечного ядер. Для того чтобы изменить спин ядра при распаде, продукты распада должны обладать некоторым орбитальным моментом L . Если же выделяющаяся при распаде энергия столь мала, что дебройлевская длина волны λ вылетающей частицы больше радиуса действия сил R (ср. гл. IV, § 2), то, для того чтобы вылететь с моментом L , частице нужно иметь прицельный параметр $L\lambda$, превышающий R . Поэтому при $L\lambda \gg R$ вылет частицы в рамках классической механики невозможен, а в рамках квантовой — сильно затруднен. Количественная оценка показывает, что вероятность вылета (которая обратна времени жизни) при замене орбитального момента с нуля на L умножается на $(R/\lambda)^{2L}$.

Последние две причины приводят к большим разбросам времен жизни различных радиоактивных ядер по отношению к вылету одних и тех же частиц.

5. Согласно сказанному в п. 3 ядро считается радиоактивным, если оно, с одной стороны, нестабильно, но, с другой стороны, живет (в среднем) до распада на много порядков дольше характерного ядерного времени.

Попытаемся понять, какие типы радиоактивного распада ядер возможны в природе; при этом тип радиоактивности определяется сортом частиц, испускаемых при распаде.

Прежде всего очевидно, что практически невозможна нейтронная радиоактивность. Действительно, в случае вылета нейтрона время жизни ядра может возрасть лишь за счет сравнительно слабо влияющих причин в) и г) (см. п. 4), которых недостаточно для того, чтобы увеличить характерное ядерное время 10^{-21} с до величины, поддающейся измерению. Для ядер, сильно перегружен-

ных протонами по сравнению с равновесным числом протонов (при заданном A), в принципе возможен протонный, а также двухпротонный распад. Времена жизни по отношению к этим распадам в принципе могут быть довольно велики из-за причины а) — кулоновского барьера. Однако, как показывают оценки, процесс протонного распада, если он протекает достаточно медленно, как правило, практически полностью подавляется рассматриваемым ниже позитронным β -распадом, процессом, при котором ядро также освобождается от избытка протонов. Протонная радиоактивность возможна лишь с относительно короткими временами жизни у небольшого количества довольно экзотических легких ядер с большим избытком протонов.

Для очень тяжелых ядер относительная роль кулоновских эффектов возрастает (см. гл. II, § 3). Поэтому очень тяжелым ядрам энергетически выгодно испускать α -частицы. Почему α -частицы, а не отдельные нуклоны или, скажем, дейтроны? Испускание α -частиц гораздо выгоднее энергетически, чем испускание отдельных нуклонов или, например, дейтронов. Вспомним, что энергия связи α -частицы составляет 28 МэВ. Поэтому, если на отрыв каждого из четырех нуклонов в отдельности тратится, скажем, по 6 МэВ, то ядро будет совершенно стабильно относительно вылета нуклона, но сможет испускать α -частицы с кинетической энергией 4 МэВ.

Помимо α -распада, для очень тяжелых ядер возможно также открытое советскими физиками К. А. Петржаком и Г. Н. Флеровым в 1940 г. спонтанное деление на два сравнимых по массам осколка. Именно спонтанное деление ограничивает возможности получения новых изотопов со все большими Z и A . В процессе радиоактивного распада ядро может испускать не только частицы, входящие в его состав, но и новые частицы, рождающиеся в процессе распада. Процессами такого рода являются β - и γ -распады.

При β -распаде в ядре происходит превращение нейтрона в протон или наоборот, с одновременным испусканием пары легких частиц — электрона и антинейтрино или соответственно позитрона и нейтрино. Как мы уже говорили, β -распад происходит только за счет слабых взаимодействий, имеющих интенсивность в 10^{24} раз меньшую, чем ядерные силы. Помножив характерное ядерное время 10^{-21} с на 10^{24} , мы получим цифру 10^3 с, грубо определяющую порядок времени жизни β -активных ядер. По причинам в) и г) возможны большие отклонения от этой цифры в обе стороны.

Гамма-распад состоит в испускании ядром кванта очень жесткого (более жесткого, чем рентгеновское) электромагнитного излучения. Вызывающее этот распад электромагнитное взаимодействие всего лишь на четыре порядка слабее ядерных сил. Поэтому и времена жизни по отношению к γ -распаду, как правило, очень малы. Но в результате совместного действия причин в) и г) (см. п. 4) в отдельных

случаях γ -активные ядра могут иметь времена жизни, исчисляемые минутами, часами и больше.

Резюмируя, можно сказать, что в атомных ядрах возможны и действительно наблюдаются четыре основных типа радиоактивности: α -распад, β -распад, γ -распад и спонтанное деление.

6. Процесс радиоактивного распада всегда экзотермичен, т. е. идет с выделением энергии. При расчете энергетического баланса, как и в ядерных реакциях (см. гл. IV, § 2), приходится учитывать релятивистскую связь массы с энергией $E_{\text{рел}} = Mc^2$, поскольку при распаде, например, могут рождаться новые частицы, на что будет тратиться энергия, соответствующая их массе. Выделяющаяся при распаде энергия E , очевидно, определяется соотношением

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum M_s c^2 + E, \quad (6.1)$$

где M_i , M_f , M_s — соответственно массы покоя исходного ядра, конечного ядра и вылетающих частиц. Энергия E , как и в ядерных реакциях, выделяется в форме кинетической энергии продуктов распада. Из неотрицательности кинетической энергии следует, что ядро может быть радиоактивным лишь при $E > 0$, т. е. в экзотермическом случае. Условие положительности E необходимо, но еще не достаточно для того, чтобы ядро было радиоактивным, потому что энергетически выгодный распад может быть запрещен другими строгими законами сохранения, а именно сохранением момента количества движения, электрического заряда, барионного заряда. Например, ядру ${}_2\text{He}^4$, т. е. α -частице, было бы энергетически выгодно распаться на два электрона. Но этот процесс запрещен законами сохранения электрического и барионного зарядов (см. гл. VII, § 4, а также гл. II, § 2).

Возникает естественный вопрос, обязательно ли будет происходить распад, если он не запрещен никакими законами сохранения. В макромире с его классическими законами это не так. Но в микромире любой энергетически выгодный процесс, не запрещенный законами сохранения, обязательно будет происходить с той или иной (иногда, правда, исчезающе малой) вероятностью. Мы еще встретимся с этим интересным обстоятельством в § 3 этой главы и в гл. VII, § 2.

7. Большинство радиоактивных ядер в природе не встречается, а может быть лишь синтезировано в лабораториях. Отдельные радиоактивные изотопы образуются в природе в результате различных ядерных реакций. Ядра со средним временем жизни, превышающим сотни миллионов лет, не успели распаться полностью за время, прошедшее с момента образования элементов окружающей нас части Вселенной. Таких очень долго живущих изотопов известно около двух десятков. Важнейшими из них являются α -активные изотоп тория ${}_{90}\text{Th}^{232}$ и изотопы урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ и ${}_{92}\text{U}^{235}$. В качестве при-

мера распространенного в природе долгоживущего β -активного ядра можно указать изотоп калия ${}_{19}\text{K}^{40}$.

Отметим, что сравнение распространенности в природе различных природных радиоактивных изотопов (см. гл. XII, § 2) с большими временами жизни позволило довольно точно определить время образования химических элементов Солнечной системы.

В естественных условиях могут встречаться и некоторые сравнительно быстро распадающиеся радиоактивные ядра. Очевидно, что такие ядра могут постоянно существовать в заметных количествах только при наличии в природе процессов, восполняющих убыль этих ядер за счет их распада. Имеются два механизма таких процессов. Во-первых, короткоживущие изотопы могут возникать при распаде долгоживущих. Так, уже упомянутые нами изотопы урана, распадаясь, переходят в новые радиоактивные изотопы, времена жизни которых уже невелики. Другим постоянно действующим природным источником возникновения радиоактивных ядер служат ядерные реакции, вызываемые космическими лучами — потоками микрочастиц, падающих на Землю из космоса (гл. XII, § 3, п. 8). В частности, наличие в земной атмосфере радиоактивного изотопа углерода ${}_{6}\text{C}^{14}$ обусловлено реакциями, вызываемыми космическими лучами.

Основоположниками исследования *естественной радиоактивности ядер*, встречающихся на Земле, являются П. и М. Кюри (1898). *Искусственная радиоактивность* синтезируемых ядер была открыта Ф. и И. Жолио-Кюри в 1934 г.

§ 2. Основные законы радиоактивного распада

1. Мы уже говорили, что радиоактивный распад — явление принципиально статистическое. Нельзя предсказать, когда именно распадется данное нестабильное ядро. Для описания статистических закономерностей используются вероятности тех или иных событий. Естественной статистической величиной, описывающей радиоактивный распад, является вероятность λ распада ядра за единицу времени. Смысл величины λ , называемой также *постоянной распада*, состоит в том, что если взять большое число N одинаковых нестабильных ядер, то за единицу времени в среднем будет распадаться λN ядер. Величина λN называется *активностью*. Активность характеризует интенсивность излучения препарата в целом, а не отдельного ядра. В отношении единиц активности сейчас имеется некоторый разнобой. Старейшей и до сих пор наиболее употребительной является внесистемная единица кюри:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп./с}$$

и ее доли милликюри ($1 \text{ мКи} = 10^{-3} \text{ Ки}$) и микрокюри ($1 \text{ мкКи} =$

$= 10^{-6}$ Ки). В международной системе СИ единицей активности является 1 распад в секунду. Наконец, существует еще одна внесистемная единица — резерфорд:

$$1 \text{ Рд} = 10^6 \text{ расп./с.}$$

2. Существенным свойством явления радиоактивности является независимость постоянной распада λ от времени. Независимость величины λ от времени выражается в том, что различные моменты времени ничем не выделены друг перед другом с точки зрения вероятности предстоящего распада ядер. Атомные ядра ни в каком смысле не «стареют» в процессе своего существования. Для них существует понятие среднего времени жизни, но не существует понятия возраста. В качестве аналогии укажем, что сходная ситуация имела бы место для среднего времени жизни человека, если бы люди не старели, а гибли только от несчастных случаев.

3. Сформулируем теперь основной закон радиоактивного распада. Если в момент t имеется большое число N радиоактивных ядер и если за промежуток dt распадается в среднем dN ядер, то в соответствии с определением величины λ

$$dN = -\lambda N dt. \quad (6.2)$$

Знак минус означает, что общее число радиоактивных ядер уменьшается в процессе распада. Вследствие того, что постоянная распада λ не зависит от времени (т. е. от «возраста» ядра), соотношение (6.2) легко интегрируется. Результатом интегрирования и является основной закон радиоактивного распада, имеющий вид

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.3)$$

где N_0 — число радиоактивных ядер в произвольно выбранный начальный момент $t = 0$. Подчеркнем, что закон (6.3) относится к статистическим средним и справедлив лишь при достаточно большом числе частиц. Согласно (6.2) активность \mathcal{A} является производной от N по времени, взятой с обратным знаком:

$$\mathcal{A} = \lambda N = -\frac{dN}{dt}. \quad (6.4)$$

4. Через постоянную распада λ выражаются две другие величины, характеризующие интенсивность процесса радиоактивности — *период полураспада* $T_{1/2}$ и *среднее время жизни ядра* τ . Установим связь $T_{1/2}$ и τ с λ . Периодом полураспада называется время, за которое число радиоактивных ядер (взятых, конечно, в очень большом количестве) уменьшается вдвое. Согласно (6.3)

$$N_0/2 = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}),$$

откуда

$$T_{1/2} = (\ln 2)/\lambda. \quad (6.5)$$

Для того чтобы определить среднее время жизни, введем сначала вероятность $\omega(t)$ того, что частица, достоверно существовавшая в момент $t = 0$, еще существует в момент t . Тогда величина $-d\omega$ будет вероятностью распада за период между t и $t + dt$. Очевидно, что

$$d\omega = -\lambda\omega dt, \quad (6.6)$$

поскольку вероятность распада за промежуток dt равна произведению вероятности λdt распада частицы, достоверно существующей в момент t , на вероятность ω того, что частица в момент t существует. Интегрируя (6.6) с учетом того, что $\omega = 1$ при $t = 0$, получим

$$\omega(t) = e^{-\lambda t}. \quad (6.7)$$

Соотношение (6.7) содержит полное описание статистических свойств процесса радиоактивности. Из него вытекают все выводы этого параграфа. В частности, основной закон радиоактивности (6.3) получается умножением обеих частей (6.7) на N_0 .

Среднее время жизни τ согласно определению математического среднего дается формулой

$$\tau = \int_0^{\infty} t(-d\omega) = \lambda \int_0^{\infty} te^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}, \quad (6.8)$$

поскольку $-d\omega$ является вероятностью того, что время жизни частицы лежит между t и $t + dt$.

Сравнивая (6.5) с (6.8), получаем, что величины $T_{1/2}$ и τ различаются численным множителем $\ln 2 = 0,69$:

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,69\tau. \quad (6.9)$$

В литературе обычно используется период полураспада $T_{1/2}$.

Для измерения периода полураспада с заданной точностью важно знать, как велики статистические отклонения от закона (6.3) радиоактивного распада. В этом пункте мы получим количественные значения этих отклонений, исходя из соотношения (6.7). Согласно (6.7) для одной частицы вероятность не распасться за время t равна

$$\omega_n(t) = e^{-\lambda t},$$

а вероятность подвергнуться распаду равна

$$\omega_1(t) = 1 - e^{-\lambda t}.$$

Для двух частиц, воспользовавшись независимостью их распадов, найдем, что вероятности наблюдать за время t нуль, один и два распада равны соответственно

$$\begin{aligned} \omega_0 &= e^{-\lambda t} e^{-\lambda t} = e^{-2\lambda t}, \\ \omega_1 &= 2e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda t}), \\ \omega_2 &= (1 - e^{-\lambda t})^2. \end{aligned}$$

Для пояснения укажем, что, например, для получения вероятности ω_1 надо сначала умножить вероятность $e^{-\lambda t}$ того, что первая частица не распалась, на вероятность $(1 - e^{-\lambda t})$ того, что вторая частица при этом распадается, а затем полученный результат удвоить, так как возможна ситуация, в которой частицы могут поменяться ролями.

Аналогично для N частиц получим

$$\begin{aligned} \omega_0 &= e^{-N\lambda t}, \\ \omega_1 &= N e^{-(N-1)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t}), \\ &\dots\dots\dots \\ \omega_n &= \frac{N!}{n! (N-n)!} e^{-(N-n)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n. \end{aligned}$$

При практических измерениях, как правило, с высокой точностью справедливы приближения $n \ll N$ (число регистрируемых частиц несравненно меньше полного числа радиоактивных ядер) и $\lambda t \ll 1$ (время измерения мало по сравнению с периодом полураспада). Первое из этих неравенств позволяет в выражении для ω_n заменить $N!$ на $N^n(N-n)!$, после чего с помощью второго неравенства получим

$$\omega_n = \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} (e^{\lambda t} - 1)^n \approx \frac{N^n}{n!} e^{-\lambda N t} (\lambda t)^n,$$

т. е.

$$\omega_n = \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t}. \quad (6.10)$$

В теории вероятностей соотношение (6.10) называется распределением Пуассона. Проследим, как будет зависеть ω_n от n при обычно соблюдаемом в реальных экспериментах условии $N\lambda t \gg 1$. При малых n величина ω_n очень мала из-за большого отрицательного показателя в экспоненте. С ростом n начнется увеличение ω_n за счет множителя $(N\lambda t)^n$. При $n = N\lambda t$ это увеличение прекратится и сменится падением, так как знаменатель $n!$ будет расти быстрее числителя. Таким образом, ω_n представляет собой функцию с максимумом при $n = N\lambda t$, монотонно спадающую по обе стороны от максимума. На практике число n обычно велико. В этом случае можно считать переменную n непрерывной и заменить факториал в знаменателе (6.10) на его асимптотическое выражение по формуле Стирлинга

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} e^{-n} n^n + 1/2.$$

В результате распределение (6.10) приобретает вид

$$\omega(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} e^{-n \{ \ln n - 1 - \ln(N\lambda t) \} - N\lambda t}. \quad (6.11)$$

Легко убедиться, что в приближении $n \gg 1$ это распределение имеет максимум при $n = N\lambda t$ и быстро спадает по обе стороны максимума. Поэтому мы можем под знаком корня заменить n на $N\lambda t$, а показатель экспоненты разложить с точностью до второго порядка в ряд Тэйлора по величине $n - N\lambda t$. После этого распределение (6.11) примет гауссовскую форму

$$\omega(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N\lambda t}} \exp\left(-\frac{(n - N\lambda t)^2}{2N\lambda t}\right). \quad (6.12)$$

Нетрудно убедиться, что в выражениях (6.10), (6.12) для $\omega(n)$, несмотря на сделанные при их выводе приближения, сумма всех вероятностей ω_n остается равной единице:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \omega_n = \sum \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = 1, \quad \int \omega(n) dn = 1.$$

Дальнейшие выкладки мы будем проводить с пуассоновским распределением (6.10). Для упражнения читатель может повторить их с гауссовским распределением и убедиться, что конечные результаты получаются те же. Зная выражение для вероятности $\omega_n(t)$ того, что за время t распадется n частиц, мы можем вычислять средние $\bar{A}(t)$ от любых зависящих от числа частиц величин по обычной формуле для среднего:

$$\bar{A}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \omega_n. \quad (6.13)$$

Так, для среднего числа ядер, распавшихся за время t , получим

$$\begin{aligned} \bar{n}(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} n \omega_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n (N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = \\ &= N\lambda t \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-N\lambda t} = N\lambda t. \end{aligned} \quad (6.14)$$

Таким образом, среднее число частиц совпадает с максимумом пуассоновского распределения.

Из (6.14) видно, что средняя активность \mathcal{A} определяется формулой

$$\mathcal{A} = \bar{n}/t = N\lambda. \quad (6.15)$$

Независимость активности от времени (напомним, что здесь N — начальное число распадающихся ядер) связана с принятым выше приближением $\lambda t \ll 1$.

Для получения статистических отклонений от средних значений вычислим дисперсию D , определяемую формулой

$$D = \overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n}^2 - 2\bar{n}^2 + \bar{n}^2 = n^2 - \bar{n}^2. \quad (6.16)$$

Величина \bar{n}^2 получается из (6.14):

$$\bar{n}^2 = (N\lambda t)^2. \quad (6.17)$$

Величина $\overline{n^2}$ вычисляется по аналогии с (6.14):

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2 (N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = e^{-N\lambda t} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{n(n-1)(N\lambda t)^n}{n!} + \frac{n(N\lambda t)^n}{n!} \right\} = \bar{n}^2 + \bar{n}.$$

Отсюда для дисперсии получается простое выражение

$$D = \bar{n}. \quad (6.18)$$

Квадратный корень из дисперсии δ называется стандартным отклонением:

$$\delta = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{n}}. \quad (6.19)$$

Стандартное отклонение, деленное на среднее число частиц, называется относительной ошибкой:

$$\Delta = \frac{\delta}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{1}{\sqrt{N\lambda t}}. \quad (6.20)$$

Относительная ошибка в процентах непосредственно определяет статистическую точность измерений. Из (6.20) видно, что точность измерения довольно медленно растет со временем. Так, для увеличения точности в 100 раз приходится увеличивать в 10 000 раз либо время измерения, либо количество радиоактивного препарата.

5. Для определения периода полураспада $T_{1/2}$ или, что, в сущности, то же самое, постоянной распада λ рядом с препаратом ставится счетчик. Число отсчетов счетчика за равные промежутки времени пропорционально активности λN как функции времени. По окончании этого строится график логарифм активности — время. Этот график в различных экспериментах может иметь разную форму в зависимости от того, с какими распадами мы имеем дело, с простыми или сложными, являющимися комбинациями нескольких параллельных или последовательных распадов.

Рассмотрим сначала простой одиночный распад. В этом случае в соответствии с (6.3) логарифм активности линейно зависит от времени:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t, \quad (6.21)$$

так что график должен иметь вид прямой, тангенс угла наклона которой равен постоянной распада λ . Вспомним, однако, что соот-

ношения (6.3), а следовательно, и (6.21) справедливы лишь в среднем. В реальных измерениях со сколь угодно совершенной аппаратурой из-за статистического характера распада экспериментальные точки всегда будут иметь разброс по обе стороны этой прямой, как это изображено на рис. 6.1. Возникает вопрос, как провести прямую линию, наилучшим образом соответствующую этим точкам. Прямая

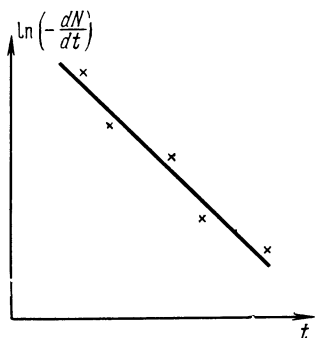


Рис. 6.1. Зависимость логарифма активности от времени.

Прямая линия представляет собой расчетную зависимость $\ln(-dN/dt)$ от t . Крестиками отмечены экспериментальные точки; последние всегда статистически разбросаны относительно прямой линии.

В этом случае закон распада уже не будет описываться одиночной экспонентой. Например, если препарат содержит два сорта радиоактивных ядер с постоянными распада λ_1 и λ_2 , то общее число радиоактивных ядер будет изменяться со временем по закону

$$N = N_1 e^{-\lambda_1 t} + N_2 e^{-\lambda_2 t},$$

где N_1 , N_2 — количества ядер соответствующего сорта при $t = 0$. В этом случае для логарифма активности получается выражение

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(N_1 \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + N_2 \lambda_2 e^{-\lambda_2 t}). \quad (6.22)$$

Поэтому график логарифм активности — время уже не будет прямой линией. Точнее, если по экспериментальным точкам построить прямую, то среднеквадратичная ошибка превысит $\sqrt{\bar{n}}$.

Если периоды полураспада сильно различаются, т. е. $\lambda_1 \gg \lambda_2$, а начальные количества ядер N_1 и N_2 одинаковы по порядку величины, то при малых t с хорошей точностью выполняется соотношение

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(N_1 \lambda_1) - \lambda_1 t, \quad t \ll \frac{1}{\lambda_2},$$

проводится по методу наименьших квадратов, т. е. так, чтобы среднеквадратичное отклонение точек от прямой было минимальным.

После проведения прямой надо убедиться, что стандартное (среднеквадратичное) отклонение δ не превышает $\sqrt{\bar{n}}$. Если же окажется, что $\delta > \sqrt{\bar{n}}$, то это будет означать, что регистрировалось более сложное явление, чем простой распад ядер одного сорта (если, конечно, учтены должным образом аппаратурные ошибки и посторонние физические явления, например фон частиц от космических лучей).

Рассмотрим теперь различные типы сложных распадов.

6. Прежде всего сложный распад может идти за счет того, что исследуемый препарат содержит не один, а несколько сортов радиоактивных ядер.

а при больших t

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(N_2\lambda_2) - \lambda_2 t, \quad t \gg \frac{1}{\lambda_1}.$$

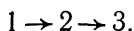
График в этом случае (рис. 6.2) имеет два приближенно прямолинейных участка, по которым можно определить оба периода полураспада.

Если же λ_1 ненамного больше λ_2 или если $N_1 \ll N_2$, то придется сначала выделять долгоживущую активность при больших t . Это всегда возможно, поскольку при достаточно большом t относительное количество первого препарата станет сколь угодно малым, если λ_1 хоть немного больше λ_2 . После определения λ_2 надо построить график величины

$$\ln\left\{-\frac{dN}{dt} - N_2\lambda_2 e^{-\lambda_2 t}\right\} = \text{const} - \lambda_1 t,$$

который уже будет прямой линией с тангенсом угла наклона, равным λ_1 . Конечно, для получения достаточной точности при разделении двух (и особенно большего числа) различных активностей приходится существенно увеличивать статистическую точность измерений.

7. Сложный распад может получиться и при последовательных распадах одного и того же ядра. Именно, нередко бывает, что ядро, получающееся в результате распада, само оказывается радиоактивным, так что происходит последовательный распад исходного ядра 1 в ядро 2 и ядра 2 в ядро 3:



В этом случае изменение числа N_1 ядер 1 и числа N_2 ядер 2 определяется системой уравнений

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1. \quad (6.23)$$

Эти уравнения имеют простой смысл: количество ядер 1 убывает за счет их распада, а количество ядер 2 убывает за счет их собственного распада и пополняется за счет распада ядер 1. Пусть, например, в начальный момент $t = 0$ имеется N_{10} ядер 1, а ядер 2 нет:

$$N_1(0) = N_{10}, \quad N_2(0) = 0.$$

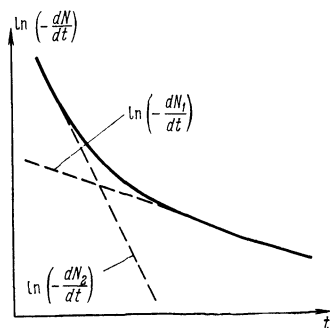


Рис. 6.2. Зависимость логарифма активности от t для двух типов распадающихся ядер.

С такими начальными условиями решение системы (6.23) имеет вид

$$N_1 = N_{10}e^{-\lambda_1 t}, \quad N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (6.24)$$

Согласно (6.24) полная (т. е. измеряемая экспериментально) активность $N_1\lambda_1 + N_2\lambda_2$ зависит от времени следующим образом:

$$N_1\lambda_1 + N_2\lambda_2 = \lambda_1 N_{10} \left\{ e^{-\lambda_1 t} \left(1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) - e^{-\lambda_2 t} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \right\}. \quad (6.25)$$

Кривая логарифм активности — время имеет качественно различную форму в следующих трех практически важных случаях последовательного распада:

а) Если первый распад короткоживущий, а второй — долгоживущий, т. е.

$$\lambda_1 > 2\lambda_2,$$

то коэффициенты при обеих экспонентах в (6.25) имеют одинаковые знаки. Поэтому кривая имеет точно такую же форму (см. рис. 6.2), как и при независимом распаде двух изотопов с различными периодами.

б) Если же более долгоживущим является первый распад, т. е.

$$\lambda_2 > \lambda_1,$$

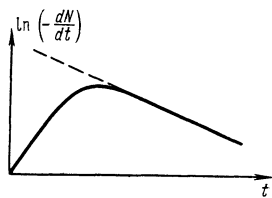


Рис. 6.3. Зависимость логарифма активности от t для распада $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ при $\lambda_2 > \lambda_1$.

Пунктирная прямая соответствует асимптотическому состоянию радиоактивного равновесия.

то коэффициент при второй экспоненте в (6.25) отрицателен, а ее показатель по абсолютной величине превышает показатель первой экспоненты. Поэтому график логарифм активности — время не монотонен, а имеет максимум, как показано на рис. 6.3. Начальный подъем кривой объясняется накоплением более активных ядер 2. При больших временах ($\lambda_1 t \gg 1$) вклад от второй экспоненты становится пренебрежимо малым и наступает так называемое радиоактивное равновесие, при котором соотношение между ядрами 1 и 2 становится независимым от времени:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad (\lambda_1 t \gg 1). \quad (6.26)$$

В состоянии радиоактивного равновесия, как и следовало ожидать, активности ядер 1 и 2 равны друг другу.

в) Предельным случаем радиоактивного равновесия является вековое равновесие, устанавливающееся в случае нескольких последовательных распадов

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow \dots,$$

когда период полураспада исходных ядер 1 намного превосходит периоды полураспадов остальных ядер:

$$T_{1/2}^{(1)} \gg T_{1/2}^{(2)}, T_{1/2}^{(3)}, T_{1/2}^{(4)}, \dots$$

Примером может служить существующий в естественных условиях изотоп урана ${}_{92}\text{U}^{238}$, превращающийся в изотоп свинца ${}_{82}\text{Pb}^{206}$ в результате 14 последовательных распадов. Период полураспада ${}_{92}\text{U}^{238}$ равен $4,5 \cdot 10^9$ лет, а периоды полураспадов промежуточных ядер-продуктов варьируются от долей секунды до сотен тысяч лет.

При вековом равновесии двух последовательных распадов в числителе правой части (6.26) можно пренебречь малой величиной λ_1 , что приведет к простому соотношению

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}^{(1)}}{T_{1/2}^{(2)}} \quad (T_1 \gg T_2).$$

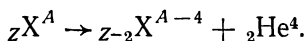
Можно показать, что и для большего числа последовательных распадов после установления векового равновесия количество ядер каждого изотопа будет пропорционально периоду полураспада этого изотопа:

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = T_{1/2}^{(1)} : T_{1/2}^{(2)} : T_{1/2}^{(3)} : \dots \quad (6.27)$$

Например, одним из промежуточных продуктов распада только что упомянутого изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ является изотоп радия ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, имеющий период полураспада $T_{1/2}(\text{Ra}) = 1,62 \cdot 10^3$ лет. Отношение $T_{1/2}(\text{Ra})$ к $T_{1/2}(\text{U})$ составляет $3,4 \cdot 10^{-7}$, поэтому в одном грамме природного урана содержится $3,4 \cdot 10^{-7}$ г радия.

§ 3. Альфа-распад

1. Явление α -распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают α -частицы. При этом массовое число ядра уменьшается на четыре единицы, а атомный номер — на две:



Исходное ядро ${}_Z\text{X}^A$ часто называется *материнским*, а получающееся после распада ядро ${}_{Z-2}\text{X}^{A-4}$ — *дочерним*. Основными характеристиками α -распада, как и всякого радиоактивного процесса, является область ядер, у которых наблюдается распад, а также периоды полураспада ядер и энергии вылетающих α -частиц.

Перечислим характерные эмпирические особенности α -распада:

а) Альфа-распад идет только для тяжелых ядер. Известно более двухсот α -активных ядер. Как видно из таблицы изотопов (приложение III), почти все эти ядра относятся к самому концу периодической системы ядер и имеют $Z > 83$, т. е. не менее двух протонов сверх замкнутой оболочки, соответствующей магическому числу

$Z = 82$ (см. гл. III, § 4). Так, таллий ($Z = 81$) не имеет ни одного α -активного изотопа, свинец ($Z = 82$) имеет два, висмут ($Z = 83$) — девять, а полоний — не менее двадцати одного. Есть основания считать, что у тех ядер с $Z > 83$, у которых α -активность не обнаружена, она все же существует, но подавлена другими механизмами распада.

Существует еще небольшая группа α -активных ядер в области редких земель, т. е. при $A = 140$ — 160 . Самым легким из этих (и вообще из всех α -активных) ядер является изотоп церия ${}_{58}\text{Ce}^{142}$, содержащий 84 нейтрона. Интересно, что по 84 нейтрона имеют целых семь других изотопов этой группы, а у остальных изотопов число нейтронов немного превышает 84. Объяснение закономерностей расположения α -активных изотопов мы дадим в п. 2. Для полноты отметим, что существует еще один необычайно легкий α -активный изотоп бериллия ${}_{4}\text{Be}^8$, живущий лишь $3 \cdot 10^{-16}$ с. Однако согласно принятой в § 1, п. 3 классификации здесь мы имеем дело не с радиоактивностью, а с распадом составного ядра. Физика распада ${}_{4}\text{Be}^8$ также не имеет ничего общего с распадами тяжелых α -активных ядер.

б) Периоды полураспадов α -активных ядер варьируются в широчайших пределах. Так, изотоп свинца ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ имеет $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{17}$ лет, а изотоп инертного радиоактивного газа радона ${}_{86}\text{Rn}^{215}$ имеет $T_{1/2} = 10^{-6}$ с. С другой стороны, энергии вылетающих α -частиц заключены в довольно жестких пределах, а именно 4—9 МэВ для тяжелых ядер и 2—4,5 МэВ для ядер в области редких земель. На рис. 6.4 приведены графики зависимости энергии α -частиц от массового числа для различных изотопов одного и того же элемента. Бросаются в глаза характерные изломы в области $A = 210$.

Пожалуй, самым ярким и удивительным свойством α -распада является очень сильная зависимость периода полураспада от энергии вылетающих частиц. Уменьшение энергии на 1% может увеличить период полураспада в 10 раз, а уменьшение энергии на 10% изменяет $T_{1/2}$ на 2—3 порядка. Еще в такие древнейшие (для ядерной физики) времена, как 1911—1922 гг., для связи периода полураспада $T_{1/2}$ с энергией вылетающих α -частиц был установлен эмпирический закон Гейгера — Неттола, выражающийся соотношением

$$\log T_{1/2} = C + D/\sqrt{E}, \quad (6.28)$$

где C , D — константы, не зависящие от A и слабо зависящие от Z . Так, если логарифмы — десятичные, а энергия измеряется в МэВ, то в (6.28), например,

для $Z = 84$ будет $C = -50,15$, $D = 128,8$,

для $Z = 90$ будет $C = -51,94$, $D = 139,4$.

Закон (6.28) особенно хорошо выполняется для четно-четных ядер. Объяснению столь сильной зависимости $T_{1/2}$ от E будет посвящен п. 3.

в) Альфа-частицы, вылетающие из ядер определенного сорта, имеют, как правило, одну и ту же определенную энергию. Более прецизионные измерения показывают, однако, что спектр вылетающих α -частиц обычно имеет тонкую структуру, т. е. состоит из нескольких близких друг к другу энергий. Эта тонкая структура и смежные с ней вопросы будут обсуждены в п. 4.

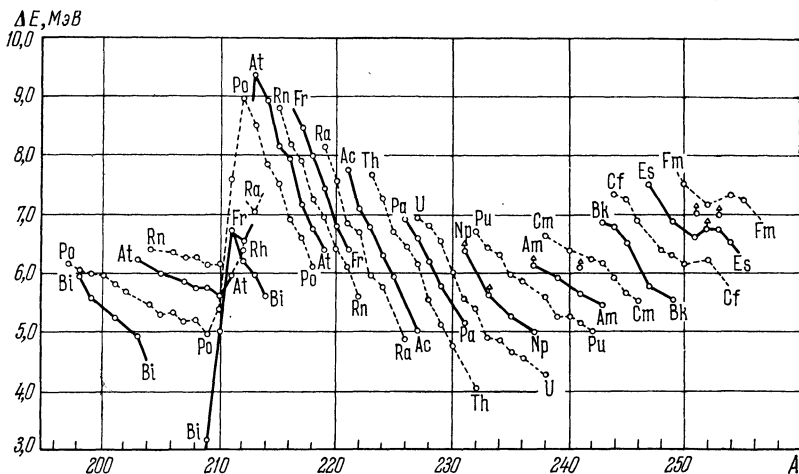


Рис. 6.4. Энергия ΔE испускаемых α -частиц в зависимости от массового числа α -радиоактивного ядра.

Кружочки — экспериментальные данные; точки, принадлежащие изотопам одного элемента, соединены линиями.

2. Для того чтобы α -распад шел, необходимо (но не достаточно, см. п. 3), чтобы он был энергетически возможен, т. е. чтобы энергия связи исходного материнского ядра была меньше суммы энергий связи дочернего ядра и α -частицы. Общая энергия ΔE , выделяющаяся при α -распаде, выражается через энергии связи $E_{A, Z}$, $E_{A-4, Z-2}$, E_{α} соответственно материнского, дочернего ядер и α -частицы следующим образом:

$$\Delta E = E_{A-4, Z-2} + E_{\alpha} - E_{A, Z}.$$

Распад запрещен при $\Delta E < 0$ и энергетически возможен при $\Delta E > 0$. Энергия связи α -частицы равна 28 МэВ, т. е. 7 МэВ на нуклон. Поэтому распад ядра становится энергетически допустимым лишь тогда, когда энергия связи на нуклон становится меньше 7 МэВ. Очевидно, что для средних ядер (см. гл. II, § 3) α -распад идти не

может, так как их энергия связи на нуклон равна примерно 8 МэВ. Для тяжелых ядер удельная энергия связи снижается за счет повышения роли кулоновского отталкивания протонов, и распад становится энергетически возможным. Расчет по полуэмпирической формуле (2.8) для энергий связи ядер показывает, что удельная энергия связи становится равной 7 МэВ/нуклон примерно в области $A = 190$. Не надо забывать, однако, что полуэмпирическая формула дает лишь осредненную зависимость $E_{св}$ от A и Z . Для $E_{св}$ индивидуальных ядер возможны отклонения от этих средних значений

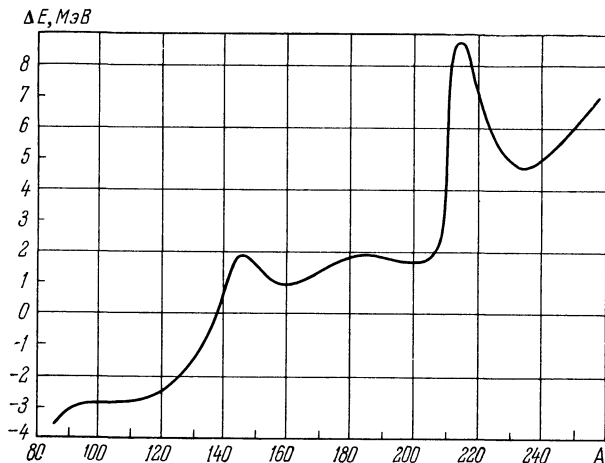


Рис. 6.5. Зависимость энергии α -распада от массового числа A .

в обе стороны. Для точного определения области значений A и Z ядер, для которых энергетически возможен α -распад, надо воспользоваться экспериментальными данными об энергиях связи (или, что то же самое, о дефектах масс) ядер. График опытных значений ΔE приведен на рис. 6.5. Из этого графика видно, что распад становится возможным, начиная с $A = 140$. Видно также, что в областях $A = 140$ и $A = 210$ величина ΔE имеет отчетливые максимумы, которые объясняются в оболочечной модели ядра (гл. III, § 4). Максимум при $A = 140$ связан с заполнением нейтронной оболочки до магического числа $N = A - Z = 82$, а максимум при $A = 210$ связан с заполнением протонной оболочки при $Z = 82$. Значение энергии ΔE понижено, когда материнское ядро имеет замкнутую оболочку, и повышено, когда замкнутую оболочку имеет дочернее ядро. Именно за счет такого оболочечного эффекта первая, редкоземельная область α -активных ядер начинается с $N = 84 = 82 + 2$, а тяжелые α -активные ядра становятся особенно многочисленными, начиная с $Z = 84$.

Альфа-распаду, очевидно, способствует увеличение процента протонов в ядре, повышающее относительную роль кулоновской энергии. Поэтому в области редких земель большинство α -активных ядер — нейтронно-дефицитные, т. е. содержащие число нейтронов, меньшее равновесного. Например, у редкоземельного элемента гольмия единственный стабильный изотоп ${}_{67}\text{Ho}^{165}$ содержит 98 нейтронов, а его α -активные изотопы ${}_{67}\text{Ho}^{151}$, ${}_{67}\text{Ho}^{152}$, ${}_{167}\text{Ho}^{155}$ содержат от 84 до 88 нейтронов. Нейтронно-дефицитные ядра обычно стремятся выровнять соотношение между протонами и нейтронами путем процессов позитронного β -распада и электронного захвата (см. § 3). Эти процессы часто конкурируют с α -распадом. Примером могут служить только что упомянутые изотопы гольмия, в которых времена жизни по отношению к α -распаду и позитронному распаду сравнимы между собой. Если же периоды полураспадов по отношению к различным процессам различаются на много порядков, то практически обычно удается наблюдать только быстро идущий распад. Именно из-за конкуренции с другими типами распадов α -распад наблюдается не у всех тяжелых ядер с $A > 210$. Эти ограничивающие область α -активных ядер конкурирующие процессы таковы. Для нейтронно-дефицитных ядер, как мы уже говорили, α -распад может подавляться позитронным распадом и электронным захватом. Для ядер, перегруженных нейтронами, основным может быть процесс электронного β -распада. Например, наиболее долгоживущий изотоп трансуранового элемента нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$ α -активен и имеет период полураспада $2 \cdot 10^6$ лет. У нейтронно-дефицитного изотопа ${}_{93}\text{Np}^{232}$ α -распад наблюдать не удастся, потому что этот изотоп претерпевает позитронный распад с периодом 13 минут. Точно так же не наблюдался α -распад у перегруженного нейтронами изотопа ${}_{93}\text{Np}^{239}$. Этот изотоп подвержен электронному β -распаду с периодом 2,3 дня.

Начиная с массового числа 232, у тяжелых ядер вступает в конкуренцию новый процесс распада — *спонтанное деление* *). Сначала периоды полураспада по отношению к спонтанному делению очень велики. Так, для легчайшего из известных спонтанно делящихся ядер изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{232}$ период полураспада по отношению к спонтанному делению равен $8 \cdot 10^{13}$ лет, а по отношению к α -распаду — 74 года. Однако для более тяжелых ядер периоды полураспада по отношению к спонтанному делению уменьшаются. Так, у изотопа калифорния ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ этот период равен 66 годам, а период полураспада по отношению к испусканию α -частицы 2,5 года, т. е. всего на порядок меньше. У одного из последних искусственных изотопов — элемента курчатовия (массовое число 260, атомный номер 104) — период полураспада по отношению к спонтанному делению равня-

*) Не путать с рассматриваемым в гл. XI процессом деления под действием нейтронов,

ется 0,3 с. Есть основания считать, что именно мгновенное спонтанное деление, а не α -распад положит границу возможностям получения новых трансурановых элементов.

3. Перейдем к объяснению исключительно сильной зависимости периода полураспада от энергии вылетающих α -частиц. Здесь мы сталкиваемся с одним из фундаментальных отличий квантовой механики микромира от классической механики макротел. В классической теории процесс может быть выгодным энергетически, разрешенным всеми законами сохранения и все-таки не идти. Так, например, вода из стоящего на столе стакана не выливается на пол,

хотя энергетически это явно выгодно. В квантовом микромире это не так. Если бы стакан с водой можно было уменьшить в миллион миллиардов раз, то вода быстро бы оказалась на полу. *В микромире любой процесс, разрешенный законами сохранения, обязательно идет.* В гл. VII мы увидим, что этот принцип играет сейчас руководящую роль в теории элементарных частиц. Проследим, как он проявляется в α -распаде. Прежде всего покажем, что α -распад происходит в таких условиях, когда по законам классической неквантовой теории он невозможен. Для этого рассмотрим график потенциальной энергии α -частицы в ядре и его окрестности (рис. 6.6). Вне ядра короткодействующие ядерные силы быстро обращаются в нуль, и на α -частицу действует только электростатическое кулоновское отталкивание, потенциал которого

$$U_{\text{кулон}} = 2e^2Z/r.$$

На границе ядра вступает в игру мощное притяжение, обусловленное ядерными силами, и потенциальная кривая резко, почти вертикально, уходит вниз. Точная форма потенциала внутри ядра неизвестна. Более того, внутри ядра α -частица может разваливаться, так что материнское ядро, строго говоря, следует рассматривать не как совокупность дочернего ядра и α -частицы, а как сплошную систему из многих нуклонов. Однако для рассмотрения главных черт явления α -распада, как мы увидим дальше, можно считать, что α -частица существует и внутри ядра. Потенциал внутри ядра можно считать примерно постоянным и немного меньшим энергии вылетающих α -частиц, так как согласно соотношению неопределенностей скорость, а следовательно, и кинетическая энергия частицы внутри ядра не могут равняться нулю. В результате мы получаем для потенциала кривую, изображенную на рис. 6.6. Область под кулоновским потенциалом вне ядра является потенциальным барьером,

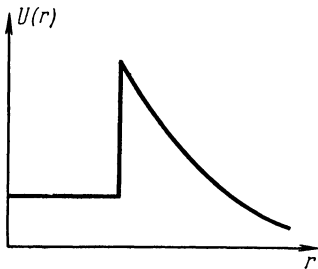


Рис. 6.6. Потенциальная энергия α -частицы как функция расстояния от центра ядра.

Максимальное значение потенциальной энергии называется *высотой барьера*. Оценим высоту барьера для тяжелого ядра, взяв $R = 10^{-12}$ см, $Z = 100$; тогда

$$U_{\text{барьер}} = \frac{2 \cdot Ze^2}{R} \approx 30 \text{ МэВ.} \quad (6.29)$$

Уточнение оценки не может сильно изменить эту цифру, поскольку энергия $U_{\text{барьер}}$ слабо изменяется при варьировании R в (6.29) в пределах границы ядра. Реальная высота барьера может оказаться равной 25 МэВ, но уже, скажем, 20 МэВ получиться не может. С другой стороны, как мы уже говорили в п. 1, реальные энергии α -частиц, вылетающих из тяжелых ядер, заключены в интервале от 4 до 9 МэВ, т. е. намного меньше высоты барьера. Поэтому согласно классической механике α -распад невозможен по тем же самым причинам, по которым вода сама не выливается из стоящего стакана (в последнем случае барьером является стенка стакана).

Проследим теперь за прохождением через барьер квантовой частицы. Для простоты рассмотрим одномерное движение с барьером прямоугольной формы ширины d (рис. 6.7). Состояние квантовой частицы описывается волновой функцией $\Psi(r)$, удовлетворяющей уравнению Шредингера (1.35):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dr^2} + U(r)\Psi = 0.$$

Нам нужно найти такое решение этого уравнения, которое описывает прохождение частицы через барьер. Искомое решение должно иметь вид распространяющейся вправо плоской волны Ae^{ikr} в области $r > d$ и суммы падающей на барьер и отраженной от барьера волн (падающие и отраженные частицы) в области $r < 0$:

$$\Psi(r) = \begin{cases} Ae^{ikr}, & r > d, \\ e^{ikr} + Be^{-ikr}, & r < 0. \end{cases} \quad (6.30)$$

Внутри барьера волновая функция имеет вид

$$\Psi(r) = Ce^{\kappa r} + Ee^{-\kappa r}, \quad \kappa = \sqrt{2m/\hbar^2 (U - E)}.$$

Коэффициент прохождения D через барьер определяется как отношение интенсивности прошедшей через барьер волны к интенсивности падающей волны, т. е. $D = |A|^2$.

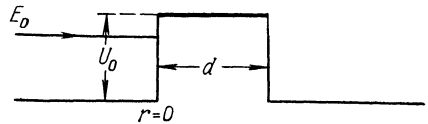


Рис. 6.7. Пример потенциального барьера для налетающей частицы.

Классическая частица с энергией E_0 , меньшей высоты барьера U_0 , не может проникнуть в область справа от барьера, квантовая — может.

Условие непрерывности функции $\Psi(r)$ и ее производной в точках $r = 0, d$ приводит к следующей системе уравнений для определения коэффициентов A, B, C, E :

$$\begin{aligned} Ae^{ikd} &= Ce^{-\kappa d} + Ee^{\kappa d}, \\ C + E &= 1 + B, \\ ike^{ikd}A &= \kappa(Ee^{\kappa d} - Ce^{-\kappa d}), \\ \kappa(E - C) &= ik(1 - B). \end{aligned}$$

Из этой системы находим, что

$$D = \frac{1}{1 + (k_0^2/2\kappa\kappa)^2 \operatorname{sh}^2 \kappa d}, \quad k_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2} U_0. \quad (6.31)$$

В наиболее типичном случае $\kappa d \gg 1$

$$D = \frac{16k^2\kappa^2}{k_0^4} e^{-2\kappa d} \approx \exp \left[-2 \int_0^d \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E)} dr \right]. \quad (6.32)$$

Мы пренебрегли несущественным предэкспоненциальным множителем и воспользовались равенством

$$\kappa d = \int_0^d \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E)} dr.$$

Можно показать, что для барьера произвольной формы коэффициент прохождения D имеет вид

$$D = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r) - E)} dr \right), \quad (6.33)$$

где пределами интегрирования являются границы барьера, т. е. той области, в которой кинетическая энергия отрицательна. Для того чтобы связать коэффициент прохождения с постоянной распада λ , надо его помножить на вероятность того, что α -частица окажется на границе ядра. Грубую оценку этой вероятности можно получить, заметив, что если α -частица в ядре радиуса R имеет скорость v , то она будет подходить к границе в среднем v/R раз в секунду. Отсюда для постоянной распада получаем выражение

$$\lambda = \frac{v}{R} \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r) - E)} dr \right). \quad (6.34)$$

Скорость v можно оценить из соотношения неопределенностей импульс-координата, согласно которому для скорости получается оценка $v = \hbar/MR$, где M — масса α -частицы.

Грубость оценки предэкспоненциального множителя не очень существенна, потому что постоянная распада зависит от него несравненно слабее, чем от показателя экспоненты. Возможные уточнения формулы (6.34) будут рассмотрены ниже в п. 5.

Главной чертой формулы (6.34) является то, что в ней *постоянная Планка \hbar стоит в знаменателе экспоненты*. При переходе к классике, т. е. при $\hbar \rightarrow 0$, будет $D \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$, $T_{1/2} \rightarrow \infty$, так что распад становится невозможным. Если система близка к классической, то период полураспада становится чрезвычайно большим. Именно эта ситуация и встречается в α -распаде. Чтобы убедиться в этом, оценим $T_{1/2}$ по формуле (6.34) в приближении прямоугольного барьера, положив $U - E = 20$ МэВ, $d = 2 \cdot 10^{-12}$ см. Показатель экспоненты в этом случае по абсолютной величине равен

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2M(U-E)} d \approx 84,$$

так что для коэффициента прохождения получим $D = e^{-84} \approx 10^{-36}$. Предэкспоненциальный множитель равен

$$\frac{\hbar}{MR^2} = \frac{10^{-27}}{7 \cdot 10^{-21} \cdot 10^{-24}} \approx 10^{20}.$$

Отсюда для периода полураспада согласно (6.5), (6.34) получается значение

$$T_{1/2} \approx \frac{1}{\lambda} = \frac{MR^2}{\hbar D} = 10^{16} \text{ с} \approx 10^9 \text{ лет.}$$

Это вполне разумная цифра, примерно равная периоду полураспада ${}_{92}\text{U}^{238}$. Для сравнения вычислим вероятность для шарика весом в 1 г преодолеть порог высотой 0,1 мм и такой же толщины (чуть выступающее лезвие безопасной бритвы). Здесь для показателя экспоненты получается значение

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2MgHd} = 10^{26},$$

так что коэффициент прохождения D оказывается равным $e^{-10^{26}}$. Для кулоновской потенциальной энергии интеграл в (6.34) может быть вычислен точно. Мы не будем проводить выкладку, а лишь укажем, что из результата при $E \ll U_{\text{барьер}}$ прямо следует закон Гейгера — Неттола (6.28).

Из формулы (6.34) видно, что период полураспада сильно зависит от радиуса ядра, поскольку радиус R входит не только в предэкспоненциальный множитель, но и в показатель, как предел интегрирования. Поэтому из данных по α -распаду можно довольно точно определять радиусы ядер. Полученные таким путем радиусы оказываются на 20—30% больше найденных в опытах по рассеянию электронов (см. гл. II, § 6). Это различие связано с тем, что в опытах с быстрыми электронами измеряется радиус распределения нуклонов (точнее, протонов) в ядре, а в α -распаде измеряется то расстояние между центрами ядра и α -частицы, на котором перестают действовать ядерные силы. Поэтому измерения по α -распаду фактически дают радиус ядра плюс радиус α -частицы плюс радиус действия ядерных сил.

4. Наличие очень малой величины — постоянной Планка в показателе экспоненты (6.34) объясняет сильную зависимость периода полураспада от энергии. Даже небольшое изменение энергии приводит к значительному изменению показателя и тем самым к очень резкому изменению λ , т. е. периода полураспада. Именно поэтому энергии вылетающих α -частиц жестко ограничены. Для тяжелых ядер α -частицы с энергиями выше 9 МэВ вылетают практически мгновенно, а с энергиями ниже 4 МэВ живут в ядре так долго, что распад не удается зарегистрировать. Для редкоземельных α -активных ядер обе цифры снижаются за счет уменьшения радиуса и высоты барьера.

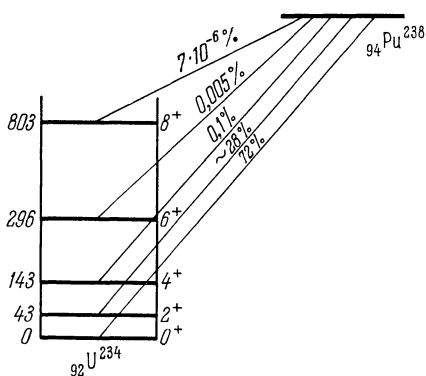


Рис. 6.8. Схема α -распада ядра плутония ${}_{94}\text{Pu}^{238}$.

Цифры слева — энергии уровней ${}_{92}\text{U}^{234}$ в кэВ, цифры справа — спины и четности уровней. Цифры над косыми линиями — относительные вероятности переходов.

При радиоактивных распадах конечное ядро может оказаться не только в основном, но и в одном из своих возбужденных состояний. Например, в γ -распаде, как мы увидим ниже, это является скорее правилом, чем исключением. Однако исключительно резкая зависимость вероятности α -распада от энергии приводит к тому, что распады на возбужденные уровни дочернего ядра обычно идут с очень низкой интенсивностью, потому что при возбуждении дочернего ядра уменьшается энергия α -частицы. Экспериментально удается наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения (см. гл. II, § 7).

Распады на возбужденные уровни приводят к возникновению тонкой структуры энергетического спектра вылетающих α -частиц. В качестве типичного примера рассмотрим распад изотопа плутония ${}_{94}\text{Pu}^{238}$, имеющего период полураспада $T_{1/2} = 90$ лет и испускающего α -частицы с энергией 5,5 МэВ. Точные измерения энергетического спектра вылетающих α -частиц показывают, что 72% частиц имеют энергию 5,49 МэВ, а около 28% частиц имеет энергию на 43 кэВ меньше. Наблюдаются также небольшие группы частиц с энергиями на 143, 296 и 803 кэВ меньше энергии основной группы частиц. На рис. 6.8 изображена схема этого распада. Дочернее ядро ${}_{92}\text{U}^{234}$ несферично (как и все ядра с $Z > 86$) и имеет четко выраженную полосу вращательных уровней 0^+ (основной), 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ . Альфа-распад идет на все эти уровни. На косых линиях, обозначающих разные распады, указаны вероятности соответствующих

имеющие относительно низкие энергии возбуждения (см. гл. II, § 7). Распады на возбужденные уровни приводят к возникновению тонкой структуры энергетического спектра вылетающих α -частиц. В качестве типичного примера рассмотрим распад изотопа плутония ${}_{94}\text{Pu}^{238}$, имеющего период полураспада $T_{1/2} = 90$ лет и испускающего α -частицы с энергией 5,5 МэВ. Точные измерения энергетического спектра вылетающих α -частиц показывают, что 72% частиц имеют энергию 5,49 МэВ, а около 28% частиц имеет энергию на 43 кэВ меньше. Наблюдаются также небольшие группы частиц с энергиями на 143, 296 и 803 кэВ меньше энергии основной группы частиц. На рис. 6.8 изображена схема этого распада. Дочернее ядро ${}_{92}\text{U}^{234}$ несферично (как и все ядра с $Z > 86$) и имеет четко выраженную полосу вращательных уровней 0^+ (основной), 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ . Альфа-распад идет на все эти уровни. На косых линиях, обозначающих разные распады, указаны вероятности соответствующих

переходов в процентах. Видно, что интенсивность распада действительно резко падает с увеличением энергии. Если на первый возбужденный уровень (изменение энергии частицы на 0,8%) распадается 28% частиц, то на четвертый возбужденный уровень (изменение энергии частицы на 9%) распадается всего $7 \cdot 10^{-6}$ % частиц.

5. Мы убедились в том, что основным фактором, определяющим свойства α -распада, является просачивание α -частиц через кулоновский барьер. В этом пункте мы рассмотрим влияние на α -распад различных других эффектов, которые хотя и проявляются сравнительно слабо, но в отдельных случаях дают возможность получить интересную информацию о структуре ядра и механизме распада. Один из таких эффектов обусловлен центробежным барьером. Если α -частица вылетает из ядра с ненулевым орбитальным моментом количества движения l , то она обладает центробежной энергией

$$U_{цб} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M\alpha r^2}.$$

Эта центробежная энергия складывается с кулоновской и тем самым увеличивает потенциальный барьер. Искажение формы барьера за счет центробежной энергии довольно незначительно главным образом из-за того, что центробежная энергия спадает с расстоянием значительно быстрее кулоновской (как r^{-2} , а не как r^{-1}). Однако, поскольку это изменение делится на постоянную Планка и попадает в показатель экспоненты, то при больших l оно приводит к изменению времени жизни, выходящему за пределы, обусловленные степенью неопределенности теории. В табл. 6.1 приведен коэффициент k уменьшения вероятности распада для разных l при типичных значениях $E = 5$ МэВ, $R = 9,6 \cdot 10^{-13}$ см.

Таблица 6.1. Коэффициент k уменьшения вероятности испускания α -частицы с отличными от нуля l

l	0	1	2	3	4	5
k	1,0	0,85	0,60	0,35	0,18	0,08

При использовании этого коэффициента следует, конечно, иметь в виду и то, что допустимые значения l ограничены еще законом сохранения момента

$$|J_f - J_i| \leq l \leq J_f + J_i, \quad (6.35)$$

где J_f , J_i — спины соответственно дочернего и материнского ядер. Из закона сохранения четности следует, что в (6.35) l должно быть четным, если четности дочернего и материнского ядер совпадают, и нечетным, если эти четности различны.

Рассмотрим теперь влияние структуры ядра на α -распад. До сих пор мы молчаливо принимали, что α -частицы просто существуют в ядре, а вероятность распада целиком определяется вероятностью выхода α -частицы наружу. На самом деле перед тем, как выйти наружу, α -частица должна еще образоваться в ядре из отдельных протонов и нейтронов. Однако учет этого предварительного процесса изменит в формуле (6.34) лишь предэкспоненциальный множитель, но не показатель экспоненты. Поэтому влияние особенностей внутриядерных процессов на α -распад не может быть очень сильным. Соответствующие теоретические оценки крайне трудны и до сих пор не проведены. Из-за этой неопределенности формулу (6.34) следует считать дающей не точное значение периода полураспада, а лишь порядок его величины. С другой стороны, из отклонений реальных периодов полураспада от значений, даваемых формулой (6.34), можно получить некоторую информацию о процессе образования α -частиц в ядре. Если формула (6.34) выполняется хорошо, то распад называется *облегченным*. Если же реальный период полураспада превышает расчетный более чем на порядок (наблюдаются отклонения примерно на два порядка), то процесс называется *необлегченным*.

Причину появления необлегченных распадов качественно можно объяснить на основе теории несферичных ядер (см. гл. III, § 5). Напомним, что в несферичном ядре нуклоны рассматриваются как независимо движущиеся в поле несферичного нильсеновского потенциала. Одним из квантовых чисел нуклона в этом потенциале, как мы уже знаем из гл. III, § 5, является проекция K полного момента нуклона на ось симметрии ядра. Нуклоны одного сорта стремятся объединяться в пары с равными по абсолютной величине и противоположными по знаку значениями K . Для того чтобы образовать α -частицу, четверка нуклонов должна находиться в состоянии с нулевыми относительными моментами количества движения. Поэтому легче всего α -частица образуется из двух спаренных протонов и двух спаренных нейтронов, так как спаренные нуклоны с наибольшей вероятностью имеют нулевой относительный момент. Отсюда следует важный вывод о том, что α -частицы с наибольшей вероятностью образуются так, что проекция K полного момента ядра на его ось симметрии не меняется. Для основного и каждого из вращательных уровней несферичного ядра величина K является хорошим квантовым числом. Отсюда прямо следует, что при прочих равных условиях наиболее вероятными, т. е. облегченными, распадами являются такие, при которых $\Delta K = 0$ и четность не меняется. Эти условия всегда выполнены для четно-четных ядер, распады которых тем самым всегда облегченные. Для ядер с нечетным A ситуация может измениться за счет существования лишнего неспаренного нуклона. Так, может оказаться, что этот неспаренный нуклон имеет различные значения K для основных состояний

материнского и дочернего ядер. В этом случае распад в основное состояние уже будет необлегченным. Пусть теперь в дочернем ядре будет низколежащим состояние с тем же значением K неспаренного нуклона, что и в основном состоянии материнского ядра. Тогда может оказаться, что являющийся облегченным распад в это возбужденное состояние будет идти с большей интенсивностью, чем распад в основное состояние. В качестве примера приведем распад изотопа америция ${}_{95}\text{Am}^{241}$ (рис. 6.9). Схема заполнения протонных уровней для этого ядра приведена на рис. 6.10. Из этого рисунка видно, что нечетный 95-й протон занимает состояние $5/2^-$, т. е. с отрицательной четностью и $K = 5/2$ (см. гл. III, § 5). После испускания α -частицы нечетный протон согласно сказанному выше останется в своем прежнем состоянии. Но для дочернего ядра ${}_{93}\text{Np}^{237}$ это состояние уже не основное, а возбужденное, как видно из схемы заполнения протонных уровней этого ядра, изображенной на рис. 6.11.

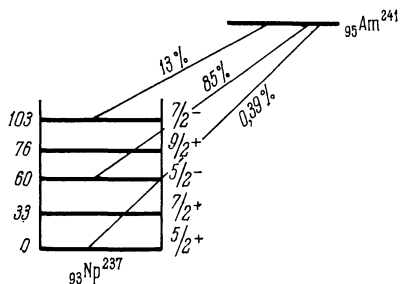


Рис. 6.9. Схема α -распада ядра америция ${}_{95}\text{Am}^{241}$.

испускания α -частицы нечетный протон согласно сказанному выше останется в своем прежнем состоянии. Но для дочернего ядра ${}_{93}\text{Np}^{237}$ это состояние уже не основное, а возбужденное, как видно из схемы заполнения протонных уровней этого ядра, изображенной на рис. 6.11.

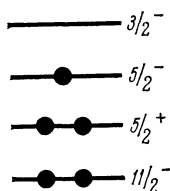


Рис. 6.10. Схема заполнения протонных уровней несферичного потенциала в ядре изотопа америция ${}_{95}\text{Am}^{241}$.

Кружочками изображены протоны; для простоты на рисунке приведено только несколько уровней.

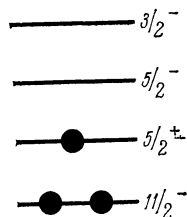


Рис. 6.11. Схема заполнения протонных уровней несферичного потенциала в ядре изотопа нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$.

В основном состоянии ядра ${}_{93}\text{Np}^{237}$ неспаренный протон находится в состоянии с положительной четностью. Поэтому распад ${}_{95}\text{Am}^{241}$ в подавляющем большинстве случаев идет на возбужденные уровни с отрицательной четностью (см. рис. 6.9). На основной уровень идет лишь 0,39% всех распадов. Уже из этого примера видно, что изучение тонкой структуры α -распада дает интересную информацию о структуре тяжелых ядер и природе их низших возбужденных состояний.

В заключение сделаем небольшое замечание об α -распаде из возбужденных состояний материнского ядра. Альфа-распад — процесс довольно медленный. Поэтому, если α -активное ядро находится в одном из низших возбужденных состояний, то оно, как правило, сначала переходит в основное состояние путем одного или нескольких последовательных γ -распадов и только после этого испытывает α -распад. Лишь для очень короткоживущих α -активных ядер α -распад иногда может с заметной интенсивностью идти из возбужденных состояний.

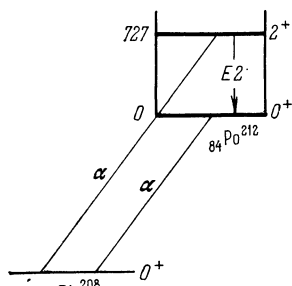
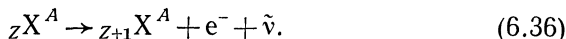


Рис. 6.12. Схема α -распада ядра ${}_{84}\text{Po}^{212}$ из основного и возбужденного состояний.

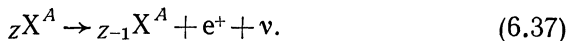
Примерами являются изотопы полония ${}_{84}\text{Po}^{212}$, ${}_{84}\text{Po}^{214}$, периоды полураспада которых (из основных состояний) равны соответственно $3 \cdot 10^{-7}$ и $2 \cdot 10^{-4}$ с (рис. 6.12).

§ 4. Бета-распад

1. Явление β -распада состоит в том, что ядро самопроизвольно испускает электрон e^- и легчайшую электрически нейтральную частицу антинейтрино $\bar{\nu}$, переходя при этом в ядро с тем же массовым числом A , но с атомным номером Z , на единицу большим:

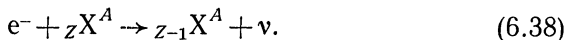


Тем самым при β -распаде один из нейтронов ядра превращается в протон. Другим типом β -распада является процесс, в котором ядро испускает позитрон e^+ и другую легчайшую электрически нейтральную частицу — нейтрино ν . При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:

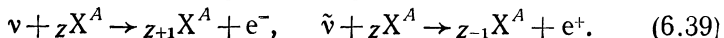


Распад (6.36) называют еще *электронным* или β^- -распадом, а распад (6.37) — *позитронным* или β^+ -распадом.

В круг β -распадных явлений входит также электронный захват (часто называемый также K -захватом), при котором ядро поглощает один из электронов атомной оболочки (обычно из K -оболочки, чем и объясняется происхождение второго термина), испуская нейтрино. При этом, как и в позитронном распаде, один из протонов превращается в нейтрон:



Наконец, родственными β -распаду являются процессы взаимодействия нейтрино и антинейтрино с ядрами:



Главной особенностью β -распада является то, что он обусловлен не ядерными и не электромагнитными силами, а третьим из четырех типов фундаментальных взаимодействий в природе — слабыми взаимодействиями (см. § 1, а также гл. VII, § 8). За счет того, что интенсивность слабых взаимодействий на 24 порядка меньше ядерных, периоды полураспадов β -активных ядер в среднем имеют порядок минут и часов.

Бета-распад — процесс не внутриядерный, а внутринуклонный. В ядре распадается одиночный нуклон. Это видно уже из того, что β -активным является свободный нейтрон, распадающийся на протон, электрон и антинейтрино,



с периодом полураспада 11,7 мин. При позитронном распаде в ядре распадается одиночный протон:



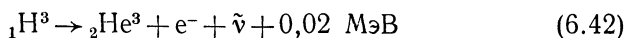
С другой стороны, для того чтобы выполнялись законы сохранения энергии и момента, ядро при β -распаде должно перестраиваться. Поэтому период, а также другие характеристики β -распада в сильнейшей степени зависят от того, насколько сложна эта перестройка. В результате периоды β -распада варьируются в столь же широких пределах, как и периоды α -распада.

Таким образом, если α -распад представляет собой чисто ядерное явление, то β -активные процессы — явление гораздо более сложное, связанное как с теорией слабых взаимодействий (а через нее, например, с теорией распадов так называемых странных элементарных частиц), так и со структурой ядра.

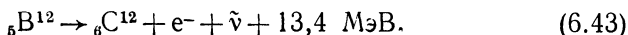
Нетривиален вопрос о том, существуют ли электроны, нейтрино и другие вылетающие при β -распаде частицы в ядре заранее или рождаются в процессе распада. Согласно современным теоретическим воззрениям эти частицы рождаются во время распада. Здесь проявляется весьма общее свойство взаимопревращаемости элементарных частиц.

Если α -распад наблюдается только у самых тяжелых и некоторых редкоземельных ядер, то β -активные ядра гораздо более многочисленны и имеются во всей области значений массового числа A , начиная от единицы (свободный нейтрон) и кончая массовыми числами самых тяжелых ядер.

Выделяющиеся при единичном акте β -распада энергии варьируются от 0,02 МэВ для распада трития



до 13,4 МэВ для распада тяжелого изотопа бора ${}_5\text{B}^{12}$



Для β^+ -распада, как правило, несуществен кулоновский барьер, несмотря на то, что вылетающие позитроны положительно заряжены, а их энергии часто меньше энергий распадных α -частиц. Это связано с тем, что у позитрона очень мала масса и, следовательно, велик импульс. Поэтому позитрон не может долго находиться в ядре без нарушения соотношения неопределенностей.

2. Рассмотрим теперь баланс энергии при β -распаде. Сейчас считается, что масса покоя нейтрино и антинейтрино равна нулю (подробнее см. ниже п. 4). Поэтому β -распад согласно (6.1) разрешен энергетически, если

$${}_Z M^A > {}_{Z+1} M^A + m, \quad (6.44)$$

где m — масса электрона, а ${}_Z M^A$, ${}_{Z+1} M^A$ — массы исходного и конечного ядер, лишенных своих электронных оболочек. В масс-спектроскопических измерениях, однако, определяются не массы ядер, а массы атомов. Именно массы атомов приводятся в справочных таблицах. Массы M_i , M_f соответственно исходного и конечного атомов связаны с массами их ядер соотношениями

$$M_i = {}_Z M^A + Zm, \quad M_f = {}_{Z+1} M^A + (Z+1)m. \quad (6.45)$$

Заметим, что в (6.45) мы пренебрегли разностью энергий связи электронов в атомах. Эта энергия находится на границе точности самых прецизионных измерений. Подставив (6.45) в (6.44), мы получим, что условие неустойчивости ядра по отношению к β^- -распаду принимает форму

$$M_i > M_f \quad (\beta^- \text{-распад}). \quad (6.46)$$

Для позитронного распада соотношения, аналогичные (6.44), (6.45), имеют вид

$${}_Z M^A > {}_{Z-1} M^A + m, \quad M_i = {}_Z M^A + Zm, \quad M_f = {}_{Z-1} M^A + (Z-1)m,$$

так что условие неустойчивости имеет уже несколько другую форму, а именно

$$M_i > M_f + 2m \quad (\beta^+ \text{-распад}). \quad (6.47)$$

Наконец, для электронного захвата формулы (6.44), (6.46) заменяются на

$${}_Z M^A + m > {}_{Z-1} M^A, \quad M_i = {}_Z M^A + Zm, \quad M_f = {}_{Z-1} M^A + m(Z-1),$$

из которых получается следующее условие неустойчивости:

$$M_i > M_f \quad (\text{электронный захват}). \quad (6.48)$$

При β^+ -распаде и электронном захвате ядро претерпевает один и тот же процесс превращения протона в нейтрон. Поэтому оба эти процесса могут идти для одного и того же ядра и часто конкурируют друг с другом. Из сравнения условий (6.47), (6.48) видно, что

с энергетической точки зрения электронный захват более выгоден. В частности, если начальное и конечное ядра удовлетворяют неравенствам

$$M_f + 2m > M_i > M_f, \quad (6.49)$$

то электронный захват разрешен, а β^+ -распад запрещен. Такая ситуация имеет место при превращении изотопа бериллия ${}_4\text{Be}^7$ в изотоп лития ${}_3\text{Li}^7$. Ядро ${}_4\text{Be}^7$ претерпевает электронный захват



но неспособно к позитронному распаду, так как различие масс атомов в энергетической шкале составляет 0,864 МэВ, т. е. меньше, чем $2mc^2 = 1,02$ МэВ.

3. Бета-распадные процессы идут всегда, когда они разрешены энергетически.

Посмотрим теперь, каковы области значений A и Z ядер, обладающих теми или иными типами β -активности. Будем основываться на соотношениях энергетического баланса и полуэмпирической формуле (2.8) для энергий связи ядер. Как уже отмечалось в гл. II, § 3, для изучения β -распадных процессов надо пользоваться не энергией связи, а дефектом массы (2.7), поскольку в энергии связи не учитывается энергия, выделяющаяся при превращении нейтрона в более легкую частицу — протон и поглощающаяся при обратном процессе. Согласно (2.5), (2.7) дефект массы связан с энергией связи $E_{\text{св}}$ соотношением

$$-\Delta = E_{\text{св}} + \frac{1}{c^2} \left\{ -ZM_p - (A - Z)M_n + \frac{A}{12} M_{6,12} \right\}. \quad (6.51)$$

Подставив теперь для энергии связи ее значение из полуэмпирической формулы Вейцекера (2.8), мы получим соответствующую полуэмпирическую формулу для дефекта массы в виде

$$-\Delta = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta E_{\text{св}} + \\ + Zc^2 (M_n - M_p) + \frac{c^2 A}{12} M_{6,12}. \quad (6.52)$$

Употребляемые в формулах (6.51), (6.52) обозначения приведены в гл. II, § 3. Там же объяснен физический смысл слагаемых в (6.52), содержащих коэффициенты a_1, \dots, a_4 . Массовое число A при β -распадных процессах не меняется. Поэтому первые два слагаемых в (6.52) (объемная и поверхностная энергия) не влияют на β -распад. По тем же причинам не является существенным и последнее слагаемое в (6.52). Наиболее важны для β -распада третье и четвертое слагаемые. Четвертое слагаемое стремится приравнять друг к другу числа протонов и нейтронов. С точки зрения третьего слагаемого ядру выгодно иметь по возможности меньший процент протонов.

Равновесное число $Z_{\text{равн}}$ протонов в ядре (при фиксированном A) определяется минимумом по Z суммы третьего и четвертого слагаемых. Легко убедиться, что этот минимум достигается при значении

$$Z_{\text{равн}} = \frac{2a_4 A}{a_3 A^{2/3} + 4a_4}. \quad (6.53)$$

Если подставить в (6.53) приведенные в гл. II, § 3 численные значения a_3 , a_4 , то эта формула примет вид

$$Z_{\text{равн}} = \frac{A}{0,015A^{2/3} + 2}. \quad (6.54)$$

При $Z < Z_{\text{равн}}$ ядро нестабильно по отношению к электронному распаду, а при $Z > Z_{\text{равн}}$ — к позитронному распаду и электронному захвату. Поэтому β -стабильные ядра при всех A должны группироваться вокруг значений $Z_{\text{равн}}$ с возможным небольшим разбросом в обе стороны за счет индивидуальных особенностей ядер (напомним, что полуэмпирическая формула справедлива лишь в среднем) и за счет пятого слагаемого, о котором речь будет идти ниже.

Из (6.54) видно, что при малых A

$$Z_{\text{равн}} \approx A/2 \quad (\text{малые } A), \quad (6.55)$$

т. е. легкие стабильные ядра должны иметь примерно одинаковое количество протонов и нейтронов. И действительно, устойчивыми являются, например, ядра ${}_1\text{H}^2$, ${}_2\text{He}^4$, ${}_3\text{Li}^7$, ${}_6\text{C}^{12}$, ${}_8\text{O}^{16}$, ${}_7\text{N}^{14}$, ..., ${}_{20}\text{Ca}^{40}$. Это происходит вследствие того, что роль кулоновской энергии у легких ядер мала и $Z_{\text{равн}}$ в основном определяется третьим слагаемым в (6.52). С увеличением Z относительная роль кулоновской энергии возрастает. Уже наряду с ядром ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ устойчиво и ядро ${}_{20}\text{Ca}^{48}$, а в устойчивом изотопе свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ нейтронов уже в полтора раза больше, чем протонов. Здесь уместно отметить, что поскольку процент нейтронов в β -стабильных ядрах увеличивается с ростом A , то при реакциях деления ядер, например в ядерных реакторах (см. гл. XI, § 3), образуются β -активные изотопы, а при термоядерных реакциях слияния (см. гл. XI, § 4) получаются β^+ -активные изотопы. Так как при β^- -распаде вылетает антинейтрино, а при β^+ -распаде — нейтрино, то из реактора идет мощный поток антинейтрино, а от Солнца и звезд должен идти поток нейтрино.

Рассмотрим теперь вопрос о том, какую роль для β -распада играет пятое слагаемое (энергия спаривания) в полуэмпирической формуле (6.52). Если A нечетно, то пятое слагаемое не меняется при β -распаде и тем самым воздействия на этот процесс не оказывает. При четном же A за счет пятого слагаемого при прочих равных условиях энергетически более выгодны четно-четные ядра (четные Z и N). Поэтому, если в ядре соотношение протонов и нейтронов соответствует условию стабильности (6.53), но A — четно, а Z — нечетно, то ядру будет энергетически выгодно путем того или иного β -распадного процесса перейти в ядро с четным Z . Именно

вследствие этого почти все нечетно-нечетные ядра (за исключением ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$, ${}^7_7\text{N}^{14}$) нестабильны по отношению к β -распаду. Рассмотрим, например, изотоп брома ${}^{80}_{35}\text{Br}$, имеющий 35 протонов и 45 нейтронов. Из (6.54) следует, что стабильное число протонов при $A = 80$ как раз равно 35. Но ядро ${}^{80}_{35}\text{Br}$ — нечетно-нечетное. Поэтому здесь возникает эффект, объяснимый только влиянием энергии спаривания: ядро ${}^{80}_{35}\text{Br}$ стремится стать четно-четным всеми возможными способами. На нем идут и β^- -распад, и β^+ -распад, и электронный K -захват (рис. 6.13). За счет спаривания для большинства значений A в области от $A = 36$ до $A = 200$ имеется по два, а иногда даже по три стабильных ядра с различными обязательно четными Z . Например, стабильными являются ядра ${}^{96}_{40}\text{Zr}$, ${}^{96}_{42}\text{Mo}$, ${}^{96}_{44}\text{Ru}$. Напротив, при каждом нечетном A имеется не более одного стабильного ядра. Число стабильных изотопов одного и того же элемента, т. е. число стабильных ядер с одинаковыми Z и разными A , каким-либо специальным ограничением не подвержено, так как при радиоактивном распаде эти ядра не могут превращаться друг в друга.

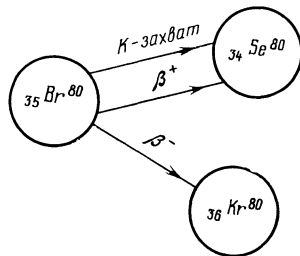


Рис. 6.13. Типы распада ядра брома ${}^{80}_{35}\text{Br}$.

Например, как мы уже упоминали, олово ($Z = 50$) имеет десять стабильных изотопов (см. гл. II, § 2).

Наконец, остановимся на роли для β -распада шестого слагаемого $Zc^2 (M_n - M_p)$ в полуэмпирической формуле (6.52). Именно этим слагаемым дефект массы отличается от энергии связи. Это слагаемое несколько увеличивает равновесное число протонов в ядре. При изменении Z на единицу это слагаемое меняется всего лишь на 1,3 МэВ при любых A , так что его роль невелика. И действительно, оно существенно только для самых легких ядер, в частности, для объяснения β -активности свободного нейтрона и стабильности изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$.

4. При β -распаде (в отличие от α -распада) из ядра вылетают не одна, а две частицы. Поэтому энергетические соотношения для β -распада характеризуются не только общей энергией, выделяющейся при распаде, но и распределением этой энергии между вылетающими частицами (энергия отдачи ядра сравнительно мала и ею обычно можно пренебрегать). В силу статистического характера явления радиоактивности при одиночном акте, скажем, β^- -распада соотношение энергий электрона и антинейтрино может быть любым, т. е. кинетическая энергия электрона E может иметь любое значение от нуля до максимально возможной энергии E_m (полная энергия, выделяющаяся при распаде). Для очень большого числа распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения

получится уже не случайное, а вполне определенное распределение $N(E)$ вылетающих электронов по энергиям. Это распределение называется *спектром* электронов β -распада или, короче, β -спектром. На рис. 6.14 приведен спектр электронов для β -распада нейтрона. Спектры такой формы довольно типичны.

Нередко встречаются и β -спектры более сложной формы. Примером может служить изображенный на рис. 6.15 β -спектр ядра ${}_{25}\text{Mn}^{56}$. Общими свойствами всех β -спектров являются, во-первых, их плавность (в частности, отсутствие острых пиков) и, во-вторых,

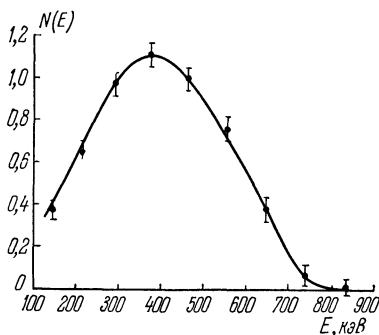


Рис. 6.14. β -спектр нейтрона.

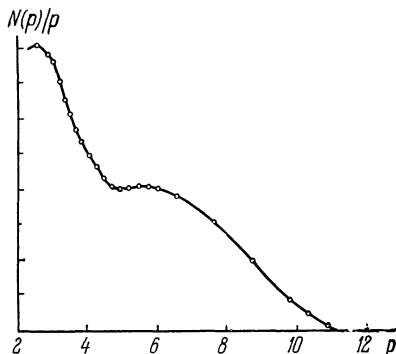


Рис. 6.15. β -спектр ядра марганца ${}_{25}\text{Mn}^{56}$.
 p — импульс электрона.

наличие максимальной энергии E_m , на которой спектр обрывается. Оба эти свойства являются прямым следствием вылета антинейтрино (или нейтрино) при распаде.

Исторически именно на основании этих свойств β -спектров Паули в 1930 г. (т. е. еще до открытия нейтрона!) предсказал существование нейтрино — на четверть столетия раньше его непосредственного экспериментального наблюдения.

Посмотрим теперь, какие можно сделать теоретические заключения о форме β -спектра. Вероятность dw того, что при распаде электрон вылетит с импульсом в интервале dp , а антинейтрино с импульсом в интервале dk , очевидно, пропорциональна произведению этих дифференциалов. Но мы должны еще учесть закон сохранения энергии, согласно которому импульсы p , k электрона и антинейтрино связаны соотношением

$$E_m - E - ck = 0, \quad (6.56)$$

где кинетическая энергия электрона E связана с его импульсом обычным релятивистским соотношением

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^2} - mc^2,$$

а через ck обозначена энергия антинейтрино с импульсом k . (Такая связь энергии антинейтрино с его импульсом получится, если массу

покоя этой частицы считать равной нулю.) Условие (6.56) можно учесть введением в выражение для $d\omega$ δ -функции *)

$$\delta(E_m - E - ck),$$

по определению не равной нулю только при соблюдении (6.56).

Таким образом, вероятность $d\omega$ может быть записана в виде

$$d\omega = D\delta(E_m - E - ck) dp dk = \\ = D\delta(E_m - E - ck) p^2 dp k^2 dk d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}, \quad (6.58)$$

где D — некоторый коэффициент пропорциональности, $d\Omega_e$, $d\Omega_{\bar{\nu}}$ — элементы телесных углов направлений вылета электрона и антинейтрино. Вероятность $d\omega$ непосредственно связана с β -спектром, поскольку для очень большого числа N_0 распадов число dN распадов с вылетом электрона и антинейтрино с импульсом соответственно от p до $p + dp$ и от k до $k + dk$ определяется соотношением

$$dN = N_0 d\omega. \quad (6.59)$$

Коэффициент D в (6.59), кроме мировых постоянных и константы, характеризующей интенсивность слабых взаимодействий, может еще зависеть от энергий E , E_m , от взаимных ориентаций спинов и от угла между импульсами электрона и антинейтрино. Происхождение этих зависимостей может быть двояким. Во-первых, коэффициент D может зависеть от энергии за счет свойств слабых взаимодействий. Такая зависимость будет проявляться во всех без исключения распадах, в том числе в распаде свободного нейтрона. Во-вторых, зависимость D от E может возникнуть за счет особенностей структуры ядра. В этом случае D будет константой для распада свободного нейтрона и для тех распадов, при которых не меняется конфигурация нуклонов в ядре. В остальных случаях форма спектра будет различной для ядер разных типов.

Рассмотрим сначала, какую форму будет иметь спектр при $D = \text{const}$. В этом случае величину $d\omega$ из (6.59) можно проинтегрировать по всем углам и по абсолютному значению импульса нейтрино. Интегрирование по каждому телесному углу дает множитель 4π , а интегрирование по dk проводится с использованием основного свойства δ -функции (6.57). Поэтому при интегрировании по k δ -функция исчезнет, а ck всюду заменится на $(E_m - E)$. После умножения на полное число распадов N_0 проинтегрированное выра-

*) Если бы E_m , E , ck принимали дискретный ряд значений, то соотношение (6.56) можно было учесть, введя в формулы символ Кронекера $\delta_{E_m, E+ck}$. Обобщением символа Кронекера на случай непрерывных переменных является введенная Дираком δ -функция. Основные свойства этой функции таковы:

$$\delta(x) = 0 \quad \text{при } x \neq 0, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x) dx = f(0), \quad (6.57)$$

жение приобретает смысл числа электронов dN , вылетающих из ядра с импульсом, абсолютная величина которого лежит между p и $p + dp$:

$$dN = \frac{16\pi^2 N_0}{c^3} D p^2 (E_m - E)^2 dp. \quad (6.60)$$

Чтобы получить распределение электронов не по импульсам, а по энергиям, надо в (6.60) перейти от dp к dE

$$dE = \frac{c^2 p}{E + mc^2} dp, \quad (6.61)$$

после чего выражающая форму β -спектра величина $N(E) = dN/dE$ приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= N_0 B c p (E + mc^2) (E_m - E)^2 = \\ &= N_0 B \sqrt{E(E + 2mc^2)} (E + mc^2) (E_m - E)^2, \end{aligned} \quad (6.62)$$

где $B = \frac{16\pi^2}{c^4} D$. В предельных случаях очень малых и очень больших энергий электрона формула (6.62) несколько упрощается.

Именно, в нерелятивистском приближении

$$\begin{aligned} N(E) &\approx \sqrt{E} (E_m - E)^2, \\ E &\ll mc^2, \end{aligned} \quad (6.63)$$

а в ультрарелятивистском случае

$$\begin{aligned} N(E) &\approx E^2 (E_m - E)^2, \\ E &\gg mc^2. \end{aligned} \quad (6.64)$$

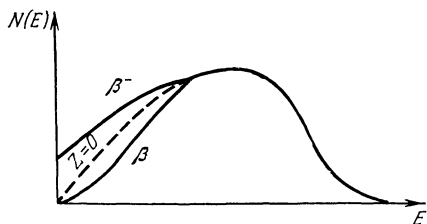


Рис. 6.16. Обогащение и обеднение низкоэнергетической части соответственно β^- - и β^+ -спектров вследствие взаимодействия вылетающей β -частицы с кулоновским полем ядра.

Кривая с $Z = 0$ соответствует гипотетическому случаю незаряженного ядра.

ядром и вылетающей из него заряженной частицей. При электронном распаде кулоновское взаимодействие является притягивающим, т. е. стремящимся уменьшить энергию вылетающего электрона. При позитронном распаде, напротив, кулоновское взаимодействие — отталкивающее, так что оно ускоряет вылетающий позитрон. В результате кулоновского взаимодействия β^- -спектры обогащаются, а β^+ -спектры обедняются низкоэнергетическими частицами, как это изображено на рис. 6.16. Если учесть кулоновские эффекты, то

$$N(E) = N_0 B c p (E + mc^2) (E_m - E)^2 F(Z, E), \quad (6.65)$$

где функция $F(Z, E)$ точно вычисляется и протабулирована. Спектры

типа (6.62), (6.65) наблюдаются у целого ряда ядер, причем как раз в тех случаях, когда конфигурация нуклонов в ядре не меняется при распаде. В частности, такую форму имеет уже упоминавшийся нами спектр нейтрона (см. рис. 6.14). Спектры формы (6.65) называются *разрешенными*. Из существования разрешенных спектров следует, что слабое взаимодействие имеет сравнительно простую математическую форму, поскольку за счет этого взаимодействия у коэффициента D в (6.58) не появляется зависимости от углов и энергий. Если спектр не имеет формы разрешенного, то он называется *запрещенным*. Отклонение спектра от разрешенного свидетельствует о влиянии структуры ядра на β -распад.

При выводе формулы (6.65) для формы разрешенного β -спектра мы заранее предполагали, что масса покоя нейтрино m_ν (и его двойника — антинейтрино) равна нулю. Если бы нейтрино имело хотя и малую, но конечную массу покоя, то форма разрешенного β -спектра существенно изменилась бы в окрестности E_m . При нулевой массе покоя кривая формы спектра (см., например, рис. 6.14) касается оси абсцисс (как парабола). При ненулевой массе эта кривая подходила бы к оси абсцисс под некоторым конечным углом. Кроме того, максимальная энергия E_m оказалась бы смещенной влево на энергию, соответствующую массе покоя нейтрино. Разумеется, чем меньше масса нейтрино, тем слабее проявляются эти особенности. Специальные тщательные измерения формы спектра вблизи E_m для уже упоминавшегося нами распада трития (см. п. 1) показали, что в пределах ошибок эксперимента $m_\nu = 0$. Во всяком случае m_ν не может превышать 0,07% массы электрона. Ниже в п. 10 мы увидим, что существуют серьезные теоретические основания считать массу покоя нейтрино точно равной нулю.

5. Рассмотрим теперь зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии E_m , выделяющейся при β -распаде. Обратная пропорциональная периоду полураспада вероятность λ распада в единицу времени получается интегрированием β -спектра (6.62) по энергии и делением на общее число N_0 ядер в исследуемом образце:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{1}{N_0} \int dN = \frac{1}{N_0} \int N(E) dE = \\ &= B \int_0^{E_m} \sqrt{E(E+2mc^2)} (E+mc^2) (E_m-E)^2 dE = Bf(E_m), \end{aligned} \quad (6.66)$$

где $f(E_m)$ — довольно сложная, но вполне определенная и поддающаяся точному вычислению функция E_m . При учете кулоновского взаимодействия эта функция зависит еще и от значения Z исходного ядра:

$$f = f(E_m, Z).$$

Величина B в (6.66) может изменяться от ядра к ядру только за

счет влияния структуры ядра на распад. Поскольку согласно (6.66)

$$B = \frac{\ln 2}{fT_{1/2}},$$

то очевидно, что величина $fT_{1/2}$ характеризует степень этого влияния. Поскольку $fT_{1/2}$ меняется в пределах многих порядков, то обычно пользуются ее логарифмом $\lg(fT_{1/2})$. В ультрарелятивистском случае ($E_m \gg mc^2 = 0,5 \text{ МэВ}$) и в пренебрежении кулоновскими эффектами величина $f(E_m)$ может быть вычислена:

$$f(E_m) = \int_0^{E_m} E^2 (E_m - E)^2 dE = E_m^5 \int_0^1 x^2 (1 - x^2) dx = \frac{2}{15} E_m^5. \quad (6.67)$$

В этом случае, следовательно, период полураспада оказывается обратно пропорциональным пятой степени энергии, так что время жизни β -активных ядер зависит от выделяющейся энергии хотя и очень сильно, но все же не столь исключительно сильно, как в α -распаде.

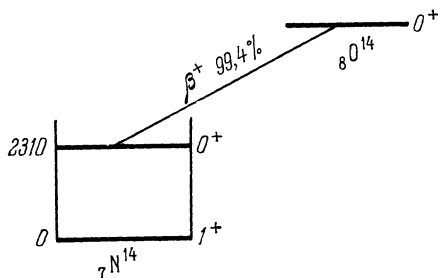


Рис. 6.17. Схема β^+ -распада ядра изотопа кислорода ${}^8\text{O}^{14}$

6. Как показывают наблюдения, β -распад часто происходит не только на основной, но и на возбужденные уровни конечного ядра. При этом, в отличие от α -распада, энергия этих возбужденных уровней не обязательно мала, а может быть сравнимой с полной энергией E_m , выделяющейся

при распаде с переходом на основной уровень. Нередки случаи, когда распады на возбужденные уровни идут даже с большей интенсивностью, чем на основной. Для примера приведем схему β^+ -распада изотопа ${}^8\text{O}^{14}$ (рис. 6.17). Из схемы видно, что β^+ -распад идет в основном на возбужденный уровень ядра ${}^7\text{N}^{14}$. Этот пример показывает, что влияние структуры ядра на процесс β -распада может быть определяющим, т. е. более сильным, чем влияние зависимости вероятности распада от энергии E_m .

7. Рассмотрим влияние структуры ядра на β -распад подробнее. В п. 5 мы установили, что одной из основных величин, характеризующих это влияние, является произведение $fT_{1/2}$. В табл. 6.2 приведены значения логарифма $fT_{1/2}$ для различных распадов. Из этой таблицы видно, что β -распады можно разделить на несколько групп так, что внутри каждой группы значения $\lg(fT_{1/2})$ близки друг к другу. Эти группы распадов (или, что то же самое, переходов) имеют специальные названия, приведенные в табл. 6.2.

Разделение переходов на разрешенные и запрещенные производится по орбитальному моменту l количества движения, уносимому

Таблица 6.2. Классификация β -переходов по значениям $\lg(fT_{1/2})$

Группа переходов	Разрешенные		Запрещенные		
	сверхразрешенные	нормально разрешенные	запрещенные 1-го порядка	запрещенные 2-го порядка	запрещенные 3-го порядка
Среднее значение $\lg(fT_{1/2})$ в группе	3,5	5	9	15	18

парой электрон—антинейтрино. Переход называется разрешенным при $l = 0$, однократно запрещенным при $l = 1$ и т. д. Сильное увеличение $fT_{1/2}$ с ростом степени запрета перехода можно понять на основе тех же аргументов, которыми объяснялось доминирование S -волны в ядерных реакциях при малых энергиях (см. гл. IV, § 2, п. 4). Повторим эти аргументы применительно к рассматриваемой классификации.

Как мы знаем (гл. I, § 3), орбитальный момент количества движения может быть либо нулем, либо кратным постоянной Планка. Отсюда следует, что с точки зрения классической механики испускание пар $e - \bar{\nu}_e$ с $l > 0$ и с суммарными импульсами $p < \hbar/R$, где R — радиус ядра, является невозможным. Квантовая механика допускает испускание таких пар, но с сильно подавленной вероятностью процесса. Именно, при прочих равных условиях отношение вероятностей ω_l , ω_0 вылета пар с орбитальными моментами l и нуль равно

$$\omega_l/\omega_0 \approx (R/\lambda)^{2l}. \quad (6.68)$$

Для типичного β -распада $R/\lambda \sim 1/100$, что объясняет наблюдаемое увеличение $fT_{1/2}$ на несколько порядков при возрастании на единицу степени запрета.

Будет ли β -распад разрешенным или запрещенным, определяется моментами и четностями материнского и дочернего ядер. Чтобы установить связь типа β -распада с моментами и четностями ядер, выясним, чему равняются полный момент и четность, уносимые парой $e - \bar{\nu}_e$. Полный момент пары складывается из ее орбитального и спинового моментов. Последний в свою очередь равняется сумме орбитального момента относительного движения $e - \bar{\nu}_e$ и их спинового момента $S = 0$ или 1. Мы уже указывали в п. 1, что β -распад — процесс внутринуклонный, т. е. электрон и антинейтрино вылетают практически из точки. В этих условиях их относительный орбитальный момент всегда должен равняться нулю *).

*) Более точно, вероятность отличного от нуля орбитального момента l относительного движения пропорциональна $(R_0/\lambda)^{2l}$, где R_0 — радиус нуклона. Эффектами такого порядка величины мы пренебрегаем.

Поэтому полный момент пары $e - \tilde{\nu}_e$ в разрешенных переходах равняется 0 или 1, в однократно запрещенных — 0, 1, 2, в двукратно запрещенных — 1, 2, 3 и т. д.

Уносимая парой $e - \tilde{\nu}_e$ четность определяется, как и для всякой микросистемы, ее орбитальным моментом, т. е. равняется $(-1)^l$. Поэтому β -переход будет разрешенным, если моменты J_i, J_f и четности материнского и дочернего ядер связаны соотношением

$$J_f - J_i = \Delta J = 0, \pm 1, \text{ нет}, \quad (6.69)$$

где слово «нет» означает, что четность ядра в β -переходе не меняется. Аналогичным образом для однократно запрещенного перехода

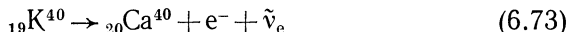
$$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2, \text{ да} \quad (6.70)$$

и т. д.

Приведем несколько примеров. Распады



являются разрешенными, поскольку в обоих случаях четности материнских и дочерних ядер одинаковы (и положительны); спины же ядер ${}_8\text{O}^{14}$ и ${}_7\text{N}^{14}$ равны нулю, а ядер ${}_2\text{He}^6$ и ${}_3\text{Li}^6$ — соответственно 0 и 1. Переход



является переходом 3-го порядка запрета, поскольку спин ядра ${}_{19}\text{K}^{40}$ равняется 4, спин ядра ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ — нуль, а четности ядер противоположны. И действительно, для этого перехода $\lg(ft_{1/2}) = 18$, а период $T_{1/2} \approx 10^9$ лет, т. е. сравним с временем жизни Солнечной системы. Поэтому изотоп ${}_{19}\text{K}^{40}$ до сих пор имеется в природной смеси изотопов калия.

Разрешенные переходы подразделяют на *фермиевские* и *гамов-теллеровские*. Фермиевскими и гамов-теллеровскими называются переходы, в которых суммарный спин пары $e - \tilde{\nu}_e$ равняется соответственно нулю и единице. Поэтому правила отбора для фермиевских переходов имеют вид

$$\Delta J = 0, \text{ нет}, \quad (6.74)$$

а для гамов-теллеровских

$$\Delta J = 0, +1, \text{ нет (кроме } 0-0\text{-переходов)}. \quad (6.75)$$

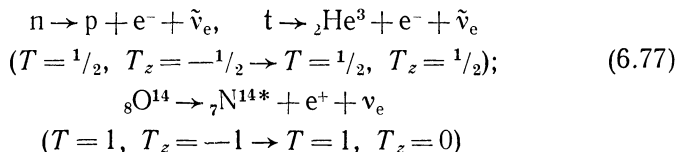
Например, β -распад (6.71) является чисто фермиевским, а β -распад (6.72) — чисто гамов-теллеровским. Напротив, β -распад



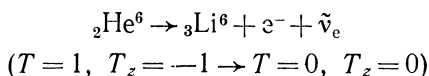
является смешанным: он происходит как посредством фермиевских переходов, так и гамов-теллеровских. В фермиевских переходах

изоспин ядра не меняется, т. е. $\Delta T = 0$, в гамов-теллеровских — $\Delta T = 0, \pm 1$ (опять-таки кроме переходов $0 \rightarrow 0$ по изоспину).

Разрешенные переходы подразделяются на сверхразрешенные и нормально разрешенные. Сверхразрешенными называются такие переходы, которые происходят без какого-либо изменения ядерной структуры. Они характеризуются наименьшими значениями $\lg (fT_{1/2}) \approx 2,5\text{—}3,0$ и идут, как правило, между соседними компонентами одного и того же изомультиплета (см. гл. V, § 5). Например, сверхразрешенными являются β -распады:

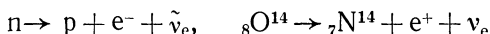


и т. д. Переход



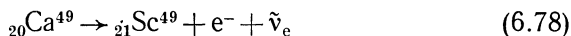
происходит между компонентами разных изомультиплетов, однако является сверхразрешенным, поскольку ядра ${}_2\text{He}^6$ и ${}_3\text{Li}^6$ очень близки по своей структуре. Из-за сильного возрастания энергии возбуждения аналоговых уровней (гл. V, § 6, п. 8) в средних и тяжелых ядрах сверхразрешенные β -переходы встречаются только у ядер с $A \lesssim 40$.

Неизменность ядерной структуры в сверхразрешенных переходах



позволяет точно, т. е. без привлечения каких-либо модельных соображений, рассчитать ядерную часть вероятности β -распада. Это сделало возможным численное определение фундаментальных констант (см. гл. VII, § 8), характеризующих интенсивность слабого взаимодействия.

Нормально разрешенными называются переходы, которые происходят уже с некоторой перестройкой ядра. Они характеризуются значением $\lg (fT_{1/2}) \approx 5$. С точки зрения оболочечной модели эта перестройка состоит либо в изменении изоспина всего ядра при неизменных квантовых числах нуклона, испытывающего β -распад, либо в переориентации спина нуклона относительно орбитального момента в процессе β -распада. Например, в нормально разрешенном переходе

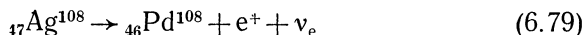


нейтрон в оболочечном состоянии $2p_{3/2}$ превращается в протон, находящийся в том же одночастичном состоянии $2p_{3/2}$, но при

этом изоспин ядра изменяется:

$$T = \frac{9}{2} ({}_{20}\text{Ca}^{49}) \rightarrow T = \frac{7}{2} ({}_{21}\text{Sc}^{49}).$$

В нормально разрешенном β -распаде



протон, первоначально находящийся в состоянии $1g_{3/2}$, превращается в нейтрон в состоянии $1g_{7/2}$. Для изучения различных отклонений формы β -спектра от разрешенного удобно использовать

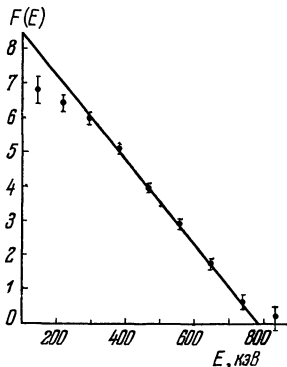


Рис 6.18. График Ферми для нейтрона $F(E)$ — в произвольных единицах.

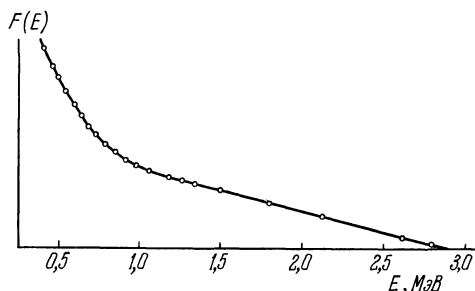


Рис. 6.19. График Ферми для ядра ${}_{25}\text{Mn}^{56}$

так называемый *график Ферми*, на котором по оси абсцисс откладывается энергия β -распадного электрона (или позитрона), а по оси ординат — величина

$$F(E) = \sqrt{\frac{dN}{dE}} \frac{1}{\sqrt{c p (E + mc^2) F(Z, E)}}. \quad (6.80)$$

Из (6.62) следует, что для разрешенного распада на один уровень график величины $F(E)$ будет представлять собой прямую линию, упирающуюся в ось абсцисс при $E = E_m$. Таков, например, приведенный на рис. 6.18 график Ферми для распада свободного нейтрона. Отклонения от этого графика будут указывать на отклонения реального спектра от разрешенного. Для сложного распада, состоящего из нескольких разрешенных распадов на разные уровни (рис. 6.19), график Ферми будет иметь прямолинейный участок при больших энергиях электронов, где распад идет только в основное состояние. Для однократно запрещенного распада график Ферми плавно искривляется на всем его протяжении (рис. 6.20). По кривизне кривой можно установить степень запрещенности перехода. Таким образом, по графику Ферми можно разделить слож-

ный спектр на простые составляющие и определить порядок запрещенности каждой составляющей. Эти данные полезны для изучения структуры ядра, так как с их помощью можно устанавливать энергии и спины возбужденных уровней ядра, а также получать некоторую информацию о расположении нуклонов внутри ядра.

8. Остановимся теперь на некоторых вопросах, связанных с индивидуальными орбитальными моментами и спинами частиц, вылетающих из ядра при β -распаде.

Небольшое замечание будет касаться разделения полного момента частицы на орбитальную и спиновую части. Забегая вперед, скажем, что никаких трудностей здесь не возникает. Остановиться же на этом вопросе нас побудили две причины. Во-первых, в литературе, особенно старой, можно нередко встретить утверждение, что полный момент электрона нельзя разделить на спиновую и орбитальную части, поскольку каждая из этих частей якобы не сохраняется даже при свободном движении. Это утверждение, однако, неправильно и возникло из-за того, что точное определение спинового (внутреннего) и орбитального моментов в релятивистском случае было сформулировано лишь через много лет после того, как Дирак опубликовал (1928 г.) свое знаменитое уравнение, описывающее движение релятивистского квантового электрона. Из этого точного определения следует, что разделение полного момента частицы с ненулевой массой покоя на спиновую и орбитальную части возможно всегда как в нерелятивистском, так и в релятивистском случаях. Для покоящейся частицы (т. е. при $\mathbf{p} = 0$) полный момент просто равен спиновому. Переход к частице, движущейся с импульсом \mathbf{p} , осуществляется посредством преобразования Лоренца, которое для спинового момента имеет довольно сложную, но вполне определенную форму. Релятивистская частица с нулевой массой не может покоиться. Поэтому для таких частиц разделение полного момента на орбитальный и спиновый в общем случае произвесте не удается. Например, бессмысленно говорить об орбитальном моменте фотона. Поскольку массы нейтрино и антинейтрино равны нулю, то для них, казалось бы, эта проблема также должна возникнуть. Здесь, однако, существенно проявляется то обстоятельство, что спины нейтрино и антинейтрино равны $1/2$. Для спина такой малой величины, оказывается, понятия спинового и орбитального моментов могут быть введены и при нулевой массе. Поэтому учет релятивизма не влияет на все рассуждения предыдущего пункта.

Второе замечание относится к спину нейтрино.

Приведем аргументы, из которых следует, что спин нейтрино (антинейтрино) равен половине. То, что этот спин полуцелый, а не целый, вытекает из закона сохранения момента. Рассмотрим, например, распад свободного нейтрона

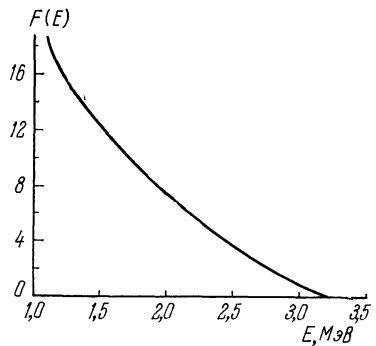
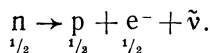


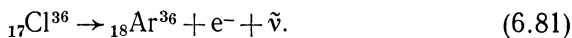
Рис. 6.20. График Ферми для запрещенного β -распада ядра ${}_{83}\text{Bi}^{210}$ (RaE).

$F(E)$ — в произвольных единицах.

Под каждой частицей мы написали значение ее спина. Спин нейтрона равен $1/2$, так что проекция полного момента в начальном состоянии для распада покоящегося нейтрона равна $\pm 1/2$, т. е. является полуцелой. Проекция полного момента в конечном состоянии равна алгебраической сумме проекций орбитальных и спиновых моментов всех частиц. Но проекции всех орбитальных моментов — целые, поэтому проекция полного момента может быть полуцелой только при полуцелом спине антинейтрино.

Значительно труднее определить точную величину спина нейтрино. Долгие годы значение $1/2$ для спина нейтрино выбиралось в основном из соображений простоты и, скажем, значение $3/2$ в принципе не было исключенным. И только после многолетних исследований было окончательно выяснено, что вся совокупность данных о различных β -распадах может быть согласована только при равном $1/2$ спине нейтрино и антинейтрино.

Одним из простейших аргументов в пользу значения $1/2$ для спина нейтрино являются правила отбора для разрешенных переходов. Если бы спин нейтрино и антинейтрино был больше $1/2$ и равнялся бы, например, $3/2$, то сумма спинов электрона и антинейтрино могла бы равняться только 1 и 2, так что фермиевские распады были бы запрещены. Поэтому разрешенность перехода (6.71) указывает на то, что спин нейтрино равен $1/2$. При спине нейтрино $3/2$ были бы разрешены переходы с $\Delta J = 2$ без изменения четности. На самом же деле эти распады всегда запрещены. Например, правила отбора « $\Delta J = 2$, нет» выполнены в распаде изотопа ${}_{17}\text{Cl}^{36}$:



Четности ядер ${}_{17}\text{Cl}^{36}$ и ${}_{18}\text{Ar}^{36}$ одинаковы, а их спины равны соответственно 2 и 0. В действительности этот распад явно запрещен, поскольку для него $\lg(ft_{1/2}) = 13,5$, и его график Ферми заметно отклоняется от прямой на всем протяжении. В настоящее время нет никаких сомнений в том, что спин нейтрино и антинейтрино равен $1/2$. Ниже в п. 11 мы обсудим еще один тонкий вопрос, связанный со спином нейтрино.

9. Явление K -захвата по своей кинематике сильно отличается от электронного и позитронного распадов. При K -захвате из ядра вылетает только одна частица — нейтрино. Родственность этого явления β -распаду устанавливается тем, что оно автоматически следует из любой теории β -распада, удовлетворяющей основным принципам квантовой механики и теории относительности. Удалось получить и численное согласование этих процессов без привлечения дополнительных эмпирических констант.

Если измерением β -спектра можно уловить уносимую нейтрино энергию, то при K -захвате можно определить импульс p_ν этой трудноуловимой частицы. Согласно закону сохранения импульса этот

импульс по абсолютной величине равен импульсу P отдачи ядра:

$$\mathbf{p}_v + \mathbf{P} = 0. \quad (6.82)$$

Комбинируя (6.82) с законом сохранения энергии

$$c|\mathbf{p}_v| + \frac{P^2}{2M_A} = E, \quad (6.83)$$

где M_A — масса ядра, E — энергия, выделяющаяся при распаде, получим для энергии отдачи ядра выражение

$$E_{\text{отд}} = \frac{P^2}{2M_A} = \frac{E^2}{2M_A c^2}. \quad (6.84)$$

Эта энергия мала, но все же доступна обнаружению, по крайней мере для очень легких ядер.

Импульс нейтрино был впервые измерен Дж. Алленом (1942). Факт наличия ядер отдачи был установлен А. И. Лейпунским (1936) в K -захвате на ядре ${}_3\text{Li}^7$.

С электронным захватом конкурирует β^+ -распад, если он не запрещен энергетически (см. п. 2). Если же энергетически разрешены оба конкурирующих процесса, то позитронный распад для легких и средних ядер обычно преобладает над электронным захватом и часто практически полностью его подавляет. Дело в том, что электронный захват сильно затруднен тем, что электрон даже из ближайшей к ядру K -оболочки с очень малой вероятностью может находиться внутри ядра. По порядку величины эта вероятность ω равна отношению объема ядра к объему, занимаемому атомной оболочкой:

$$\omega \approx \left(\frac{R}{r_0}\right)^3, \quad (6.85)$$

где радиус ядра R имеет порядок 10^{-12} — 10^{-13} см, а радиус r_0 атомной K -оболочки имеет порядок 10^{-8} — 10^{-10} см. Радиус K -оболочки уменьшается при переходе к тяжелым ядрам, для которых соответственно увеличивается вероятность K -захвата. Для тяжелых ядер, перегруженных протонами, обычно основным β -процессом является электронный захват. В гл. VII, § 8 мы рассмотрим аналогичный электронному захвату процесс захвата ядром более тяжелой, чем электрон, частицы — мюона. Пока отметим только, что поскольку масса мюона в двести раз больше электронной, радиус его K -орбиты соответственно в двести раз меньше r_0 , что приводит к возрастанию вероятности захвата на семь порядков. Вероятность K -захвата определяется двумя факторами: во-первых, вероятностью нахождения электрона внутри ядра и, во-вторых, вероятностью поглощения электрона ядром. Наибольшей вероятностью нахождения внутри ядра обладает электрон K -оболочки. Поэтому наиболее часто ядром захватываются именно K -электроны. Орбитальный момент K -электрона равняется нулю. Поскольку в про-

цессе захвата обязательно должно испуститься нейтрино, то вероятность захвата существенно зависит от того момента количества движения, который уносится нейтрино (см. п. 7). В соответствии с этим в K -захвате, как и в β -распаде, можно различать разрешенные и запрещенные процессы. Если орбитальный момент нейтрино равняется нулю, т. е. полный уносимый момент равен $1/2$ и четности начального и конечного состояний совпадают, то переход называется разрешенным. В противном случае процесс K -захвата является запрещенным и характеризуется значительно меньшей вероятностью.

Остановимся теперь на том, как наблюдается K -захват. Нейтрино непосредственно зарегистрировать довольно трудно (см. гл. VI, § 8); трудно также регистрировать и ядра отдачи. Непосредственно на опыте при K -захвате наблюдается либо испускание атомами электронов, либо излучение характеристических рентгеновских квантов. Действительно, при поглощении электрона с K -оболочки в ней образуется незанятое состояние, в которое могут «спуститься» электроны с более высоких оболочек. При таком переходе должен испуститься рентгеновский квант. Это заполнение вакантного места может произойти и с передачей энергии электрону последней оболочки. В этом случае из атома вылетит электрон с энергией, равной разности энергий последней оболочки и K -оболочки.

С K -захватом связана известная аномалия в атомной периодической системе Д. И. Менделеева. Атомный вес естественной смеси изотопов аргона больше атомного веса естественной смеси изотопов следующего за аргоном калия. Это произошло потому, что сравнительно тяжелый изотоп калия ${}_{19}\text{K}^{40}$ из-за своей «нечетно-нечетности» (см. п. 3) является нестабильным. Поэтому большая часть этих изотопов либо путем K -захвата превратилась в аргон ${}_{18}\text{Ar}^{40}$, либо за счет β -распада превратилась в кальций ${}_{20}\text{Ca}^{40}$.

10. При изучении β -распадных процессов было сделано одно из самых фундаментальных физических открытий за последние десятилетия — несохранение четности в слабых взаимодействиях. По своему познавательному значению это открытие далеко выходит за рамки ядерной физики и физики элементарных частиц. Для того чтобы понять сущность и значение этого открытия, представим себе такую научно-фантастическую ситуацию. Допустим, что установлена радиосвязь с разумными жителями некоей планеты, окутанной непрозрачными облаками. Считается, что две достаточно развитые цивилизации, общаясь только по радио, могут установить общий язык и обмениваться любой информацией. Посмотрим теперь, могут ли земные инженеры заказать заранее на этой планете запасные части к своему космическому кораблю. Если общий язык установлен, то в принципе можно указать состав и размеры требуемых частей. Состав можно указывать по номерам элементов в периодической системе Менделеева, а размеры, например, по числу волн кадмиевой красной линии. Но возникает вопрос, как объяснить, что винты

и гайки должны иметь левую нарезку. Размышление над этим вопросом приводит к выводу, что *объяснить, что такое правое и что такое левое, не показывая на какие-либо предметы, видимые обоими собеседниками, не удастся*. Эта неудача не случайна, а является следствием общего закона природы — сохранения четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Согласно этому закону все механические и электрические явления обладают право-левой симметрией, т. е. симметричны относительно замены правого на левое. Для любой установки всегда можно создать установку, являющуюся ее точной зеркальной копией. И эта зеркальная копия будет вести себя точно так же, как исходная установка, если на нее смотреть через зеркало *). Поэтому инопланетные коллеги земных инженеров по объяснению с Земли могут построить как исходную установку, так и зеркально симметричную ей.

Такая ситуация с правым и левым изменилась коренным образом в 1957 г., когда было установлено, что слабые взаимодействия и тем самым β -распадные явления право-левой симметрией не обладают. Впервые это было ясно показано в опыте Ц. Ву, сделанном по предположению Ц. Ли и Ч. Янга, выдвинувших гипотезу о несохранении четности в слабых взаимодействиях (1956). Отбросим многочисленные чисто технические детали этого трудного и сложного опыта и остановимся только на его принципиальной схеме, изображенной на рис. 6.21. Образец, содержащий β -активный изотоп кобальта ${}_{27}\text{Co}^{60}$ (для опыта был выбран этот изотоп, потому что у него велики спин ($J = 5$) и магнитный момент), помещен в магнитное поле H кругового тока. Поле H поляризует ядра ${}_{27}\text{Co}^{60}$, т. е. ориентирует вдоль поля их магнитные моменты. Стрелками на окружности указано направление скоростей электронов внутри проводника. Вся система зеркально симметрична относительно плоскости, в которой расположен круговой ток. Поэтому, казалось

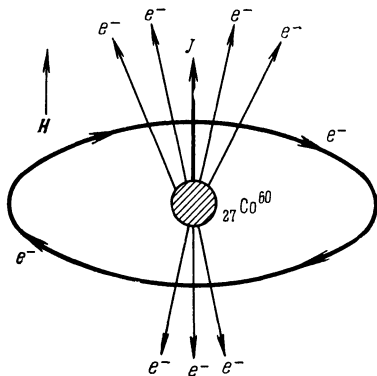


Рис. 6.21. Схема опыта Ву по обнаружению несохранения четности в β -распаде.

*) Может создаться впечатление, что отличить правое от левого можно с помощью магнитного поля. Например, если направить магнитное поле вперед, то на проводник, по которому течет ток снизу вверх, будет действовать сила, направленная влево. Все это так, но остается непонятным, как объяснить, какой полюс магнита северный, а какой южный. Это можно сделать только с помощью кругового тока, направление которого можно объяснить только существом, уже знающему, что такое правое и левое.

бы, и интенсивность излучаемых β -электронов должна быть одинаковой по обе стороны плоскости симметрии. В эксперименте же наблюдалась резкая асимметрия. По одну сторону плоскости испускалось примерно на 40% больше электронов, чем по другую. Тем самым опыт Ву выявляет асимметрию слабых взаимодействий по отношению к отражению в плоскости или, что то же, по отношению к правому и левому. Если инопланетные инженеры воспроизведут опыт Ву, то им уже можно сказать, что правым будет винт, ввертывающийся в ту сторону, где интенсивность β -излучения меньше, если винт крутить по направлению кругового тока. Эта асимметрия относительно правого и левого и есть нарушение закона сохранения четности в слабых взаимодействиях. После опыта Ву оно было подтверждено и в ряде других экспериментов.

Нарушение закона сохранения четности порождает целый ряд вопросов и ведет к некоторым очень общим и непривычным следствиям. Прежде всего, раз в изображенной на рис. 6.21 установке β -электроны испускаются несимметрично относительно плоскости тока, то, значит, и сама установка должна обладать такой асимметрией. Возникает вопрос, что же является носителем этой асимметрии. Крайнее допущение состоит в том, что несимметричным является само пространство. Но предполагать асимметрию пространства вовсе не обязательно. Еще за несколько лет до опыта Ву в статье Г. Вика, А. Уайтмана и Е. Вигнера (1951) было указано, что асимметрией относительно правого и левого могут обладать все заряженные элементарные частицы, так что положительный заряд, если смотреть на него через зеркало, превращается в отрицательный и наоборот. С этой точки зрения человек видит в зеркале не себя, а существо, составленное из античастиц — антипротонов, антинейтронов и позитронов. Зеркальное отражение такого типа Л. Д. Ландау (1957) назвал *комбинированной инверсией*. При таком взгляде на зеркальное отражение опыт Ву объясняется естественно: при отражении в зеркале установка переходит не сама в себя, а в «антиустановку», состоящую из образца антикобальта-60, окруженного позитронным круговым током. Тем самым установка не является зеркально симметричной, так что β -электроны могут вылетать вправо и влево с разными интенсивностями.

Если принять считавшееся незыблемым с 1957 по 1964 г. представление о зеркальном отражении как о комбинированной инверсии, то мы получим, что электрический заряд при отражении меняет знак, т. е. является не скаляром, а псевдоскаляром. Поэтому плотность электрического тока будет уже не истинным (полярным) вектором, а псевдовектором (аксиальным вектором). Точно так же мы будем вынуждены принять, что вопреки установившимся традициям магнитное поле является истинным вектором, а электрическое поле, наоборот, псевдовектором. Легко убедиться, что такая возможность не противоречит уравнениям Максвелла и выражению

для силы Лоренца, т. е. согласуется со всей совокупностью электродинамических явлений. При включении же слабых взаимодействий как раз традиционное толкование заряда как скаляра, электрического поля как полярного вектора и т. д. оказывается правильным лишь приближенно, а трактовка, исходящая из комбинированной инверсии, сохраняет свою силу, точнее, сохраняла до осени 1964 г. О том, что случилось с правым и левым дальше, будет рассказано в гл. VII, § 8.

11. Несохранение четности в β -распаде позволило по-новому ответить на вопрос о том, равна ли масса нейтрино нулю точно.

На вопрос такого рода можно дать утвердительный ответ в отношении фотона. Можно утверждать, что измерения с любой точностью дадут для массы покоя фотона значение нуль. Такое утверждение основано на двух экспериментальных фактах.

а) При малейшем отклонении массы фотона от нуля возникла бы дисперсия электромагнитных волн в пустоте, что размазало бы по небу спектры галактик.

б) Еще более строгий аргумент состоит в том, что если бы масса покоя фотона не равнялась нулю, то электромагнитные волны имели бы три, а не два поляризационных состояния (доказывается теоретически).

Оба эти аргумента не действуют при переходе от фотонов к нейтрино. Поэтому долгое время казалось, что в отношении нейтрино не удастся установить, имеет эта частица точно нулевую или же просто очень малую массу покоя. В конце пятидесятых годов была выдвинута гипотеза двухкомпонентного нейтрино (Ц. Ли и Ч. Янг, Л. Д. Ландау, А. Салам, 1957), согласно которой масса покоя этой частицы строго равна нулю. Поясним эту гипотезу. Допустим, что у какой-то частицы спин направлен точно по импульсу. Если масса покоя такой частицы не нуль, то ее скорость меньше скорости света. При этом в системе координат, движущейся быстрее частицы, импульс изменит свое направление и спин станет направленным не по импульсу, а против него. Поэтому у частицы со спином $\frac{1}{2}$ и ненулевой массой должно быть два различных поляризационных состояния (спин по импульсу и против импульса). Если, однако, масса покоя частицы равна нулю, то знак проекции спина на импульс становится инвариантным (одинаковым во всех движущихся относительно друг друга системах координат). Действительно, частица с нулевой массой движется со скоростью света, так что ее нельзя обогнать. Знак проекции спина на импульс можно изменить с помощью зеркального отражения. В теории двухкомпонентного нейтрино делается возможное только при нулевой массе покоя допущение о том, что при зеркальном отражении нейтрино переходит в антинейтрино. Таким образом, согласно гипотезе двухкомпонентного нейтрино у нейтрино (как и у антинейтрино) имеется только одно поляризационное состояние. Экспериментальные данные указывают

на то, что у нейтрино спин направлен против импульса, а у антинейтрино — по импульсу. Гипотеза двухкомпонентного нейтрино согласуется с имеющейся в настоящее время совокупностью экспериментальных данных.

12. В заключение этого параграфа остановимся на теории β -распадных процессов. Как мы уже говорили в п. 1, β -распад — процесс внутринуклонный, но происходит почти всегда в ядре. Поэтому теория этих процессов естественно разделяется на две существенно различные части: теорию β -распада отдельного нуклона и теорию влияния структуры ядра на распад свободного нуклона. Первая часть входит в состав общей теории слабых взаимодействий. Вторая часть тесно связана с теорией структуры ядра.

Теория β -распада отдельного нуклона строится на основе математического аппарата квантовой теории поля, поскольку с помощью этого аппарата можно описывать процессы рождения и поглощения частиц. В квантовой теории поля, как и в релятивистской квантовой теории, конкретный вид взаимодействия полностью определяется заданием оператора Гамильтона. Этот оператор Гамильтона действует на векторы состояния, которые имеют довольно сложную математическую природу (являются функционалами). Соответствующий математический аппарат очень сложен. Поэтому мы ограничимся описанием результатов. Из условий релятивистской инвариантности для полного, определяющего β -распадные явления оператора Гамильтона получается выражение, состоящее из довольно большого, но конечного числа слагаемых определенного вида с неизвестным численным коэффициентом при каждом слагаемом. Эти численные коэффициенты могут быть определены только из сравнения предсказаний теории с экспериментальными данными. Для этого следует использовать разрешенные переходы, в которых слабо сказывается влияние структуры ядра. Так, если требовать, чтобы разрешенные β -спектры имели форму (6.62) с не зависящим от энергии коэффициентом B , то в β -распадном гамильтониане отбрасываются все слагаемые сравнительно сложного вида и остаются только восемь относительно простых слагаемых (их осталось бы всего четыре, если бы в слабых взаимодействиях сохранялась четность). Нахождение коэффициентов при этих восьми слагаемых оказалось громоздкой задачей, решенной лишь к концу пятидесятых годов на основе большого числа различных экспериментов. Укажем, какого рода эксперименты нужны для решений этой задачи. Отличия, как их называют, различных вариантов β -распада проявляются прежде всего в том, что каждый вариант характеризуется своим отношением числа электронно-antineйтринных (или позитронно-нейтринных) пар, вылетающих с параллельными и антипараллельными спинами. Поэтому существенную информацию о вариантах β -распада дает изучение относительной роли фермиевских и гамов-теллеровских переходов. Информация о вариантах распада может быть получена также из исследования угловой корреляции между вылетом электрона и нейтрино, т. е. углового распределения нейтрино относительно импульса вылетающего электрона. За счет релятивистских поправок это угловое распределение оказывается неизотропным, причем коэффициент анизотропии мал, но различен для разных вариантов распада. Измерения корреляций очень трудны, так как приходится регистрировать по схеме совпадений (см. гл. IX, § 6, п. 3) импульс электрона и очень малый импульс ядра отдачи. Наконец, для однозначного установления варианта β -распада нужны эксперименты типа опыта Ву. После длительных исследований было установлено, что в реальном гамильтониане β -распада остаются только два из всех теоретически возможных слагаемых (эти оставшиеся варианты называются *векторным* и *аксиальным*). Тем самым вся теория β -распада определяется всего лишь двумя опытными константами — коэффициентами при этих двух слагаемых. При этом существенно, что эти две константы определяют не только β -распадные процессы, но и все другие процессы слабых взаимодействий (см. гл. VII, § 8). Сейчас построение теории β -распада нуклонов можно считать в основном законченным. В гл. VII, § 8 мы увидим, что эта теория является частным случаем общей теории

слабых взаимодействий. Одним из интереснейших следствий этой теории является двухкомпонентность нейтрино (см. п. 10).

Вторая часть теории β -распада основывается на известном (из первой части) β -распадном взаимодействии для отдельных нуклонов. Целью этой части является углубление знаний о структуре ядра. Для этой части интересны не разрешенные, а, наоборот, запрещенные переходы и вообще всевозможные отклонения характеристик распадов отдельных ядер от соответствующих характеристик распада свободного нуклона. Например, 0 — 0-переход



характеризуется значительно большей величиной $lg fT_{1/2} = 7,9$, чем разрешенный переход. Довольно сильная (примерно в 10^4 раз) заторможенность β^+ -распада (6.86) вызвана нарушением правила отбора $\Delta T = 0$ по изоспину для разрешенных фермиевских переходов (см. (6.74)): изоспины ядер ${}_{31}\text{Ga}^{66}$ и ${}_{30}\text{Zn}^{66}$ равняются соответственно двум и трем.

По степени заторможенности перехода (6.86) можно определить степень чистоты изоспина в ядрах ${}_{31}\text{Ga}^{66}$ и ${}_{30}\text{Zn}^{66}$. Оказывается, что основным состоянием этих ядер можно приписать указанные выше изоспины с точностью до 10^{-4} .

Методами β -спектроскопии (обычно в соединении с γ -спектроскопией (см. § 6)) были установлены энергии, спины и четности большого количества уровней различных ядер.

§ 5. Радиоактивные ряды и трансурановые элементы

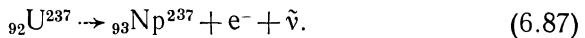
1. Все тяжелые ядра с массовым числом A , превышающим значение 209, нестабильны по отношению к α -распаду за счет возрастания относительной роли кулоновской энергии. Если массовое число ядра намного превышает граничное значение $A = 209$, то это ядро переходит в стабильное путем нескольких последовательных распадов. Однако не все звенья в этой цепи будут α -распадами. Действительно, при каждом α -распаде массовое число A уменьшается на четыре, а атомный номер Z уменьшается на два, так что процент нейтронов в ядре возрастает. Но мы уже знаем (см. § 4), что стабильные относительно β -распада ядра при меньших A должны содержать не больший, а меньший процент нейтронов. Отсюда следует, что стабильное относительно α -распада тяжелое ядро после одного или нескольких последовательных α -распадов станет нестабильным по отношению к β -распаду. Поэтому в цепях распадов, или, как их называют, радиоактивных рядах, процессы α - и β -распадов чередуются друг с другом.

Массовое число A при β -распаде не меняется, а при α -распаде уменьшается на четыре. Поэтому остаток от деления массового числа на четыре одинаков для всех ядер одного и того же ряда. Таким образом, существуют четыре различных радиоактивных ряда. Радиоактивные ряды в настоящее время сами по себе большого интереса для ядерной физики не представляют. Но они имеют большое прикладное значение для ядерной техники, геологии, теории происхождения Земли и смежных с ними наук, поскольку в этих рядах есть изотопы, периоды полураспада которых сравнимы с временем жизни Солнечной системы, имеющим порядок 10^9 лет. Пере-

числим наиболее долгоживущие изотопы и их периоды полураспада для каждого из четырех рядов:

Ряд	Наиболее долгоживущий изотоп	$T_{1/2}$	Ряд	Наиболее долгоживущий изотоп	$T_{1/2}$
$A = 4n$ $A = 4n + 2$	${}_{90}\text{Th}^{232}$ ${}_{92}\text{U}^{238}$	$1,4 \cdot 10^{10}$ лет $4,5 \cdot 10^9$ лет	$A = 4n + 3$ $A = 4n + 1$	${}_{92}\text{U}^{235}$ ${}_{93}\text{Np}^{237}$	$7 \cdot 10^8$ лет $2,2 \cdot 10^6$ лет

Эти четыре изотопа называются начальными для каждого из радиоактивных рядов. Все остальные изотопы в каждом ряду имеют периоды полураспадов существенно меньше, чем у начального изотопа ряда. Поэтому в любом материале, содержащем начальный изотоп ряда, через достаточно большое время установится вековое равновесие (см. § 2, п. 7) этого изотопа со всеми промежуточными продуктами распада. Из сравнения периодов полураспада начальных изотопов рядов с временем жизни Земли видно, что торий в Земле почти весь сохранился, уран ${}_{92}\text{U}^{238}$ распался лишь частично, а уран ${}_{92}\text{U}^{235}$ большей частью распался. Именно поэтому в земной коре очень много тория, а урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ в 140 раз меньше, чем урана ${}_{92}\text{U}^{238}$. Изотоп нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$ за время существования Земли распался практически весь. Поэтому четвертое радиоактивное семейство было исследовано гораздо позднее трех остальных, лишь после того, как техника получения искусственных изотопов достигла достаточно высокого уровня. Уже после освоения его искусственного синтеза изотоп ${}_{93}\text{Np}^{237}$ был обнаружен в ничтожных количествах в урановых рудах. Своим происхождением он обязан реакции ${}_{92}\text{U}^{238}$ (п, 2п) ${}_{92}\text{U}^{237}$ с последующим β^- -распадом:



Необходимые для этой реакции нейтроны получаются в результате действия космических лучей, деления урана и некоторых других причин.

Последовательность распадов в каждом из радиоактивных рядов приведена в табл. 6.3. Радиоактивные ряды сыграли исключительно важную роль на начальном этапе развития ядерной физики, когда все методы изучения ядра были связаны с естественной радиоактивностью изотопов, входящих в первые три ряда. В те годы каждый изотоп получал свое персональное имя. Например, изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$ назывался актиноураном (AcU), изотоп ${}_{90}\text{Th}^{228}$ — радиоторием (RdTh), изотоп ${}_{82}\text{Pb}^{212}$ — торием В (ThV) и т. д. В табл. 6.3 приведены эти до сих пор часто употребляемые обозначения.

2. С 1940 г. началось последовательное изучение трансурановых элементов, т. е. элементов с $Z > 92$.

Т а б л и ц а 6.3. Последовательность радиоактивных превращений в радиоактивных рядах

В скобках даны старые названия радиоактивных изотопов. Указаны типы превращений (α или β) и периоды полураспадов (д — дни; л, г — годы, м — минуты, с — секунды).

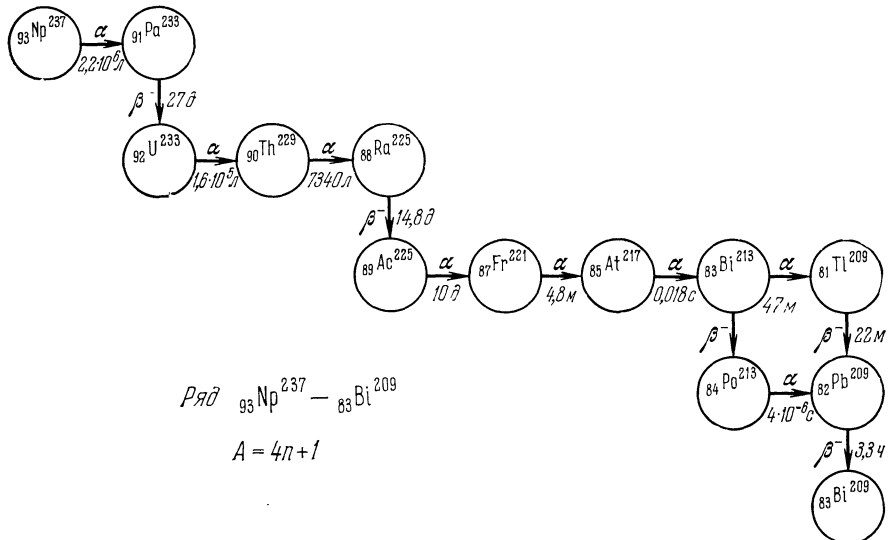
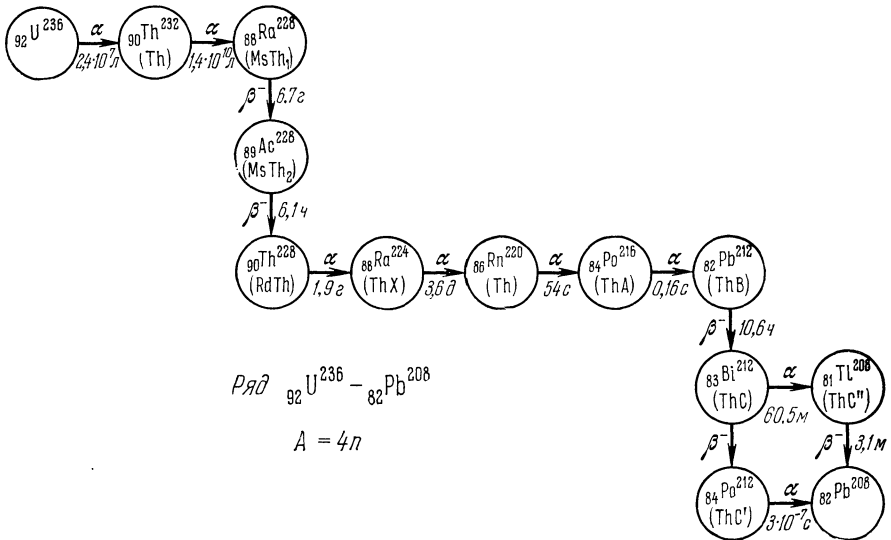
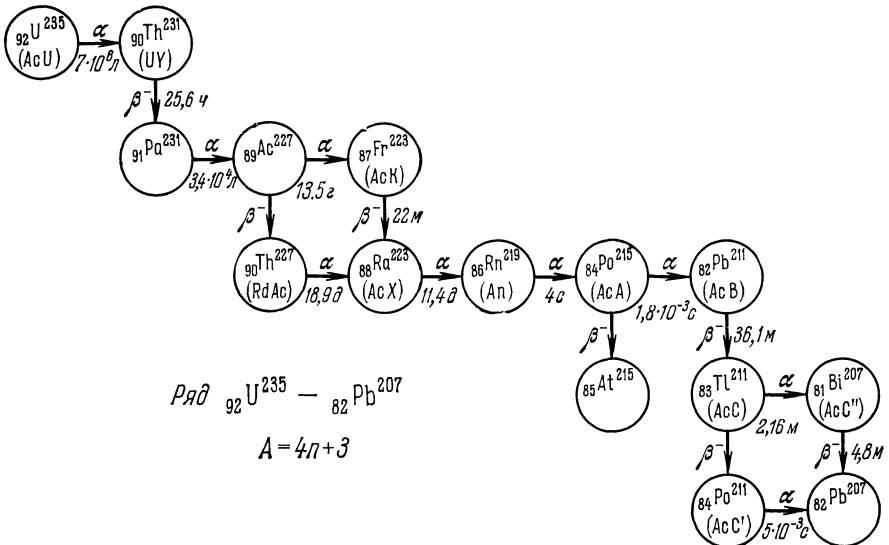
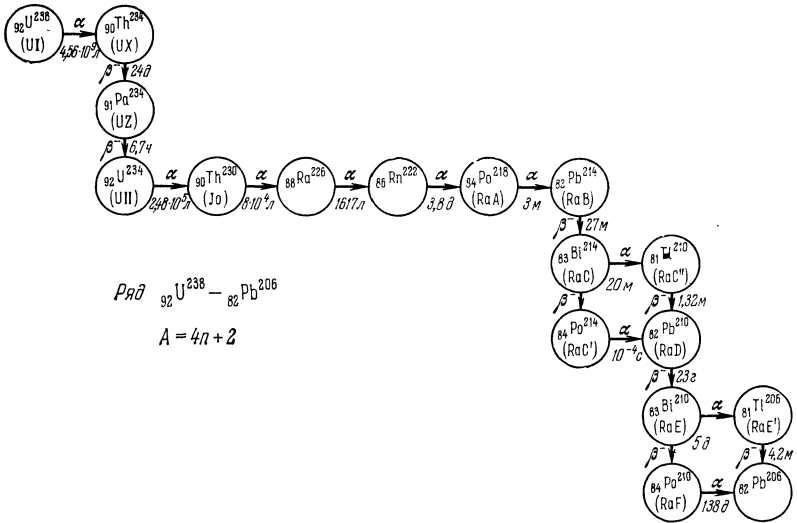


Таблица 6.3 (продолжение)



Первыми были синтезированы (и вскоре получены в больших количествах) элементы с $Z = 93$ (нептуний Np) и $Z = 94$ (плутоний Pu). Далее последовательно были синтезированы изотопы со все большими значениями Z . Эти работы были осуществлены в основном группой американских ученых (Г. Т. Сиборг и др.). Последние из известных на сегодняшний день трансурановых элементов были открыты в лаборатории Г. Н. Флерова в г. Дубне.

Таблица 6.4. Известные в настоящее время трансурановые элементы *)

Наименования и обозначения	Обнаруженные изотопы с массовыми числами A	Наибольший период полураспада (в скобках указано число A соответствующего изотопа)
Нептуний, ${}_{93}\text{Np}$	230—241	$2,2 \cdot 10^6$ лет (237)
Плутоний, ${}_{94}\text{Pu}$	232—246	24 340 лет (239)
Америций, ${}_{95}\text{Am}$	237—246	8 000 лет (243)
Кюрий, ${}_{96}\text{Cm}$	238—249	$1,7 \cdot 10^7$ лет (247)
Берклий, ${}_{97}\text{Bk}$	240—250	10^4 лет (247)
Калифорний, ${}_{98}\text{Cf}$	242—254	800 лет (251)
Эйнштейний, ${}_{99}\text{Es}$	243—255	140 дней (251)
Фермий, ${}_{100}\text{Fm}$	245—257	79 дней (257)
Менделеев, ${}_{101}\text{Md}$	248—258	1,5 часа (256)
Нобелий, ${}_{102}\text{Nb}$	251—259	58 мин (259)
Лоуренсий, ${}_{103}\text{Lr}$	255—260	3 мин (260)
Курчатовий, ${}_{104}\text{Ku}$	258—261	65 с (261)
$Z = 105$	260—262	40 с (262)
$Z = 106$	263	0,9 с
$Z = 107$	261	$2 \cdot 10^{-3}$ с (261)

*) Элементы с $Z = 105—107$ пока не имеют общепринятых названий.

В табл. 6.4 приведен перечень известных в момент ее составления трансурановых элементов с указанием наиболее долгоживущего изотопа и периода его полураспада. Основными процессами распада наиболее тяжелых изотопов являются α -распад и спонтанное деление. Так, у изотопа фермия ${}_{100}\text{Fm}^{256}$ период полураспада по отношению к спонтанному делению равен 2,7 ч, а изотоп курчатовия ${}_{104}\text{Ku}^{260}$ имеет $T_{\text{спонт. дел}} = 0,3$ с. Из последней графы этой таблицы видно, что периоды полураспада изотопов трансурановых элементов в среднем резко падают с увеличением Z . Это уменьшение времени жизни, казалось бы, кладет естественный предел возможности получения новых элементов: при каком-то Z окажется, что все изотопы практически мгновенно распадаются, так что их синтез и исследование станут невозможными. Может быть, однако, что отмеченное уменьшение периода полураспада трансурановых эле-

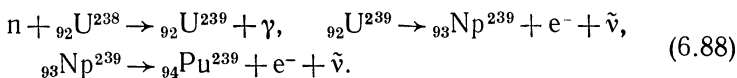
ментов является локальным явлением и при дальнейшем увеличении Z период полураспада ядер будет возрастать, достигая максимума в областях $Z = 110 - 114$ и $Z \approx 126$. Физическая причина такой возможности состоит в том, что при $Z = 110-114$, 126 и $N = 184$ возможно появление заполненных ядерных оболочек (см. гл. III, § 4). Возникающий за счет этого выигрыш в энергии может привести к большим временам жизни ядер 114^{298} , 126^{304} и их соседей. Теоретические расчеты показывают, например, что период полураспада ядра 114^{298} достигает 10^5 лет. Поиски новой области стабильности — «острова стабильности» — атомных ядер ведутся в нескольких лабораториях мира.

Для ряда трансурановых элементов уже известно большое количество изотопов. Например, получено двенадцать различных изотопов эйнштейния ($Z = 99$). Некоторые из трансуранов имеют довольно большие (правда, по сравнению с временем жизни человека, а не с возрастом Земли) периоды полураспада. Так, изотоп кюрия ${}_{96}\text{Cm}^{247}$ имеет период полураспада $1,7 \cdot 10^7$ лет.

Элементы Np , Pu , Am , Cm накоплены сейчас в больших количествах, что позволило, в частности, детально изучить их физические и химические свойства. Элементы Bk и Cf синтезированы в количествах по нескольку сотен микрограммов. Исследование химических свойств этих элементов возможно лишь с помощью специальной микрометодики. Элемент Es удалось синтезировать всего лишь 10^{-8} г. В еще более ничтожных количествах были получены остальные элементы. Так, у элементов с $Z = 101 - 104$ были получены лишь десятки и сотни атомов. Эти элементы удалось синтезировать и выделить лишь благодаря особо чувствительным радиохимическим методам.

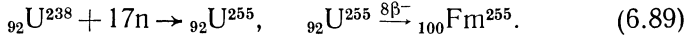
По своим химическим свойствам трансурановые элементы вплоть до лоренсия ($Z = 103$), а также предшествующие им уран ($Z = 92$), протактиний ($Z = 91$), торий ($Z = 90$) и актиний ($Z = 89$) очень близки друг к другу. Все они являются легко окисляющимися (и крайне ядовитыми для человека) металлами. Все они помещаются в одной клетке периодической системы Менделеева и подобно редким землям (лантанидам) составляют одну группу (актиниды). Интересно, что последние из синтезированных трансурановых элементов, начиная с курчатовия ($Z = 104$), в эту группу уже не входят. По своим химическим свойствам курчатовий является аналогом гафния, элемент 105 — тантала и т. д.

3. Получение трансурановых элементов является сложной технической задачей. Основная трудность связана с конкуренцией реакций образования трансуранов и реакции деления, тем более сильной, чем тяжелее изотоп. Первые трансурановые элементы Np и Pu были получены в реакторах с помощью реакций (n, γ) на уране ${}_{92}\text{U}^{238}$ с последующими β^- -распадами:



Получение таким способом более тяжелых трансуранов возможно только при длительном облучении в реакторах с очень мощными потоками нейтронов. Начиная примерно с $Z = 100$, этот метод становится совершенно неэффективным из-за конкуренции с делением. Изотопы эйнштейния ($Z = 99$) и фермия ($Z = 100$) впервые были получены в ядерных взрывах, т. е. путем кратковременного облуче-

ния урана сверхмощным потоком нейтронов. В таких условиях ядро урана может сразу поглотить более десятка нейтронов и затем путем ряда β^- -распадов перейти в трансурановый элемент. Например, фермий может получиться в результате процессов



Другим методом получения далеких трансуранов является бомбардировка разных мишеней мощными (по энергии и интенсивности) потоками α -частиц и тяжелых ионов, например, бомбардировка ядра ${}_{92}\text{U}^{238}$ ионами ксенона ${}_{54}\text{Xe}^{136}$. Для этой цели применяются специальные циклотроны. Именно в циклотроне такого типа в Дубне были синтезированы курчатовий и последующие трансураны.

Помимо чисто научного интереса, изучение трансурановых элементов имеет и большое практическое значение. Изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ уже сейчас является одним из важнейших видов ядерного горючего; Изотоп ${}_{94}\text{Pu}^{238}$ использовался в изотопном источнике тока на американских спутниках. Изотоп калифорния ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ испытывает спонтанное деление с испусканием в среднем четырех нейтронов. Он используется как мощный и портативный источник нейтронов.

§ 6. Гамма-излучение ядер

1. Явление γ -излучения ядер состоит в том, что ядро испускает γ -квант без изменения A и Z . Гамма-излучение возникает за счет энергии возбуждения ядра. Спектр γ -излучения всегда дискретен из-за дискретности ядерных уровней.

Простейший и наиболее часто используемый способ получения γ -активных ядер основан на β -распаде на возбужденные уровни конечного ядра. Особенно интенсивное γ -излучение появляется, когда β -распад в высокой степени запрещен в основное состояние конечного ядра и разрешен в одно из возбужденных состояний. Типичным

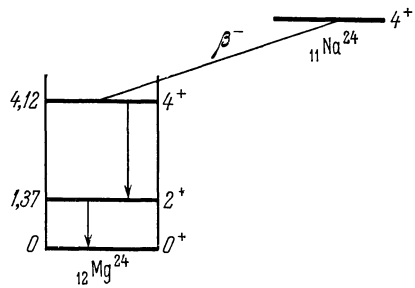


Рис. 6.22. Схема β -распада ядра натрия ${}_{11}\text{Na}^{24}$.

примером такого рода является распад изотопа натрия ${}_{11}\text{Na}^{24}$. Схема этого распада приведена на рис. 6.22. Основной уровень ядра ${}_{11}\text{Na}^{24}$ имеет характеристику 4^+ (т. е. спин, равный четырем, и положительную четность). Путем β^- -распада это ядро переходит в ядро изотопа магния ${}_{12}\text{Mg}^{24}$, основной уровень которого имеет характеристику 0^+ . Поэтому распад на этот уровень является

запрещенным распадом 3-го порядка (см. § 4, п. 4) и практически не идет. Первый возбужденный уровень ядра ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ имеет характеристику 2^+ . Распад на этот уровень также запрещен, хотя и не столь сильно, как на основной. Распад на второй возбужденный уровень, имеющий характеристику 4^+ , является разрешенным. В результате практически 100% β^- -переходов ядра ${}_{11}\text{Na}^{24}$ идут с периодом полураспада $T_{1/2} = 15$ часов на второй возбужденный уровень ядра ${}_{12}\text{Mg}^{24}$. Возбужденное ядро ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ теряет свое возбуждение путем двух последовательных γ -распадов, испуская согласно схеме на рис. 6.22 кванты с энергиями 2,7 и 1,4 МэВ. Если поместить препарат ${}_{11}\text{Na}^{24}$ в стеклянную ампулу, то β^- -излучение будет задерживаться стенками, а γ -излучение будет практически свободно выходить наружу (см. гл. VIII, § 4). Поэтому ампула с ${}_{11}\text{Na}^{24}$ является источником γ -излучения.

Наряду с β^- -распадом на возбужденные состояния существует и ряд других механизмов получения возбужденных, т. е. γ -активных, ядер, например кулоновское возбуждение, реакция (n, p) и т. д.

Гамма-излучение ядер обусловлено взаимодействием отдельных нуклонов ядра с электромагнитным полем. Несмотря на это, в отличие от β^- -распада, γ -излучение — явление не внутринуклонное, а внутриядерное. Изолированный свободный нуклон испустить (или поглотить) γ -квант не может из-за совместного действия законов сохранения энергии и импульса. В то же время внутри ядра нуклон может испустить квант, передав при этом часть импульса другим нуклонам.

Времена жизни γ -активных ядер в среднем значительно меньше времен жизни по отношению к α - и β^- -распадам, так как интенсивность электромагнитных взаимодействий всего лишь на три порядка слабее ядерных. Зависимость времени жизни от энергии перехода у γ -активных ядер менее резкая, чем у β^- -активных, из-за того, что испускается одна, а не две частицы. Поэтому подобные приведенным на схеме рис. 6.22 каскадные переходы из возбужденного состояния ядра в основное являются скорее правилом, чем исключением.

2. Как и во всех видах распадов, времена жизни γ -активных ядер зависят от различия спинов и четностей начального и конечного состояний. Обычно это различие проявляется в том, что испускание частиц низких энергий с большими орбитальными моментами оказывается затрудненным. В применении к испусканию фотонов это общее положение приходится несколько видоизменять, потому что для фотона из-за нулевой массы не существует понятия орбитального момента. Как мы уже говорили в гл. IV, § 11, вместо орбитального момента для фотона вводится понятие мультипольности. Здесь полезно заново прочесть гл. IV, § 11, где классификация γ -квантов по мультипольности рассматривается подробно. Там же вводятся и объясняются обозначения для разных мультиполей.

Испускаемые ядрами γ -кванты обычно имеют энергии от десятков кэВ до нескольких МэВ, т. е. приведенные длины волн

$$\lambda = \frac{c\hbar}{E} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E_{\text{МэВ}}} \text{ см} \quad (6.90)$$

от $2 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-12}$ см. Отношение радиуса ядра R к приведенной длине волны всегда много меньше единицы:

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1. \quad (6.91)$$

Поэтому высшие мультиполи всегда подавлены, и в основном происходят переходы минимальной мультипольности, допустимой законами сохранения момента и четности.

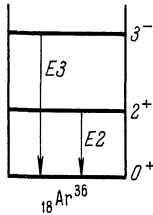


Рис. 6.23. Мультипольные переходы с низших возбужденных состояний ядра аргона $^{36}_{18}\text{Ar}$.

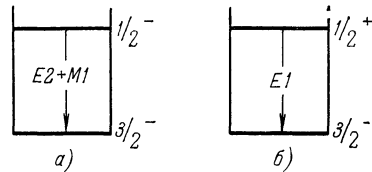


Рис. 6.24. Переходы различной мультипольности при отличных от нуля спинах начального и конечного состояний.

Из теории электромагнитного излучения вытекает, что период полураспада $T_{1/2}$ γ -активного ядра зависит от мультипольности перехода L и длины волны (т. е. в конечном счете от энергии кванта) следующим образом:

для электрических мультипольных переходов EL

$$\frac{1}{T_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2L}, \quad (6.92)$$

а для магнитных мультипольных переходов

$$\frac{1}{T_{1/2}} \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(L+1)}. \quad (6.93)$$

Из (6.90) — (6.93) следует, что зависимость времени жизни от энергии тем резче, чем выше мультипольность, и что переходы высокой мультипольности сильно запрещены. Наиболее разрешенным является электрический дипольный переход. Следующими по разрешенности являются электрический квадруполь и магнитный диполь.

Мультипольность перехода определяется спинами и четностями начального и конечного уровней. Если спин одного из этих уровней равен нулю, то возможен переход лишь одной мультипольности. На рис. 6.23 приведен простейший пример. Если же спины как

начального, так и конечного состояний не равны нулю, то излучение будет состоять из нескольких мультиполей, причем основной вклад будут давать наиболее разрешенные из них. Ограничимся двумя примерами (рис. 6.24). На схеме *a*) вылетающий квант уносит положительную четность и момент, равный либо единице, либо двум (см. (1.31)). Соответственно этому переход будет смесью $E2 + M1$. Кванты обеих мультипольностей будут излучаться примерно с одинаковой интенсивностью, поскольку согласно (6.92), (6.93) степень запрета для каждого из мультиполей одинакова

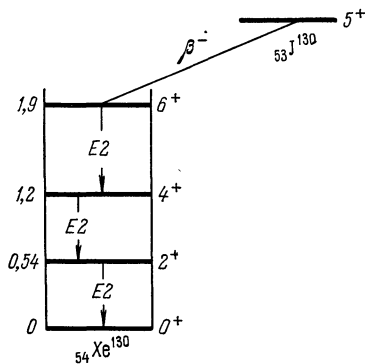


Рис. 6.25. Схема β^- -распада ядра йода ${}_{53}\text{J}^{130}$; энергии уровней — в МэВ.

множитель R/λ входит в одной и той же степени в выражение для периода полураспада). Небольшое (не больше, чем на 1—2 порядка) различие в интенсивностях этих переходов будет определяться деталями структуры ядра. На схеме *b*) суммарное излучение, вообще говоря, будет смесью $E1 + M2$. Однако переход $M2$ сильно запрещен по сравнению с $E1$. Поэтому излучение будет практически целиком электрическим дипольным (т. е. спин ядра при излучении кванта не будет переворачиваться).

Приведем пример конкретного γ -распада. На рис. 6.25 изображена схема β^- -распада изотопа йода ${}_{53}\text{J}^{130}$, идущего с большой вероятностью на третий возбужденный уровень 6^+ изотопа ксенона ${}_{54}\text{Xe}^{130}$. Состояние 6^+ может перейти в основное очень большим числом способов, начиная от непосредственного перехода с испусканием $E6$ -кванта и кончая различными каскадами, например, типа

$$6^+ \xrightarrow{M7} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+. \quad (6.94)$$

Наиболее вероятным, однако, будет переход, сопровождающийся испусканием (неважно, какого числа) квантов минимально возможных мультипольностей. Отсюда сразу получается, что наиболее вероятным (и практически единственно идущим) будет каскад $E2$ переходов

$$6^+ \xrightarrow{E2} 4^+ \xrightarrow{E2} 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+. \quad (6.95)$$

Времена жизни γ -активных ядер в среднем невелики и обычно имеют порядок 10^{-7} — 10^{-11} с.

3. В редких случаях при сочетании высокой степени запрета с малой энергией перехода могут наблюдаться γ -активные ядра с временами жизни макроскопического порядка (до нескольких

часов, а иногда и больше). Такие долгоживущие возбужденные состояния ядер называются *изомерами*. Явление изомерии было открыто О. Ганом (1921) у изотопа ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ радиоактивного ряда $4n + 2$ и И. В. Курчатовым и др. (1935) у искусственно полученного изотопа ${}_{35}\text{Br}^{80}$. Характерным примером изомера может служить изотоп индия ${}_{49}\text{In}^{115}$, схема низших уровней которого приведена на рис. 6.26. Основное состояние ${}_{49}\text{In}^{115}$ имеет характеристику $9/2^+$. Первый возбужденный уровень имеет небольшую энергию, равную 335 кэВ, и характеристику $1/2^-$. Поэтому переход между этими состояниями осуществляется лишь посредством испускания 2^4 -польного магнитного кванта. Этот переход настолько сильно запрещен, что время жизни возбужденного уровня оказывается равным 14,4 часа.

Можно предсказать, в каких областях значений A и Z следует ожидать наличия изомерных состояний. Из соотношений (6.92), (6.93) следует, что изомерный уровень должен, во-первых, иметь спин, сильно отличающийся от спинов уровней, лежащих ниже, и, во-вторых, иметь низкую энергию возбуждения. Поэтому изомерные состояния следует ожидать там, где оболочечные уровни, близкие друг другу по энергии, сильно различаются значениями спинов. Именно в этих областях и находятся так называемые «острова изомерии» в таблице ядер.

Так, наличие изомера у приведенного выше изотопа ${}_{49}\text{In}^{115}$ обусловлено тем, что в нем не хватает одного протона до замкнутой оболочки $Z = 50$ (см. рис. 3.8), т. е. имеется одна протонная «дырка». В основном состоянии эта дырка находится в состоянии $2p_{1/2}$, а в возбужденном — в состоянии $1g_{9/2}$. Такая ситуация типична. Острова изомерии расположены непосредственно перед магическими числами 50, 82, 126 со стороны *меньших* Z и N . Так, изомерными состояниями обладают ядра ${}_{37}\text{Rb}^{86}$ ($N = 49$), ${}_{52}\text{Te}^{131}$ ($N = 79$, близко к 82), ${}_{80}\text{Hg}^{199}$ ($Z = 80$, близко к 82) и т. д. Как правило, изомерное состояние относится к первому возбужденному уровню ядра.

Отметим, что, наряду с рассмотренными, существуют и другие причины подавления радиационного распада изомера. Например, существование изомера с энергией 1,04 МэВ у кюрия ${}_{96}\text{Cm}^{244}$ уже нельзя объяснить просто различием моментов количества движения: изомер имеет характеристику 6^+ , и от него к основному состоянию спускается лестница уровней 8^+ , 6^+ , 4^+ , 2^+ основной вращательной полосы. В этом случае радиационный распад изомера запрещен *правилами отбора по проекции K спина* на ось симметрии ядра: у изомера $K = 6$, а у состояний основной вращательной полосы $K = 0$.

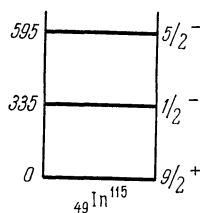


Рис. 6.26. Схема уровней ядра индия ${}_{49}\text{In}^{115}$; энергии уровней — в кэВ.

С другим случаем структурного запрета радиационных переходов мы встретимся при рассмотрении делящихся изомеров (гл. X, § 3, п. 9).

4. Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -кванта, но и посредством передачи энергии возбуждения одному из электронов атомной оболочки. Такой процесс носит название *внутренней конверсии*. Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с γ -излучением.

Рассмотрим теперь, что непосредственно наблюдается при внутренней конверсии, чтобы понять, как ее различить на фоне других процессов. В процессе внутренней конверсии испускается электрон, энергия которого E_e равна энергии E ядерного

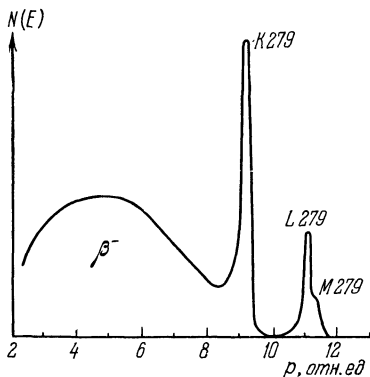


Рис. 6.27. β -спектр радиоактивного ядра ртути.

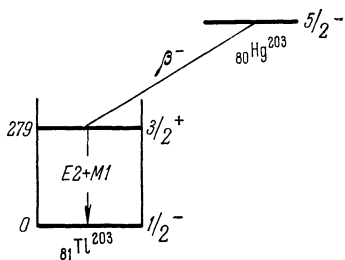


Рис. 6.28. Схема β -распада ядра ртути ${}_{80}\text{Hg}^{203}$; энергии — в кэВ.

возбуждения, уменьшенной на энергию ϵ связи электрона в атомной оболочке:

$$E_e = E - \epsilon. \quad (6.96)$$

Моноэнергетичность вылетающих при внутренней конверсии электронов позволяет отличить их от β -распадных электронов, спектр которых непрерывен. Например, спектр электронов, вылетающих из образца, содержащего β^- -активный изотоп ртути ${}_{80}\text{Hg}^{203}$, имеет форму, приведенную на рис. 6.27. Схема этого распада приведена на рис. 6.28. Из этой схемы видно, что узкие пики в β -спектре соответствуют энергии возбужденного уровня конечного ядра таллия ${}_{81}\text{Tl}^{203}$. Отсюда следует, что пики являются конверсионными, а наличие нескольких близких пиков соответствует выбиванию электронов из различных электронных оболочек. Кстати, по расстоянию между этими пиками можно определить, на каком именно элементе происходит конверсия. Помимо конверсионных электронов, при внутренней конверсии можно наблюдать еще и рентгеновские кванты, возникающие при падении одного из наружных электронов

на уровень K - или L -оболочки, освобожденный вылетевшим электроном.

Перейдем к механизму явления внутренней конверсии. Ядро испускает γ -квант, который тут же поглощается электроном атомной оболочки, получающим всю энергию кванта. Интересная особенность этого процесса состоит в том, что он в основном происходит за счет виртуальных, а не реальных квантов. Виртуальным называется квант, у которого нарушено правильное соотношение между энергией E и импульсом k , т. е. у которого $E \neq ck$. Возможность существования таких квантов допускается соотношением неопределенностей; такие кванты могут существовать, но лишь короткое время и на небольших расстояниях от их источника (см. гл. VII, § 5). Возникает вопрос, как отличить, являются ли кванты, ответственные за внутреннюю конверсию, виртуальными или реальными, поскольку энергия и импульс этого кванта не измеряются. Отличие проявится в том, что если внутренняя конверсия происходит только за счет виртуальных квантов, то интенсивность ядерного γ -излучения не изменится после того, как ядра лишатся своих электронов. Другими словами, внутренняя конверсия через виртуальные кванты — процесс, не конкурирующий с γ -распадом, а параллельный ему. Технически наблюдение γ -излучения ядер, полностью лишенных электронов, очень сложно и никем не проводилось. Однако теоретические расчеты процесса внутренней конверсии не содержат никаких подгоночных параметров и настолько хорошо согласуются с экспериментальными данными, что сейчас нет никаких сомнений в том, что в механизме внутренней конверсии принимают участие виртуальные кванты.

Роль виртуальных квантов особенно ярко проявляется в $0-0$ -переходах. Явление $0-0$ -перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин 0 . Такая ситуация имеет место, например, в ядре ${}_{32}\text{Ge}^{72}$, у которого основной и первый возбужденный уровни имеют характеристики 0^+ , как это указано на схеме рис. 6.29. Если ядро возбуждено на первый уровень, то оно не может потерять свое возбуждение путем испускания γ -кванта, так как мультиполя $E0$ с нулевым моментом не существует (см. гл. IV, § 11). Но оказывается, что виртуальный $E0$ -квант с нулевым моментом и положительной четностью может существовать. И этот квант действительно обеспечивает снятие возбуждения ядра путем внутренней конверсии. Такая конверсия и называется $0-0$ -переходом.

Интенсивность внутренней конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии α_k , равным отношению вероят-

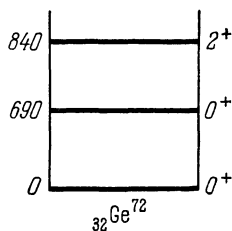


Рис. 6.29. Схема уровней ядра германия ${}_{32}\text{Ge}^{72}$; энергии — в кэВ.

ности ω_e испускания конверсионного электрона к вероятности ω_γ испускания γ -кванта:

$$\alpha_k = \omega_e / \omega_\gamma. \quad (6.97)$$

Существующие методы позволяют измерять эти коэффициенты в пределах $10^{-4} < \alpha_k < 10^2$. Величина α_k резко возрастает с увеличением мультипольности перехода. С увеличением энергии перехода величина α_k падает. При очень низких энергиях перехода внутренняя конверсия на K -оболочке для очень тяжелых ядер нередко оказывается запрещенной энергетически.

Если энергия E возбуждения ядра превышает энергию, соответствующую удвоенной массе электрона,

$$E > 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ},$$

то становится возможным процесс *парной конверсии*, при котором ядро теряет свое возбуждение, испуская электрон и позитрон. Механизм этого процесса следующий. Ядро испускает виртуальный (здесь только виртуальный) γ -квант, который затем превращается в электронно-позитронную пару. Очевидно, что парная конверсия никак не связана с атомной электронной оболочкой и может происходить и на ядре, лишенном атомных электронов. Подобно внутренней парной конверсии количественно характеризуется *коэффициентом парной конверсии* α_π :

$$\alpha_\pi = \omega_\pi / \omega_\gamma, \quad (6.98)$$

где ω_π — вероятность испускания электронно-позитронной пары. Относительная роль парной конверсии растет при увеличении энергии перехода. Например, 0—0-переход в ядре кислорода ${}^8\text{O}^{16}$ в основном идет за счет парной конверсии. Энергия этого перехода равна 6,06 МэВ.

5. Одним из наиболее эффективных методов определения характеристик нестабильных уровней является измерение *угловых корреляций* при каскадном испускании ядром γ -квантов. Угловой корреляцией называется угловое распределение $N(\vartheta)$ импульса одного каскадного кванта относительно другого (обычно предшествующего первому). Таким образом, в корреляционном опыте необходимо регистрировать по схеме совпадений (см. гл. IX, § 6) два кванта, последовательно вылетающих из одного и того же ядра под различными относительными углами между их импульсами. Техника таких измерений сейчас разработана достаточно детально. Появление нетривиальной корреляционной зависимости связано с тем известным из теории электромагнитного излучения обстоятельством, что проекция m полного момента γ -кванта на его импульс может принимать (разумеется, в единицах \hbar) только значения $m = \pm 1$. Значение $m = 0$ исключено условием поперечности электромагнитных волн. Поэтому, если, например, ядро на уровне с мо-

ментом нуль испустило γ -квант, вылетевший в определенном направлении, т. е. зарегистрированный в этом направлении счетчиком, то проекция спина ядра в новом, более низком энергетическом состоянии на это направление может иметь значения только ± 1 , но не нуль. А это означает, что ядро уже ориентировано в пространстве не совсем хаотически. Поэтому и каскадные кванты могут вылетать из него с разной интенсивностью в разные стороны. Угловая корреляция существенно зависит от моментов последовательно распадающихся состояний. По виду угловой корреляции можно судить о типе испускаемых квантов и тем самым о спинах распадающихся состояний. Угловая корреляция не зависит от четности квантов. Для примера на рис. 6.30 приведены схема распада и график $N(\theta)$ угловой корреляции для распада второго возбужденного состояния изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$. Кривая на графике рассчитана теоретически в предположении, что спины уровней соответствуют значениям, приведенным на схеме распада. Хорошее соответствие теоретической кривой экспериментальным точкам свидетельствует о правильной идентификации спинов уровней. Для наблюдения корреляции промежуточное состояние должно быть достаточно короткоживущим. Это необходимо для того, чтобы ядро не успело утратить свою ориентацию вследствие различных релаксационных процессов.

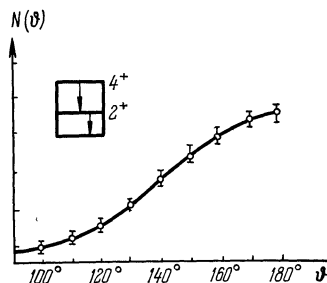


Рис. 6.30. Функция $N(\theta)$ для распада ядра ${}_{28}\text{Ni}^{60}$.

Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая рассчитана в предположении двух $E2$ -переходов.

С помощью корреляционных экспериментов удалось измерить магнитные моменты возбужденных состояний некоторых ядер. Идея этих экспериментов состоит в том, что в промежутке между двумя каскадными переходами спин возбужденного ядра «опрокидывался» резонансным высокочастотным полем (ср. гл. II, § 5). В частности, этим методом был измерен магнитный момент первого возбужденного уровня $5/2^+$ ядра кадмия ${}_{48}\text{Cd}^{111}$, оказавшийся равным $-0,78$. Наряду с γ - γ измеряются β - γ -корреляции, α - γ -корреляции, корреляции спинов и т. д.

Корреляционные измерения являются главными в ядерной спектроскопии — разделе ядерной физики, изучающем характеристики ядерных уровней посредством исследования радиоактивных распадов.

6. В 1958 г. в физике γ -излучения было сделано интересное открытие, получившее по имени автора название *эффект Мёссбауэра*. Этот эффект является ядерным аналогом резонансной флуо-

ресценции и состоит в том, что если одно ядро испускает γ -квант, то другое такое же ядро с большой вероятностью (процесс резонансный) этот квант поглощает. До 1958 г. наблюдение резонансного поглощения γ -квантов ядрами считалось невозможным по следующим соображениям: при вылете фотона ядро получает импульс отдачи p , равный по абсолютной величине импульсу фотона. Соответственно ядро приобретает кинетическую энергию $p^2/2M$, где M — масса ядра. Поэтому энергия cp вылетающего фотона не точно равна энергии перехода E (т. е. разности уровней ядра), а связана с ней соотношением

$$E = cp + \frac{p^2}{2M}, \quad (6.99)$$

учитывающим, что энергия перехода делится между фотоном и ядром отдачи. Из (6.99) видно, что энергия отдачи ΔE с хорошей точностью определяется формулой

$$\Delta E = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2}. \quad (6.100)$$

Резонансное поглощение может иметь место только тогда, когда энергия отдачи меньше ширины линии Γ :

$$\Delta E < \Gamma. \quad (6.101)$$

Для обычной оптической резонансной флуоресценции это условие прекрасно соблюдается. Но для ядерного излучения условие (6.101) нарушается, причем очень сильно, из-за того, что ΔE квадратично растет с энергией кванта, а энергии ядерных γ -квантов на несколько порядков больше энергий оптических фотонов. Например, первый возбужденный уровень изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ имеет энергию 14 кэВ, а время его жизни τ имеет порядок 10^{-7} с, так что ширина уровня

$$\Gamma = \hbar/\tau = 10^{-8} \text{ эВ}.$$

Энергия же отдачи при излучении с этого уровня равна согласно (6.100)

$$\Delta E \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \approx 10^{-3} \text{ эВ}, \quad (6.102)$$

т. е. на пять порядков больше ширины уровня. Казалось бы, никакое резонансное поглощение в таких условиях невозможно. И действительно, на свободных ядрах резонансное поглощение не идет. По законам классической механики при переходе от свободных ядер к твердому телу — кристаллу — ситуация не изменится. Под влиянием сил кристаллических связей эффект отдачи смягчится, но далеко не настолько, чтобы сделать возможным резонанс. Однако амплитуда отдачи столь мала, что необходимо не классическое, а квантовое рассмотрение. Основная идея Мёссбауэра состояла в том, что в квантовой механике эффект кристаллической связи проявляется не так, как в классической механике, а статистическим образом. Влияние кристаллической решетки мало в среднем. В боль-

шинстве случаев ядра испытывают полную отдачу, а в небольшом проценте случаев идут переходы без отдачи, в которых импульс фотона принимает на себя не отдельное ядро, а кристалл в целом. При таких переходах без отдачи и происходит резонансное поглощение. Возможность наблюдения такого поглощения зависит прежде

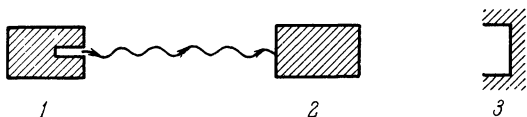


Рис. 6.31. Схема эксперимента для наблюдений эффекта Мёссбауэра.

1 — источник γ -квантов, 2 — поглотитель, который может двигаться относительно источника, 3 — детектор γ -квантов.

всего от того, какой процент переходов происходит без отдачи. Величина этого процента определяется многими факторами, не все из которых поняты до конца. Условия для переходов без отдачи тем благоприятнее, чем ниже энергия перехода и чем ниже температура кристалла. Для некоторых изотопов вполне заметный эффект удастся наблюдать даже при комнатных температурах. Но чаще требуется глубокое охлаждение образца.

На рис. 6.31 изображена принципиальная схема наблюдения эффекта Мёссбауэра. Источник 1 резонансного излучения движется с малой постоянной скоростью в направлении поглотителя 2 (или обратно). За поглотителем расположен счетчик 3. Измеряется зависимость скорости счета счетчика от скорости источника. Если скорость источника достаточно велика, то линия испускания сдвигается благодаря эффекту Доплера, так что резонансного поглощения нет. При уменьшении скорости доплеровский сдвиг уменьшается и линия испускания начинает приближаться к линии поглощения.

Когда эти линии пересекутся, начнется интенсивное резонансное поглощение. В результате скорость счета резко падает, как это изображено на графике (рис. 6.32). Таким образом, плавно меняя скорость, можно измерить положение и ширину мёссбауэровской линии (или линий, если их несколько).

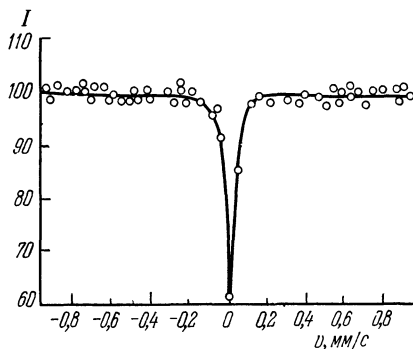


Рис. 6.32. Зависимость поглощения мёссбауэровской линии от скорости источника.

Источник — ядро Co^{57} ($\text{Co}^{57} \rightarrow \text{Fe}^{57*}$; К-захват); поглотитель — соль $\text{K}_3\text{Fe}^{57}(\text{CN})_6$ при $T = 297$ К. По вертикальной оси отложена интенсивность I прошедшего через поглотитель излучения.

Подсчитаем теперь, с какой скоростью должно двигаться ядро, чтобы выйти из резонанса за счет эффекта Допплера. Для этого надо приравнять ширине уровня Γ приращение энергии фотона, возникающее при переходе к системе координат, движущейся со скоростью v . Это приращение равно (при малом v)

$$\Delta E = vE/c. \quad (6.103)$$

Положив теперь в (6.103) $\Delta E = \Gamma$, получим для скорости оценку

$$v = c\Gamma/E. \quad (6.104)$$

Величина Γ/E для низколежащих ядерных уровней очень мала. Поэтому малые значения получаются и для скоростей. Например, для уже упоминавшегося выше изотопа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ скорость v получается равной $1,3 \cdot 10^{-2}$ см/с. Для более короткоживущих изотопов получаются скорости порядка сантиметров в секунду. Такие скорости счета в лабораторных условиях легко осуществлять и измерять механически.

Эффект Мёссбауэра интересен и уникален тем, что с его помощью измерение энергии можно производить с колоссальной относительной точностью (до 15—17 порядков). Такая рекордная точность позволила, например, измерить столь тонкий эффект, как зависимость энергии (т. е. частоты) фотона от высоты источника за счет силы тяжести. Оценим порядок этого изменения. Если источник находится на H метров ниже поглотителя, то резонансные линии источника и поглотителя будут смещены относительно друг друга на потенциальную энергию U фотона в поле силы тяжести. Эта потенциальная энергия определяется формулой

$$U = gHE/c^2, \quad (6.105)$$

где g — ускорение свободного падения, E/c^2 — масса (полная, не масса покоя) фотона. Относительное изменение энергии равно

$$U/E = gH/c^2. \quad (6.106)$$

При $H = 30$ м это отношение равно $3 \cdot 10^{-15}$, т. е. доступно измерению с помощью эффекта Мёссбауэра. Такие измерения действительно были проделаны с изотопом ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ и дали согласие с только что приведенным расчетом.

7. Интересный опыт с использованием эффекта Мёссбауэра был проведен Ц. С. Ву. В этом опыте изучалось излучение, возникающее при каскадном распаде второго возбужденного уровня ядра ${}_{26}\text{Fe}^{57}$. Схема уровней этого ядра приведена на рис. 6.33. Периоды полураспадов для второго и первого возбужденного уровней равны соответственно $8,9 \cdot 10^{-9}$ и $1,0 \cdot 10^{-7}$ с. Тем самым первый возбужденный уровень имеет ширину $0,66 \cdot 10^{-8}$ эВ. В опыте оба каскадных γ -кванта регистрировались по схеме запаздывающих совпадений, причем отбирались только такие распады, в которых разность между временами вылета первого и второго квантов не превышала некоторого фиксированного времени задержки τ . Оказалось, что ширина линии для второго распада зависит от величины времени задержки.

В пределе при $\tau = \infty$ получалась обычная естественная ширина, а в остальных случаях — большая. Другими словами, в этом опыте Ву продемонстрирован процесс становления резонансной линии во времени в соответствии с соотношением неопределенностей время-энергия.

8. Мы уже не раз подчеркивали, что процессы, происходящие в атомных оболочках, оказывают ничтожное влияние на внутриядерные явления. С помощью эффекта Мёссбауэра это влияние удастся обнаружить. Линии мёссбауэровских спектров заметно сдвигаются и меняются по ширине при переходе от одного химического соединения к другому, при изменении структуры кристаллической решетки, при изменении температуры, при наложении механических напряжений и т. д. Поэтому эффект Мёссбауэра сейчас широко используется в исследованиях по физике твердого тела. Например, он оказался незаменимым для изучения фазовых переходов второго рода, при которых не меняется плотность, но меняется структура решетки.

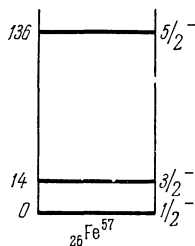


Рис. 6.33. Схема уровней ядра железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$. Энергии — в кэВ.

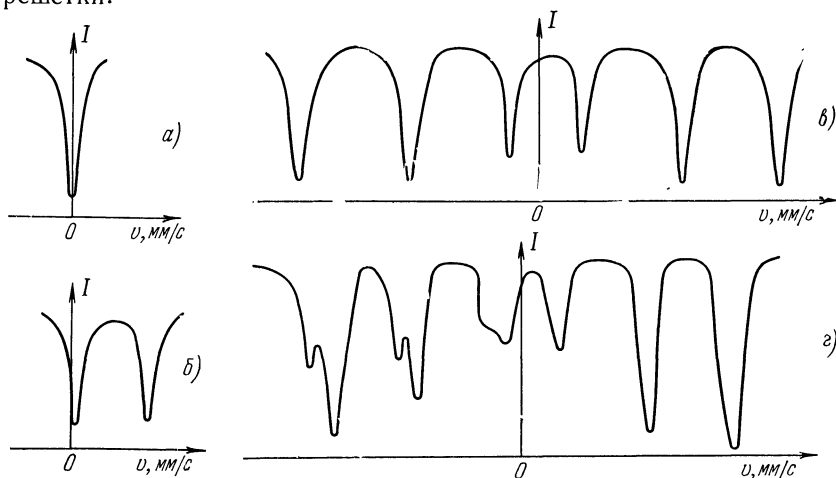


Рис. 6.34. Мёссбауэровские спектры железосодержащих соединений, обладающих различной кристаллической структурой.

По вертикальной оси отложена интенсивность прошедшей через поглотитель 14-килоэлектронвольтовой линии изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$, по горизонтальной оси — скорость относительного движения источника и поглотителя в мм/с. Спектр: а) нержавеющей стали, б) сидерита (FeCO_3), в) гематита (Fe_2O_3), г) магнетита ($\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{FeO}$).

Влияние кристаллической структуры на мёссбауэровское излучение хорошо видно на рис. 6.34, где приведены мёссбауэровские спектры изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{57}$, снятые на различных железосодер-

жащих образцах. На нержавеющей стали получается одиночная линия. На соединении FeCO_3 эта линия раздваивается за счет действия градиента электрического поля. На окиси железа Fe_2O_3 получается уже шесть линий за счет расщепления внутренним магнитным полем. Еще большее количество линий имеет спектр магнетита Fe_3O_4 . Здесь сказывается то, что в магнетите для атомов железа в решетке имеются два неэквивалентных положения. Грубо говоря, магнетит представляет собой комбинацию решеток Fe_2O_3 и FeO , вставленных друг в друга. Соответственно и мёссбауэровский спектр магнетита состоит из двух наложенных друг на друга спектров Fe_2O_3 и FeO . Наконец, спектр нержавеющей стали расщепляется при наклепе, т. е. при изменении внутренней структуры, вызванной пластической деформацией.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

§ 1. Главное об элементарных частицах

1. Физика элементарных частиц занимает особое место не только в ядерной физике и даже не только в физике вообще, но и в науке в целом. Эта выделенность состоит в том, что в других областях физики, таких как физика плазмы, физика твердого тела, ядерная спектроскопия и т. д., основные фундаментальные законы уже установлены. Это не значит, конечно, что развитие этих наук приблизилось к завершению. Напротив, в этих областях открывается большое количество новых и интересных явлений, находящихся в важных технических приложениях: полупроводники, лазеры, эффект Мёссбауэра и др. В физике элементарных частиц изучаются явления, фундаментальные законы которых не установлены.

Работа в этой области в какой-то мере подобна мероприятию Колумба, который, не имея понятия о карте мира, руководствовался гипотезой о том, что плывет в Индию. И хотя в Индию он не попал, но совершил важное открытие. Таким же движением наощупь в неизведанную область является развитие физики элементарных частиц. Аналогия с Колумбом есть также в том, что Колумб пытался понять, что происходит на расстояниях, на которые его современники проникать не отваживались. Точно так же главной целью физики элементарных частиц является изучение свойств вещества на сверхмалых расстояниях, в течение сверхмалых промежутков времени и при сверхвысоких концентрациях энергии.

Малые расстояния и большие концентрации энергии тесно связаны соотношениями неопределенностей координата-импульс и энергия-время (см. гл. I, § 3, п. 3). В ультрарелятивистской области для всех частиц энергия пропорциональна импульсу, $E = cp$, и соотношение неопределенностей принимает вид

$$\Delta E \cdot \Delta x \geq \hbar c / 2,$$

так что

$$\Delta E \geq 10^{-14} / \Delta x, \tag{7.1}$$

где ΔE выражено в ГэВ, а Δx — в см. Этим соотношением определяется, какая энергия необходима для достижения расстояний определенного порядка малости. Таким образом, для проникновения на расстояния 10^{-14} см и меньше нужны частицы с энергией, большей 1 ГэВ.

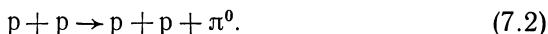
Изучаемые в физике элементарных частиц процессы сейчас почти не имеют каких-либо технических применений. Более того, при существующем уровне знаний неясны даже возможные принципы использования этих процессов в ближайшем будущем. Однако человечество на своем опыте уже не раз убеждалось, что фундаментальные исследования необходимы как для гармоничности развития науки в целом, так и для создания задела для развития принципиально новой техники.

В этом параграфе мы рассмотрим главные и наиболее общие свойства элементарных частиц, а в следующих параграфах перейдем к более детальному изложению.

2. Пожалуй, самым главным свойством элементарных частиц надо считать их способность рождаться при столкновениях других частиц. Возможность рождения новых частиц — релятивистский эффект, обусловленный соотношением Эйнштейна (1.4):

$$E_{\text{рел}} = Mc^2.$$

Согласно этому соотношению в баланс энергии при столкновении входят как кинетическая энергия сталкивающихся частиц, так и энергия, соответствующая их массам покоя. При столкновениях эти энергии могут переходить друг в друга. Так, два протона с кинетическими энергиями, превышающими энергию 150 МэВ, соответствующую массе покоя пиона, столкнешься, могут породить пион:



Конечно, не все реакции рождения частиц возможны даже при достаточно большой кинетической энергии столкновения. Многие из них запрещены законом сохранения электрического заряда и другими законами сохранения, подробно рассматриваемыми в следующих параграфах. Несмотря на это, можно утверждать, что при достаточно высокой энергии любого столкновения возможно рождение каких угодно частиц. Например, из-за сохранения электрического и барионного (см. гл. II, § 2, а также § 2 этой главы) зарядов при столкновении двух протонов не может родиться третий протон. Но у протона есть двойник — антипротон \bar{p} , у которого оба заряда равны по абсолютной величине и противоположны по знаку зарядам протона. Поэтому рождение пары протон — антипротон законами сохранения зарядов не запрещено. Как образно выразился Д. И. Блохинцев, при столкновении протон — протон может породиться хоть вся Вселенная, была бы достаточно велика энергия столкновения.

3. Из симметрии законов микромира относительно направления течения времени (см. гл. IV, § 3) следует, что если частицы могут рождаться, то они могут и поглощаться, т. е. исчезать при столкновениях. Более того, в одном и том же столкновении может иметь место комбинация поглощений и рождений, т. е., другими словами, взаимопревращение одних частиц в другие. Например, γ -квант и

протон, столкнувшись, могут превратиться в две совершенно другие частицы — положительный пион и нейтрон:



В последующих параграфах (§§ 3—5) мы встретимся с многочисленными примерами различных взаимопревращений элементарных частиц.

4. Существование процессов рождения и поглощения элементарных частиц приводит к тому, что для них в значительной мере теряет смысл понятие «состоит из».

Поясним это обстоятельство подробнее, так как с ним тесно связан вызывающий много споров вопрос об определении понятия элементарности частицы. В макроскопическом мире мы просто видим, что дом состоит из кирпичей. Структуру и составные части микрообъектов непосредственно наблюдать нельзя. Тем не менее мы считаем, что в состав атомов входят электроны, а в состав ядер — протоны и нейтроны, потому что все эти частицы выбиваются из атомов и ядер при бомбардировке последних пучками γ -квантов и других частиц. Но если при столкновении может происходить не только развал сложной частицы на составные части, но и рождение, а также поглощение частиц, то уже непонятно, как отличить частицу, входившую в состав сложной, от вновь родившейся, поскольку прибору все равно, какую частицу он регистрирует.

Тем не менее можно привести экспериментально проверяемый критерий, по которому элементарные частицы отличаются от остальных. Для этого надо учесть, что само понятие частицы существует, лишь пока эта частица свободна или по крайней мере слабо связана, так что ее энергия связи намного меньше энергии, соответствующей массе покоя. Фраза «частица X состоит из частиц X_1, X_2, \dots, X_n » может иметь четкий смысл лишь при одновременном соблюдении двух условий:

а) частица X может быть раздроблена на частицы X_1, X_2, \dots, X_n при каких-либо столкновениях;

б) энергия связи $E_{i\text{св}}$ любой частицы X_i намного меньше ее энергии покоя $M_i c^2$:

$$E_{i\text{св}} \ll M_i c^2. \quad (7.4)$$

Только при соблюдении обоих этих условий существует область энергий столкновений $M_i c^2 > E > E_{i\text{св}}$, в которой уже происходит раздробление составных частиц, но еще не происходит рождение частиц-составляющих.

Теперь мы можем дать определение элементарной частицы: *микрочастица называется элементарной, если для нее не соблюдается хотя бы одно из условий а), б).* Все остальные частицы называются составными. Следует подчеркнуть, что выполнение сформулированных выше условий элементарности вовсе не означает, что элементарные частицы не имеют внутренней структуры, т. е. ни в каком смысле ни из чего не «состоят».

В § 7 мы убедимся, что у большинства элементарных частиц экспериментально обнаруживается сложная внутренняя структура.

Тем самым и элементарные частицы состоят из каких-то «частей», но уже не в том смысле, в каком ядра состоят из нуклонов.

Например, на интуитивном уровне представляется возможным существование составных систем с релятивистскими энергиями связи, когда масса M составной системы намного меньше массы каждой из составляющих («муха», состоящая из «слонов»). Гипотезы такого рода неоднократно выдвигались и обсуждались. Так, еще в 1949 г. Э. Ферми и С. Н. Янг высказали гипотезу о том, что пион является связанным состоянием нуклона и антинуклона.

Для связанных систем с релятивистскими энергиями связи условия а), б) уже соблюдаться не будут, так что их надо будет считать достаточными, но не необходимыми. К сожалению, все предлагавшиеся критерии, позволяющие экспериментально отличать такие релятивистские связанные системы от «истинно элементарных» частиц, не были достаточно последовательными и убедительными. Отсутствие таких четких критериев является слабым местом всех гипотез о составном характере существующих элементарных частиц.

За последнее десятилетие укрепилось убеждение в составном характере нуклонов и многих других частиц, основанное не на выполнении одного четкого критерия, а на обширной совокупности экспериментальных фактов, допускающих единое (хотя и не единственное для каждого отдельного факта!) объяснение (см. § 7).

Составные части элементарных частиц (не удовлетворяющие условиям а), б)) будут называться *субчастицами* *).

Интересное определение элементарной частицы дано М. А. Марковым (1965). Согласно этому определению частица является элементарной в том и только в том случае, если ее размеры R не превышают ее комптоновской длины волны: $R \leq \hbar/Mc$. Все известные элементарные частицы удовлетворяют этому определению. Из этого определения следует ограничение на максимально возможную массу элементарной частицы. Именно, оказывается, что максимально возможное значение массы элементарной частицы составляет 10^{-5} г при радиусе 10^{-33} см. Частица такой массы постулирована М. А. Марковым и названа максимомом (см. также гл. XII, § 1).

5. Другим важнейшим свойством элементарных частиц является их многочисленность.

Термин «элементарная частица» в момент его появления отражал всегда существовавшую в науке тенденцию стараться во многих и разных физических явлениях действие небольшого числа неких элементарных сущностей. И действительно, в двадцатые годы физикам казалось, что весь мир состоит из элементарных частиц трех сортов — электронов, протонов и квантов электромагнитного излучения. В тридцатые годы число элементарных частиц увеличилось, но не много. Появились нейтрон, позитрон, мюон, нейтрино. Тогда открытие каждой новой частицы воспринималось физиками как большое праздничное событие. В конце сороковых годов, к удовлетворению теоретиков, были открыты предсказанные ими пионы. Но уже в пятидесятые годы было открыто около десятка новых, так называемых «странных» частиц, существование которых оказалось для теоретиков полнейшей неожиданностью. В шестидесятые годы рост числа вновь открываемых частиц принял угрожающие размеры.

*) В литературе «составные части» элементарных частиц (кварки, глюоны, партоны) обычно также называются частицами. Введение для этих «составных частей» термина субчастица продиктовано стремлением подчеркнуть как их фундаментальное отличие от обычных элементарных частиц, так и качественно новый смысл понятия «состоит из» в применении к структуре элементарных частиц,

Количество известных частиц уже далеко перевалило за сотню, т. е. значительно превышает, например, число элементов, известных к моменту открытия Д. И. Менделеевым его периодической системы элементов.

При таком обилии частиц, конечно, уже нет надежды получить сколько-нибудь простое объяснение микроструктуры вещества, принимая на существующем этапе развития физики, т. е. когда доступны измерению расстояния примерно до 10^{-14} — 10^{-15} см, за фундаментальные первичные сущности сами элементарные частицы. Да и сам термин «элементарная частица» становится таким же анахронизмом, как и «атом» (по-гречески — «неделимый»).

Но если не сами элементарные частицы, то что же принимать за первичные сущности сейчас? Ведь на каждом этапе развития физики такие сущности находились.

Обратное движение в сторону уменьшения числа первичных сущностей началось в 1957 г. Первый этап этого движения завершился тем, что силы или, как чаще говорят, взаимодействия между частицами свелись всего лишь к четырем фундаментальным типам взаимодействий.

Следующий этап начался в 1963 г. и привел к тому, что большинство элементарных частиц стало трактоваться как составленные из более первичных субчастиц — кварков и глюонов. Этот этап будет рассмотрен в § 7. Параллельно этому с конца шестидесятих годов стали выдвигаться теории, в которых уменьшалось не только число элементарных частиц, но и число фундаментальных взаимодействий. Этих вопросов мы коротко коснемся в § 8.

Таблица 7.1. Типы взаимодействий элементарных частиц

№	Тип взаимодействия	Относительная интенсивность взаимодействия	Радиус действия сил, см
1	Сильные	1	10^{-13}
2	Электромагнитные	10^{-4}	∞
3	Слабые	10^{-24} (10^{-12} ?)	10^{-11}
4	Гравитационные	10^{-40}	∞

6. Основные фундаментальные взаимодействия приведены в табл. 7.1. В этой таблице мы указали порядок интенсивности каждого взаимодействия, условно приняв интенсивность сильных взаимодействий за единицу. Эти порядки интенсивности в какой-то мере условны (и поэтому различны у разных авторов), так как однозначного метода сравнения интенсивностей разных взаимодействий не существует. Принятое нами определение интенсивности

взаимодействия соответствует сравнению вызываемых разными взаимодействиями сил при фиксированном расстоянии между частицами. Например, сила гравитационного взаимодействия между двумя протонами равна

$$F_{\text{гр}} \approx \frac{\kappa M_{\text{p}}^2}{r^2} = \frac{6,7 \cdot 10^{-8} (2 \cdot 10^{-24})^2}{r^2} = \frac{2,7 \cdot 10^{-55}}{r^2} \text{ дин,}$$

где κ — постоянная всемирного тяготения, равная $6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \text{ с}^{-2}$, в то время как кулоновская электростатическая сила по абсолютной величине равна

$$F_{\text{эл}} = \frac{e^2}{r^2} = \frac{(5 \cdot 10^{-10})^2}{r^2} \text{ дин.}$$

Отношение этих сил в соответствии с нашей таблицей равно

$$\frac{F_{\text{гр}}}{F_{\text{эл}}} = 10^{-36}. \quad (7.5)$$

Разумеется, частицы надо выбирать так, чтобы они были подвержены обоим сравниваемым взаимодействиям, а расстояния — в пределах радиусов действия сил обоих типов. Конечно, придирчивый (или вдумчивый) читатель, вероятно, скажет, что и это определение относительной интенсивности взаимодействий неоднозначно, так как, взяв вместо двух протонов два электрона, мы получили бы для того же самого отношения значение $2 \cdot 10^{-43}$, а не 10^{-36} . Однако это обстоятельство не так существенно, поскольку, говоря об интенсивности взаимодействий, мы здесь стремимся не столько к точности, сколько к наглядности. Существуют и точные формулировки понятия интенсивности каждого взаимодействия, позволяющие определить его интенсивность в каждой конкретной ситуации.

У слабых взаимодействий в скобках поставлена вторая, на много порядков большая интенсивность (которая, однако, все же далеко не так велика, чтобы переместить эти взаимодействия на другое место в общей иерархии). Происхождение этой второй интенсивности таково. Из теории следует, что за счет слабых взаимодействий между нуклонами будут возникать силы, в 10^{24} раз более слабые, чем силы, обусловленные сильными взаимодействиями. Существуют указания, что, кроме этого, слабые взаимодействия способны создавать и такие нуклон-нуклонные силы, которые не более чем на 10 порядков слабее сил, возникающих за счет сильных взаимодействий.

Выясним теперь, в каких областях явлений существенны те или иные силы. Самыми интенсивными являются сильные взаимодействия. Именно они создают ядерные силы, т. е. обеспечивают высокую стабильность атомных ядер. Сильные взаимодействия создают высокоинтенсивные силы не только между нуклонами, но и между многими другими частицами — пионами, каонами, гиперонами и т. д. Кроме того, сильные взаимодействия приводят к интен-

сивному рождению новых частиц при столкновениях частиц высоких энергий.

Но у сильных взаимодействий есть и слабые стороны, позволяющие в ряде ситуаций выдвигаться на первый план другим взаимодействиям. Во-первых, сильные взаимодействия — самые короткодействующие в природе. Их роль быстро становится ничтожной при переходе к расстояниям, превышающим 10^{-13} см. Поэтому, обеспечивая стабильность ядер, эти силы практически не влияют на атомные явления (см. гл. II, § 1). Другим «слабым местом» сильных взаимодействий является их неуниверсальность. Существуют частицы (фотон, электрон, мюон, нейтрино), которые не подвержены действию сил, обусловленных сильными взаимодействиями, и не могут рождаться за счет сильных взаимодействий при столкновениях. Частицы, подверженные сильным взаимодействиям, называются *адронами* (термин Л. Б. Окуня). К адронам принадлежит большинство известных элементарных частиц. Наконец, третьим ограничительным свойством сильных взаимодействий является то, что для них существует ряд законов сохранения, не выполняющихся по отношению к другим взаимодействиям. Ограничения такого рода мы подробно рассмотрим в последующих трех параграфах, а в § 7 поясним, как это связано с симметриями различных взаимодействий.

Следующими по интенсивности являются электромагнитные взаимодействия. Их интенсивность значительно ниже сильных, но на много порядков выше, чем остальных. В отдельных случаях электромагнитные взаимодействия оказываются конкурентоспособными по отношению к сильным даже в области действия последних. Например, ниже, в гл. X, мы увидим, что именно кулоновскими силами объясняется процесс деления ядер. Но главной областью деятельности электромагнитных сил являются расстояния от 10^{-12} см и до сантиметров. Тут и структура атомов, молекул, кристаллов, а также химические реакции, термические, механические свойства тел, силы трения, радиоволны, словом, подавляющее большинство физических явлений, с которыми имеет дело человек. Часто электромагнитные взаимодействия играют роль и на расстояниях вплоть до космических. Достаточно упомянуть об излучении Солнца и звезд.

Подобно сильным электромагнитные взаимодействия имеют ряд свойств, ограничивающих проявление их мощи. Во-первых, электромагнитные взаимодействия у разных частиц проявляются с различной интенсивностью. Наиболее велики эти взаимодействия у электрически заряженных частиц. Слабее проявляются электромагнитные взаимодействия у нейтральных частиц с ненулевыми массой и спином. Такие частицы обладают магнитными моментами, имеющими порядок $e\hbar/2Mc$, где M — масса частицы. Через этот момент они в основном и взаимодействуют с электромагнитным полем.

Еще слабее электромагнитные взаимодействия проявляются у нейтральных бесспиновых частиц, например у нейтрального пиона. Наконец, нейтрино практически не подвержены электромагнитным взаимодействиям. Во-вторых, для электромагнитных взаимодействий соблюдаются некоторые из законов сохранения, которые нарушаются в слабых (но не в сильных) взаимодействиях (см. следующие три параграфа). Наконец, исключительно важным свойством электромагнитных взаимодействий является наличие как отталкивания, так и притяжения в законе Кулона. Из-за этого, например, взаимодействие между атомами и вообще между любыми двумя телами с нулевыми суммарными зарядами имеет короткий радиус действия, несмотря на длиннодействующий характер кулоновских сил.

Силы между частицами, вызываемые слабыми взаимодействиями, на всех доступных исследованию расстояниях безнадежно малы по сравнению с силами, обусловленными сильными и электромагнитными взаимодействиями. Правда, слабые взаимодействия так быстро нарастают с уменьшением расстояний, что в масштабах порядка 10^{-17} — 10^{-18} см они могут стать сравнимыми с сильными. Но исследования на таких расстояниях пока лежат вне технических возможностей. Слабые взаимодействия порождают не только силы, но и процессы взаимопревращений частиц. И здесь эти взаимодействия, оказывается, способны делать многое, недоступное как сильным, так и электромагнитным взаимодействиям. Так, только под влиянием слабых взаимодействий частица сигма-плюс-гиперон распадается на протон и нейтральный пион:



Многие другие частицы (гипероны, каоны, мюоны) были бы стабильными при отсутствии слабых взаимодействий. Только благодаря слабым взаимодействиям идет β -распад.

И уже совсем слабое взаимодействие — гравитационное — находит свое место во Вселенной за счет трех его свойств: дальности действия, абсолютной универсальности и одинаковости знака сил между любой парой частиц. Последнее свойство приводит к тому, что гравитационные силы всегда растут с увеличением гравитирующих тел. Поэтому гравитация, несмотря на ее ничтожную относительную интенсивность, всегда проявляется для достаточно больших тел. В мире элементарных частиц роль гравитации ничтожна. И универсальность, и одинаковость знака гравитационных сил, как показал А. Эйнштейн, связаны с их геометрической природой. Гравитационные силы представляют собой не что иное, как проявление искривления четырехмерного пространства-времени.

7. Разделение всех взаимодействий на 4 типа считалось абсолютным лишь на некотором этапе изучения элементарных частиц. По мере накопления и уточ-

нения опытных данных у взаимодействий различных типов обнаруживались глубокие («не лежащие на поверхности») родственные свойства. На основе этих родственных свойств выдвигались гипотезы о сближении и даже объединении взаимодействий различных типов. Две такие гипотезы получили широкое признание и позволили сделать ряд оправдавшихся предсказаний, т. е. стали теориями. Это — теория Вайнберга — Салама (1967), в которой объединены слабые и электромагнитные взаимодействия, а также теория, получившая название квантовой хромодинамики, в которой различные проявления сильных взаимодействий сводятся к взаимодействию так называемых кварковых и глюонных полей. При этом обе теории имеют почти одинаковые математические формулировки (см. §§ 7, 8).

8. Почти все элементарные частицы нестабильны. Частиц, стабильных в свободном состоянии, существует всего девять: протон, электрон, фотон, а также антипротон, позитрон и четыре сорта нейтрино. Многие частицы имеют времена жизни, колоссальные по сравнению с характерным временем пролета 10^{-23} с. Так, нейтрон живет 11,7 мин, муон — 10^{-6} с, заряженный пион — 10^{-8} с, гипероны и каоны — 10^{-10} с. Как мы увидим ниже, все эти частицы распадаются только за счет слабых взаимодействий, т. е. были бы стабильными, если бы слабых взаимодействий не существовало. Еще меньшее время (порядка 10^{-16} с) существуют нейтральный пион и эта-мезон. Распад этих частиц обусловлен электромагнитными взаимодействиями. Наконец, существует большое количество частиц, времена жизни которых столь близки к времени пролета, что многие из них частицами можно считать с большой натяжкой. Эти частицы называются *резонансами*, так как они регистрируются не непосредственно, а по резонансам на кривых зависимости различных сечений от энергии, примерно так же, как, например, уровни ядер идентифицируются по резонансам в сечениях ядерных реакций. Многие резонансные состояния часто трактуются как возбужденные состояния нуклонов и некоторых других частиц.

§ 2. Законы сохранения

1. По трем причинам законы сохранения играют в физике элементарных частиц несравненно большую роль, чем в любом другом разделе физики.

Первая причина состоит в том, что для элементарных частиц сейчас не существует сколько-нибудь последовательной теории, но хорошо соблюдаются законы сохранения.

Представим себе, что мы не знаем ни уравнений Ньютона, ни даже (что еще более сблизит эту ситуацию с той, которая имеет место в теории элементарных частиц) дифференциального и интегрального исчисления, но знаем законы сохранения энергии, импульса, момента и центра инерции. Ясно, что при таком состоянии теории тяготения в работах по небесной механике законы сохранения занимали бы главенствующее положение.

Второй причиной является обилие законов сохранения в мире элементарных частиц. Как мы увидим дальше, существует целый

ряд законов сохранения, которые проявляются только в мире элементарных частиц и не играют никакой роли в явлениях привычного нам макроскопического мира.

Наконец, третьей, столь же важной, как и две первые, причиной является то, что при переходе к микромиру законы сохранения начинают действовать более эффективно. Именно, если в макромире законы сохранения только запрещают, то в микромире они еще и разрешают все процессы, не подпавшие под запрет. Иначе говоря, *в микромире все, что не запрещено полной совокупностью законов сохранения, должно обязательно совершаться*. Микроскопический чемодан не может годами лежать на микроскопическом шкафу, а свалится на пол под действием квантовых флуктуаций. С частным проявлением этого общего правила мы уже встречались в теории α -распада (гл. VI, § 3) при рассмотрении просачивания α -частицы сквозь кулоновский барьер. Для ядра эффект кулоновского барьера может быть очень большим за счет того, что квантовые поправки к движению α -частицы в тяжелом ядре малы. Но взаимодействие элементарных частиц — процесс существенно квантовый, так что факторы запрета барьерного типа всегда малы. Только что описанное свойство законов сохранения в микромире не раз эффективно использовалось в физике элементарных частиц. Если какой-либо процесс был разрешен всеми известными законами сохранения и все же не наблюдался, то это означало, что он не до конца понят. Как мы увидим ниже, именно на этом пути была открыта новая элементарная частица — мюонное нейтрино.

2. В этом пункте мы сделаем несколько замечаний о смысле законов сохранения. Сначала эти законы понимались просто как эмпирические закономерности. Однако универсальность и точность соблюдения этих законов ясно показывают, что они должны иметь какое-то глубокое физическое обоснование. Еще более разительным фактом является «живучесть» законов сохранения. Закон сохранения энергии был открыт в эпоху классической физики. Но он остался и в теории относительности, и в квантовой механике, пережив коренную ломку многих понятий и законов, казавшихся незыблемыми и даже самоочевидными.

Понимание физического смысла законов сохранения началось несколько десятков лет назад. Сейчас можно считать установленным, что *каждый закон сохранения связан с какой-либо симметрией законов природы*. Например, из однородности пространства, т. е. из того, что результат любого опыта не зависит от места его проведения, следует закон сохранения импульса. Наиболее прямо это утверждение (как и связь любой симметрии с соответствующим ей законом сохранения) выводится в квантовой теории *). Интуи-

*) В основе квантовой теории лежит постулат о том, что состояние физической системы описывается волновой функцией (сейчас часто называемой вектором состояния), подчиняющейся принципу суперпозиции, и этого оказывается доста-

тивно связь однородности пространства с законом сохранения импульса ясна из того, что, пока пространство однородно, частицы движутся в нем свободно, т. е. с сохранением импульса. Если же на пути частицы возникает неоднородность (внешнее поле или просто подставленный палец), то импульс частицы изменится, т. е. перестанет сохраняться. Связи такого рода между законами сохранения и симметрией физических законов установлены для многих, но все еще далеко не для всех известных законов сохранения.

В следующем пункте мы перечислим все известные законы сохранения и укажем, с какими симметриями они связаны.

В заключение же этого пункта сделаем еще одно замечание общего характера о важности законов сохранения для науки в целом. Мы привыкли подчеркивать изменчивость окружающего нас мира. Но не надо забывать и о том, что говорить об изменениях можно лишь на фоне чего-то неменяющегося. Основу для такого неизменного фона в физике и дают законы сохранения.

3. Классификация законов сохранения основана на их физической природе. Все законы сохранения можно разделить на три группы.

В первую группу входят законы сохранения, связанные с геометрией четырехмерного пространства-времени. Однородность времени приводит к закону сохранения энергии E . С однородностью пространства связан закон сохранения импульса P . Трехмерное пространство не только однородно, но и изотропно, т. е. его свойства одинаковы во всех направлениях. Из этой изотропии вытекает закон сохранения полного момента количества движения M . Далее, в четырехмерном пространстве-времени равноправны все инерциальные системы координат. Это равноправие тоже является симметрией и приводит к закону сохранения центра инерции X . К этим четырем законам сохранения в квантовой теории добавляются еще два, связанных с симметрией пространства относительно различных отражений координатных осей. Мы уже говорили в гл. VI, § 4 об инвариантности относительно отражений пространственных осей. Мы отложим подробное рассмотрение геометрических отражений до п. 9, а сейчас лишь укажем, что с ними связаны два независимых закона сохранения, соответствующих отражениям в пространстве и во времени.

Ко второй группе мы отнесем точные законы сохранения зарядов. Все эти законы аналогичны закону сохранения электрического заряда. Любой физической системе приписываются целочисленный заряд каждого сорта, причем каждый заряд аддитивен и сохраня-

точно для вывода законов сохранения. В классической механике утверждения об описании состояния набором физических величин для вывода законов сохранения недостаточно. Необходимо еще принять существование функции Лагранжа (или Гамильтона),

ется. Таких зарядов сейчас известно пять: электрический заряд Q , барионный заряд B , лептонный заряд L , второй лептонный заряд L' , отличающий, например, мюон от электрона, и третий лептонный заряд L'' , отличающий недавно открытый τ -лептон от электрона и мюона.

Физический смысл симметрии, связанной с каждым из этих зарядов, пока не выяснен. Загадочным свойством остается и целочисленность всех зарядов.

Наконец, к третьей, несколько разнородной, группе мы отнесем законы сохранения, выполняющиеся не для всех, а лишь для некоторых видов фундаментальных взаимодействий. Все эти законы сохранения уже не точные, а приближенные. Исследование таких приближенных законов сохранения показывает, что разные взаимодействия обладают разной степенью симметрии: чем сильнее взаимодействие, тем более оно симметрично, т. е. тем большее количество законов сохранения для него выполняется.

Наиболее точными из приближенных законов являются законы сохранения странности S и шарма C , справедливые как для сильных, так и для электромагнитных взаимодействий, но нарушаемые слабыми взаимодействиями. Странность и шарм являются целочисленными аддитивными величинами типа заряда. Часто вместо странности вводят несколько другую эквивалентную ей величину, называемую гиперзарядом Y .

В гл. V, § 6 мы уже рассмотрели закон сохранения изотопического спина при взаимодействии нуклон — нуклон. Этот закон справедлив для сильных взаимодействий всех частиц. Сохраняющимися величинами являются полный изотопический спин T и его проекция T_z на изотопическую ось z .

Полный изотопический спин сохраняется только в сильных взаимодействиях. Проекция T_z сохраняется еще и в электромагнитных взаимодействиях. Ниже увидим, что величина T_z выражается через Q , B и S , т. е. не является независимым интегралом движения.

Среди приближенных интегралов движения следует указать зарядовую четность, соответствующую симметрии законов природы относительно операции C зарядового сопряжения, при котором изменяются знаки всех зарядов. Зарядовое сопряжение сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается слабыми. Кроме зарядовой четности существуют еще другие приближенные законы сохранения, соответствующие симметриям относительно операций типа отражений. Однако эти законы не независимы, а получаются комбинированием уже перечисленных. Сюда относятся, например, четность P и G -четность.

В табл. 7.2 перечислены интегралы движения с указанием физического смысла и взаимодействий, для которых справедлив соответствующий закон сохранения. О спонтанно нарушенных симметриях см. п. 10.

Таблица 7.2. Интегралы движения в физике элементарных частиц

Тип закона сохранения	№ №	Название	Обозначение	Физическое происхождение	В каких взаимодействиях сохраняется *)
Законы, имеющие геометрическое происхождение	1	Энергия	E	Однородность времени	Во всех
	2	Импульс	P	Однородность пространства	» »
	3	Момент	M	Изотропность пространства	» »
	4	Центр инерции	X	Равноправие инерциальных систем отсчета	» »
	5	Закон, связанный с отражением пространственных осей	CP	Право-левая симметрия пространства	Почти во всех (**)
	6	Закон, связанный с отражением времени	T	Симметрия относительно изменения знака времени	
Заряды	7	Электрический	Q	Неизвестно	Во всех
	8	Барионный	B	»	» »
	9	Лептонный	L	»	» »
	10	Второй лептонный	L'	»	» » (***)
	11	Третий лептонный	L''	»	» » (***)
	12	Странность (гиперзаряд) ****)	S ($Y=B+S$)	Неизвестно	В сильных и электромагнитных
	13	Шарм	C	»	То же
Приближенные интегралы движения	14	Полный изотопический спин	T	Изотопическая симметрия	В сильных
	15	Зарядовое сопряжение *****)	C	Неизвестно	В сильных и электромагнитных
	16	(четность) (G -четность) Спонтанно нарушенные	(P) (G)	» »	В сильных Нарушены всегда

Примечания к таблице:

*) Мы не будем обсуждать гравитационные взаимодействия, поскольку они не играют роли в структуре элементарных частиц (по крайней мере на расстояниях, доступных экспериментальному исследованию сейчас и в ближайшем будущем). Укажем лишь, что любые искажения геометрии внутри частицы, исчезающие на больших расстояниях, не повлияют на законы сохранения энергии, импульса, момента и центра инерции, но в принципе могут повлиять на законы сохранения, связанные с отражениями, и на законы сохранения, не имеющие геометрического происхождения.

**) В 1964 г. было экспериментально обнаружено нарушение законов сохранения, связанных с отражениями координатных осей (см. § 8, п. 9).

***) Сохранение второго и особенно третьего лептонных зарядов наблюдалось в ограниченном числе экспериментов и установлено с небольшой точностью.

****) Скобками отмечены законы сохранения, не являющиеся независимыми.

*****) По сложившимся традициям буквой C обозначается как зарядовое сопряжение, так и шарм, буквой T как операция отражения во времени, так и полный изотопический спин. Смысл этих обозначений в книге всюду ясен из контекста.

Теперь мы можем перейти к более подробному рассмотрению отдельных законов сохранения.

4. Рассмотрение начнем с законов, имеющих геометрическое происхождение.

Как известно (см. гл. I, § 2), полная энергия частицы (и вообще любой замкнутой системы) в теории относительности $E_{\text{рел}}$ записывается в виде

$$E_{\text{рел}} = \frac{Mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (7.7)$$

где v — скорость частицы. При $v = 0$ эта энергия обращается не в нуль, а в

$$E_0 = Mc^2.$$

Кроме полной энергии $E_{\text{рел}}$ часто используется еще понятие кинетической энергии E :

$$E = E_{\text{рел}} - Mc^2, \quad (7.8)$$

обращающейся в нуль при $v = 0$. При малых скоростях ($v \ll c$) величина E переходит в нерелятивистскую кинетическую энергию $Mv^2/2$. Именно включение энергии покоя в энергетический баланс делает возможным процессы рождения и поглощения элементарных частиц.

В нерелятивистской теории кроме закона сохранения энергии существует еще закон сохранения массы (не имеющий геометрического происхождения). Возникает вопрос, во что переходит этот закон в теории относительности. На этот вопрос не так просто ответить, потому что релятивистское обобщение этого закона неоднозначно. Если под массой понимать массу покоя, то мы придем к выводу, что закон сохранения массы в теории относительности перестает быть справедливым. Если под массой понимать массу

$$\frac{M}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

движущегося тела, то закон сохранения массы в теории относительности остается справедливым, но сливается с законом сохранения энергии. В обоих толкованиях мы получаем, что переход к теории относительности, казалось бы, ведет к уменьшению числа законов сохранения на один. В следующем пункте, однако, мы покажем, что в теории относительности существует независимый от закона сохранения энергии точный закон сохранения, переходящий в закон сохранения массы в нерелятивистском пределе, так что общее число законов сохранения одинаково в релятивистской и нерелятивистской теориях.

Закон сохранения импульса при переходе к теории относительности меняется лишь в том отношении, что зависимость импульса от скорости приобретает вид

$$P = \frac{Mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (7.9)$$

Момент количества движения M некантовой частицы имеет одинаковую форму

$$M = [r, p]$$

как в релятивистской, так и в нерелятивистской механике.

Учет квантовых свойств не меняет вида законов сохранения энергии и импульса. Что же касается момента количества движения, то тут учет квантовых закономерностей проявляется в двух отношениях. Во-первых, в том, что момент квантуется, и, во-вторых, в том, что частица может иметь собственный момент — спин. Интересным свойством спинового момента количества движения является то, что в релятивистской теории он поворачивается при преобразовании Лоренца. Ось этого поворота спина перпендикулярна импульсу частицы и относительной скорости систем отсчета. Спин свободной частицы не меняется при ее свободном движении.

Закон сохранения центра инерции является следствием равноправия инерциальных систем отсчета, равномерно движущихся друг относительно друга. В литературе нет единого мнения в вопросе об определении релятивистского центра инерции. Этот вопрос, однако, не так важен, как может показаться, поскольку для приложений нужно лишь уметь переходить в систему отсчета, в которой центр инерции покоится, а эта система однозначно определяется равенством нулю полного импульса P исследуемой физической системы. Положение же центра инерции X при $P = 0$ становится полностью неопределенным, так как при любом определении должно выполняться соотношение неопределенностей $\Delta X \cdot \Delta P \leq \hbar/2$ для компонент X и P вдоль любой оси.

Законы сохранения, возникающие благодаря симметрии законов природы относительно отражений пространственных и временных осей, мы рассмотрим ниже в п. 9.

Подчеркнем, что выполнение законов сохранения энергии, импульса, момента и центра инерции обеспечивается макроскопической структурой пространства-времени на больших расстояниях от изучаемых частиц. Никакие искажения геометрии внутри частиц на эти законы сохранения не повлияют. И если в каких-то реакциях с элементарными частицами вдруг будет установлено несохранение, скажем, момента, то это послужит указанием не на изменение геометрии внутри частицы, а на необходимость пересмотра основных положений квантовой теории.

5. В понятии электрического заряда заложены два свойства, вообще говоря, не связанных одно с другим. Во-первых, электрический заряд является аддитивной сохраняющейся величиной. Во-вторых, он представляет собой константу, характеризующую интенсивность взаимодействия заряженной частицы с электромагнитным полем. В физике элементарных частиц слово «заряд» всегда понимается в его первом значении. Как уже было отмечено в п. 3,

в настоящее время известны пять строго сохраняющихся зарядов: электрический Q , барионный B , лептонные L , L' , L'' . Замечательным свойством всех этих зарядов является их целочисленность. Не наблюдались частицы с дробными значениями любого из зарядов. Каждый из зарядов может принимать как положительные, так и отрицательные значения:

$$Q, B, L, L', L'' = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad (7.10)$$

Электрический заряд Q здесь измеряется в единицах элементарного заряда e . Сохранение зарядов и их целочисленность до сих пор остаются эмпирическими фактами, не получившими более глубокого обоснования.

Роль законов сохранения зарядов сводится к запрещению процессов с изменением величины хотя бы одного из суммарных зарядов. Например, распад дейтрона d на положительный пион π^+ и γ -квант не запрещен законом сохранения электрического заряда, но запрещен законом сохранения барионного заряда, так как дейтрон обладает барионным зарядом $B = 2$, а положительный пион имеет нулевой барионный заряд:

$$d \text{ --- } \not\rightarrow \pi^+ + \gamma. \quad (7.11)$$

Закон сохранения барионного заряда запрещает нуклонам и гиперонам распадаться на более легкие частицы — пионы, электроны, позитроны, γ -кванты. Этот закон сохранения относится к числу наиболее точно проверенных по крайней мере при низких энергиях. В проводившихся глубоко под землей для экранирования от фона космических лучей опытах пытались обнаружить самопроизвольный распад протона. Опыты дали отрицательный результат и показали, что если протон нестабилен, то время его жизни не менее 10^{30} лет.

Сохранение лептонного заряда подтверждается отсутствием в природе процесса двойного β -распада. Напомним, что при обычном β -распаде (см. гл. VI, § 4) в ядре один из нейтронов превращается в протон с испусканием электрона и антинейтрино:

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

Лептонный заряд равен нулю для нуклонов, единице для электрона и минус единице для антинейтрино, так что при обычном β -распаде лептонный заряд сохраняется. При двойном β -распаде в протоны должны переходить два нейтрона. Если бы не было закона сохранения лептонного заряда, то двойной β -распад мог бы идти без участия антинейтрино. Все опыты по обнаружению двойного β -распада дали отрицательный результат:

$$n + n \text{ --- } \not\rightarrow p + p + e^- + e^-. \quad (7.12)$$

Так, для нижнего предела времени жизни ядра неодима ${}_{60}\text{Nd}^{150}$ получилось 10^{18} лет, в то время как расчетное время (полученное

в теории без сохранения лептонного заряда) меньше на 2—3 порядка. Наконец, существование второго лептонного заряда следует из того, что отрицательный мюон не распадается на электрон и γ -квант:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma. \quad (7.13)$$

Конечное состояние обладает лептонным зарядом, равным единице. Это означает, что лептонный заряд мюона имеет другое значение (равен нулю). С другой стороны, по ряду причин мюон должен обладать каким-то дополнительным зарядом, кроме электрического. Этот заряд и есть второй лептонный.

Частицы, не обладающие электрическим зарядом, называются нейтральными. В дополнение к этому в физике элементарных частиц вводится понятие *истинно нейтральной частицы*, у которой равны нулю все без исключения сохраняющиеся заряды. Так, нейтрон является нейтральной, но не истинно нейтральной частицей, потому что он обладает барионным зарядом, равным единице. Примерами истинно нейтральных частиц являются γ -квант и η -мезон. Рождение и поглощение истинно нейтральных частиц не запрещено никакими законами сохранения зарядов.

Для каждой не истинно нейтральной частицы существует ее античастица. У частицы и античастицы массы равны, а все заряды противоположны. Например, если у протона $Q = 1$, $B = 1$, то у антипротона $Q = -1$, $B = -1$. Поэтому у пары частица — античастица равны нулю все суммарные заряды, т. е. такая пара является истинно нейтральной системой. Именно поэтому любая частица может родиться в паре со своей античастицей при достаточно большой энергии столкновения двух каких угодно частиц.

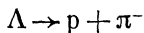
В заключение этого пункта отметим, что закон сохранения барионного заряда принимает более простую форму при переходе к низким энергиям столкновений. В нерелятивистской ядерной физике нет процессов рождения нуклон-антинуклонных пар и превращения нуклонов в гораздо более тяжелые частицы — гипероны. Поэтому закон сохранения барионного заряда становится законом сохранения числа нуклонов (т. е. массового числа A). Если же мы перейдем к еще более низким энергиям, не превышающим, скажем, нескольких кэВ, то мы попадем в область атомной физики, физики агрегатных состояний и химических реакций. Во всех этих явлениях не только сохраняется число нуклонов, но и не происходит никаких ядерных превращений, т. е. не меняются ядерные дефекты массы. Изменения же масс покоя за счет химических энергий связи ничтожны и лежат вне пределов точности измерений масс. Поэтому в нерелятивистской физике закон сохранения барионного заряда переходит в закон сохранения суммарной массы.

6. Очень похожа на заряд *странность*, величина, появившаяся в физике элементарных частиц в середине пятидесятих годов. Подобно заряду странность S является величиной аддитивной и целочисленной. Но странность сохраняется не во всех, а лишь в сильных и электромагнитных взаимодействиях. В слабых взаимодействиях странность может меняться. «Обычные» частицы, такие как нуклоны, электроны, пионы, имеют странность, равную нулю. Частицы, обладающие ненулевой странностью, называются *странными*. К странным частицам относятся гипероны и каоны. Сохранение странности в сильных и электромагнитных взаимодействиях проявляется в процессах рождения и распадов странных частиц. Странные частицы с большой интенсивностью рождаются при достаточно высокоэнергичных столкновениях обычных частиц. При этом рождаются странные частицы парами. Например, при столкновении двух протонов наблюдается рождение Λ -гиперона и положительного каона K^+ :



Сохранение всех зарядов в этом процессе соблюдается. Например, барионный заряд как слева, так и справа равен двум (для гиперонов $B = 1$, а для каонов $B = 0$). Что же касается странности, то $S = +1$ для положительного каона и $S = -1$ для Λ -гиперона. Таким образом, суммарная странность справа также равна нулю, и закон сохранения странности не препятствует протеканию процесса за счет сильных взаимодействий, т. е. с большой интенсивностью. В то же время одиночное рождение странных частиц (т. е. частиц с ненулевой странностью) не наблюдается.

С другой стороны, распады странных частиц на обычные идут очень медленно. Странные частицы живут примерно 10^{-10} с — время колоссальное, если его сравнивать с характерным для элементарных частиц временем пролета 10^{-22} — 10^{-23} с. Такие большие времена жизни объясняются именно тем, что, например, при распаде того же Λ -гиперона на протон и отрицательный пион



странность не сохраняется, так что процесс идет только за счет слабых взаимодействий. При этом оказывается, что слабые взаимодействия изменяют странность с трудом. Именно, в распадах, обусловленных слабыми взаимодействиями, странность если и меняется, то не более чем на единицу:

$$\Delta S = \pm 1, 0. \quad (7.15)$$

Сохранение странности в сильных и электромагнитных взаимодействиях, равно как и ее изменение по правилу отбора (7.15), прекрасно согласуется с опытными фактами и позволило сделать ряд

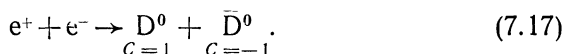
оправдавшихся предсказаний. Но физический смысл приближенного закона сохранения странности до сих пор не понят.

Вместо странности часто используется гипер-заряд Y , определяемый соотношением

$$Y = B + S. \quad (7.16)$$

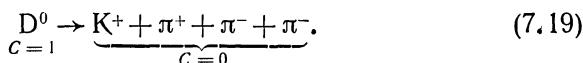
Так как барионный заряд аддитивен, целочислен и сохраняется, то гиперзаряд обладает теми же свойствами, что и странность, но имеет иную, чем у странности, величину для частиц с ненулевым барионным зарядом.

7. Двойником странности является шарм (используется еще эквивалентный термин «очарование»). Шарм C , так же как и странность, аддитивен, целочислен, сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и может изменяться в слабых взаимодействиях. «Шармированных» (т. е. обладающих ненулевым шармом) частиц известно очень мало. Открытые шармированные частицы имеют нулевой барионный заряд и называются D -мезонами. Подобно странным частицам D -мезоны с заметной интенсивностью рождаются при столкновении обычных частиц. Закон сохранения шарма в сильных и электромагнитных взаимодействиях проявляется в том, что шармированные частицы (как и странные) рождаются только парами с нулевым суммарным шармом. Например,



Массы шармированных частиц относительно велики. Самый легкий шармированный мезон D^0 имеет массу 1,863 ГэВ, что в два раза превышает массу нуклона. Для того чтобы рождение пары D -мезонов оказалось энергетически возможным, сталкивающиеся обычные частицы должны обладать суммарной энергией $E_{\text{кин}} > 3,926$ ГэВ. При таких высоких энергиях открыто огромное число неупругих каналов с рождением одной или нескольких обычных частиц (например, от одного до двадцати с лишним пионов). Выделение из этих многочисленных каналов нужного и является главной трудностью экспериментального изучения шармированных частиц.

Нарушение сохранения шарма в слабых взаимодействиях проявляется в том, что шармированная частица распадается на нешармированные. Например,



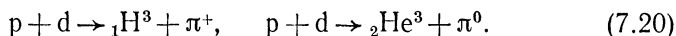
О том, что распады (7.18), (7.19) происходят именно за счет слабых взаимодействий, свидетельствует довольно большое значение (порядка 10^{-13} с) времени жизни D^0 -частицы, особенно если учесть,

что при этих распадах выделяется значительная энергия, превышающая 1 ГэВ.

Существование шарма было предсказано теоретически за несколько лет до его экспериментального обнаружения.

8. В гл. V, § 6 мы уже говорили об изотопическом спине нуклонов и изотопической инвариантности ядерных сил. В физике элементарных частиц понятие изотопического спина обобщается на все сильно взаимодействующие частицы. Например, пиону приписывается изотопический спин $T = 1$. Положительный, нейтральный и отрицательный пионы считаются состояниями одной и той же частицы с проекциями изотопического спина, равными соответственно 1, 0, -1 . Изотопический спин системы частиц полагается равным векторной сумме изотопических спинов частиц, входящих в систему. Векторное сложение изотопических спинов производится так же, как и сложение обычных моментов количества движения. Например, система нуклон — пион может иметь изотопический спин $1/2$ и $3/2$, потому что изотопические спины нуклона и пиона равны соответственно $1/2$ и 1, и при векторном сложении таких моментов в сумме может получиться только либо $1/2$, либо $3/2$.

Конечно, введение изотопического спина само по себе ни к какой новой физике не приводит. Вспомним, однако, что в ядерных силах между нуклонами изотопический спин сохраняется. Обобщением ядерных сил являются сильные взаимодействия элементарных частиц. Оказывается, что закон сохранения изотопического спина справедлив для любых сильных взаимодействий, но нарушается электромагнитными и другими взаимодействиями. Этот закон, конечно, имеет определенное физическое содержание. Так, из него сразу следует, что массы частиц с одинаковым полным изотопическим спином должны мало различаться между собой (при отсутствии электромагнитных и слабых взаимодействий массы должны были бы совпадать). И действительно, например, массы заряженных и нейтральных пионов различаются всего лишь на несколько процентов. Закон сохранения изотопического спина проявляется и в ядерных реакциях. Для примера рассмотрим две реакции рождения пионов:



В этих реакциях изотопический спин в начальном состоянии равен половине, так как изоспин протона — половина, а изоспин дейтрона — нуль. Системы же тритон — пион и ${}_2\text{He}^3$ — пион могут находиться в состояниях с изотопическим спином как $1/2$, так и $3/2$. Из закона сохранения спина следует, что в реакции должно участвовать состояние с изоспином, точно равным половине. Расчет по теории сложения угловых моментов показывает (нам этот результат придется принять на веру), что конечное состояние с изоспином половина является суперпозицией состояний ${}_1\text{H}^3 + \pi^+$ и ${}_2\text{He}^3 + \pi^0$,

причем статистические веса этих состояний относятся как 2 : 1. Очевидно, что таким же должно быть и отношение сечений этих двух реакций. Экспериментальное отношение этих сечений равно 2,13, что хорошо подтверждает сохранение изотопического спина в сильных взаимодействиях. То, что различие между теоретической и экспериментальной величинами составляет несколько процентов, указывает на несохранение изоспина в электромагнитных взаимодействиях. Сохранение изотопического спина в сильных взаимодействиях элементарных частиц подтвердилось в большом количестве реакций с различными частицами. Не наблюдалось ни одного примера, противоречащего этому закону.

Укажем на изменение, а точнее, на обобщение смысла третьей компоненты T_z изотопического спина (см. гл. V, § 6) при переходе от нуклонов ко всей совокупности сильно взаимодействующих частиц. Для нуклонов величина T_z выражалась через электрический заряд Q :

$$Q = T_z + 1/2 \quad (\text{для нуклонов}).$$

Для всех адронов эта связь принимает более общий вид:

$$Q = T_z + 1/2 (B + S + C) \quad (\text{для всех адронов}). \quad (7.21)$$

По аналогии с законом сохранения изотопического спина было предложено несколько других законов сохранения, связанных с так называемыми «высшими симметриями», о которых мы расскажем ниже в § 7.

9. Своеобразной является группа законов сохранения, связанная с различного рода отражениями. Все операции отражений имеют два общих свойства. Во-первых, будучи произведено два раза подряд, отражение возвращает физическую систему в исходное состояние. Во-вторых, отражение является существенно дискретной операцией. Чтобы пояснить второе свойство, укажем, что, например, поворот на 180° вокруг какой-либо оси хотя и удовлетворяет первому свойству, но отражением не является, так как непрерывным уменьшением угла поворота это преобразование может быть переведено в поворот на нуль градусов, т. е. в тождественное или, как говорят в теории групп, в единичное преобразование.

Наиболее наглядным примером операции отражения является геометрическое зеркальное отражение относительно какой-либо плоскости. Геометрический (с точки зрения четырехмерного пространства-времени Минковского) характер носит также отражение оси времени. Примером негеометрического отражения может служить операция зарядового сопряжения C , меняющая знаки всех (не только электрических) зарядов, т. е. превращающая все частицы в соответствующие античастицы.

Уравнения движения, вообще говоря, могут как обладать, так и не обладать симметрией относительно тех или иных отражений. Если такая симметрия имеется, то в классической неквантовой физике отсюда следует вывод о том, что если замкнутая физическая система обладала симметрией относительно рассматриваемого отражения (кроме отражения времени, о котором см. ниже) в начальный момент времени, то эта симметрия будет сохраняться во все последующие моменты. Например, зеркально симметричная физическая система должна сохранять свою симметрию, если такой симметрией обладают и уравнения движения.

В дополнение к этой симметрии протекания процессов в квантовой физике из симметрии уравнений движения относительно любого отражения (кроме отражения времени) следует еще закон сохранения некоторой физической величины, называемой четностью. Существует несколько видов четностей. Каждому отражению (опять-таки кроме отражения времени) соответствует своя четность. Любая четность любой физической системы может быть равна только либо единице, либо минус единице. В соответствии с квантовомеханическим принципом суперпозиции возможны состояния с неопределенной четностью, являющиеся когерентной смесью состояний с четностями, равными единице и минус единице.

В отличие от остальных сохраняющихся величин, четность не аддитивна, а мультипликативна, т. е. четность сложной системы равна не сумме, а произведению четностей подсистем.

Симметрия уравнений движения относительно отражения времени проявляется по-своему, не так, как другие симметрии, поскольку при изменении знака времени начальное и конечное состояния физической системы меняются местами. Другой характерной особенностью отражения времени является то, что ему в квантовой теории не соответствует никакого закона сохранения.

Перечислим теперь основные операции отражений с указанием их свойств.

Операция P состоит в изменении знаков импульсов всех частиц. Часто операция P не совсем точно называется пространственным отражением. По отношению к этой операции симметричны сильные и электромагнитные взаимодействия, но не симметричны слабые. Отражению P соответствует физическая величина P -четность (см. гл. II, § 9), иначе называемая *пространственной четностью* или просто *четностью*, поскольку в течение долгих лет другие величины типа четности не были известны. Закон сохранения P -четности и следующие из него правила отбора мы уже рассматривали в гл. IV, § 2, п. 5.

Операция C (не путать с шармом, который тоже обозначают через C) зарядового сопряжения состоит в изменении знаков всех без исключения зарядов. По отношению к этой операции также симметричны сильные и электромагнитные взаимодействия и несим-

метричны слабые. С симметрией относительно зарядового сопряжения связан закон сохранения физической величины, называемой *зарядовой четностью*. Зарядовая четность, конечно, сохраняется только в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Закон сохранения зарядовой четности имеет крайне ограниченную область применимости, так как определенной зарядовой четностью могут обладать только истинно нейтральные физические системы, у которых равны нулю все заряды. Частицы, обладающие ненулевыми зарядами, имеют неопределенную зарядовую четность. Поэтому действие закона сохранения зарядовой четности в заряженных системах проследить практически невозможно.

Фотон как истинно нейтральная частица обладает определенной зарядовой четностью, равной -1 . Так как четность, как мы уже говорили, мультипликативна, то система четного числа фотонов зарядово четна, а система нечетного числа фотонов зарядово нечетна. Поэтому в электромагнитных процессах невозможно превращение одного фотона в два и вообще нечетного числа фотонов — в четное и наоборот. Это ограничение (теорема Фарри) играет важную роль в квантовой электродинамике (см. § 6).

Операция T (не путать с изотопическим спином, который также принято обозначать через T), называемая *временным отражением*, состоит в изменении знаков всех импульсов и моментов количества движения. Кроме того, под действием T вектор состояния переходит в комплексно сопряженный. Симметрия относительно отражения T не ведет к закону сохранения некоторой четности (из-за содержащейся в T операции комплексного сопряжения). Однако симметрия относительно T проявляется в соблюдении принципа детального равновесия (см. выше, гл. IV, § 3, п. 6). В сильных и электромагнитных взаимодействиях принцип детального равновесия выполняется с точностью, не меньшей 1%. В слабых взаимодействиях по причинам, излагаемым ниже, следует ожидать отдельных нарушений принципа детального равновесия.

Кроме перечисленных операций P , C , T существует еще ряд других операций отражений, уже не являющихся независимыми. Эти операции определяются как произведения перечисленных выше независимых отражений. Например, комбинированной инверсией называется операция отражения, при которой меняют знаки все импульсы и все заряды, т. е. частицы переходят в античастицы. Соответственно этому комбинированная инверсия обозначается через CP . Величина CP , очевидно, сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях; эта величина сохраняется почти во всех слабых процессах. Небольшие нарушения сохранения CP наблюдаются только в распадах нейтральных каонов (см. § 8, п. 9).

Легко понять, что операция CPT состоит в изменении знаков моментов количества движения и зарядов. Импульсы при этой операции не меняются, так как обращение знаков импульсов опера-

циями P и T компенсируют друг друга. Симметрия относительно операции CPT в любых взаимодействиях строго доказывается в квантовой теории поля (CPT -теорема Людерса — Паули). Поэтому, например, из симметрии относительно CP следует симметрия относительно T , а из несохранения операции C в слабых взаимодействиях следует асимметрия слабых взаимодействий относительно операции PT изменения знаков всех моментов количества движения.

С операциями отражений связан вопрос о симметрии самого пространства-времени относительно отражений. Например, симметрично ли пространство относительно зеркальных отражений? Несводимых друг к другу отражений в четырехмерном пространстве-времени существует три: отражение I_s всех пространственных осей, отражение I_t оси времени и отражение I_{st} всех четырех осей. Другие операции отражения сводятся к этим трем. Например, отражение оси z (т. е. зеркальное отражение в плоскости xy) сводится к отражению I_s с поворотом на 180° вокруг оси z . Очевидно, что при отражении I_s меняют знаки импульсы, при отражении I_t — импульсы и моменты, а при отражении I_{st} — моменты. На этом основании раньше молчаливо полагалось, что операции I_s , I_t , I_{st} идентичны соответственно P , T и PT . Постепенно, однако, становилось понятным, что надо еще определить, как ведут себя при разных отражениях заряды. Например, если заряды при отражении времени меняют знаки, операцией I_t будет не T , а CT . Описанное в гл. VI, § 4 открытие несохранения четности в β -распаде привело к тому, что отражению I_s стали сопоставлять не P , а CP . Отличить, при каких отражениях меняют или не меняют знаки заряды, можно, изучая сохранение различных операций, потому что из симметрии пространства-времени относительно операций отражений I_s , I_t , I_{st} следует точное сохранение этих операций во всех взаимодействиях. Современная ситуация в этом вопросе такова. Согласно CPT -теореме операция CPT строго сохраняется и тем самым соответствует операции I_{st} , так что при отражении всех четырех осей заряды меняют знаки. Операциям I_s , I_t до недавних лет сопоставлялись соответственно комбинированная инверсия CP и отражение T . После 1964 г. в этом вопросе возникла неясность в связи с открытием несохранения CP в распадах нейтральных каонов (см. § 8, п. 9). Так как операцию I_s можно сопоставлять либо P , либо CP и так как обе последние операции оказались несохраняющимися, то возникает подозрение, что само пространство не обладает право-левой симметрией.

Для полноты упомянем еще одну операцию отражения, играющую важную роль в теории сильных взаимодействий. Эта операция состоит из зарядового сопряжения C и поворота на 180° вокруг изотопической оси y (см. гл. V, § 6). Физическая величина, соответствующая симметрии относительно этой операции, называется G -четностью. Очевидно, что G -четность сохраняется только в сильных взаимодействиях. Поворот вокруг второй изотопической оси меняет знак третьей компоненты T_z изотопического спина. Из-за этого в соответствии с (7.20) рассматриваемая операция не меняет электрического заряда при $B + S = 0$, в частности, у пиона. Это дает возможность приписать пиону определенное значение G -четности, оказывающееся отрицательным. Отсюда следует важное для теории сильных взаимодействий утверждение о невозможности превращения четного числа пионов в нечетное под влиянием сильных взаимодействий.

10. В п. 2 было сказано, что каждый закон сохранения является следствием определенной симметрии законов природы. Конкретно симметрия законов природы проявляется в соответствующей симметрии уравнений движения для рассматриваемых физических систем. В этом пункте мы коснемся вопроса о симметрии самих физических систем.

Если уравнение движения обладает какой-либо симметрией, то оно может иметь и решения, обладающие той же симметрией. Например, если распределение электрического заряда в теле сферически симметрично, то, ничего не решая, можно утверждать, что и электрическое поле $E(x)$, создаваемое этим распределением зарядов, также будет сферически симметричным.

Однако симметрично поставленная задача может иметь и асимметричные решения. Более того, может оказаться, что асимметричное решение имеет наименьшую энергию, т. е. является устойчивым. Например, рассмотрим Вселенную, равномерно и достаточно плотно заполненную атомами Na и Cl. Устойчивым состоянием такой Вселенной при нулевой температуре будет монокристалл, имеющий гранецентрированную кубическую решетку, изображенную на рис. 7.1. Это состояние явно анизотропно, несмотря на то, что исходные уравнения движения изотропны.

Заметим, что симметрия этих исходных уравнений проявляется в двух отношениях. Во-первых, низшее устойчивое состояние вырождено: состояние, полученное из исходного любым поворотом системы кристаллографических осей, также будет устойчивым состоянием. Во-вторых, при повышении температуры выше точки плавления изотропия состояния восстанавливается — кристалл превратится в изотропную жидкость. Эти два свойства являются общими для всех явлений спонтанного нарушения симметрии.

Дадим общие определения. Состоянием со спонтанным нарушением симметрии называется такое устойчивое состояние физической системы, симметрия которого ниже симметрии уравнений (и граничных условий), описывающих это состояние. Напомним, что симметрия по определению тем выше, чем больше количество преобразований, относительно которых симметрия имеет место.

Главные свойства спонтанного нарушения симметрии таковы:

а) Состояние со спонтанно нарушенной симметрией обязательно вырождено. Именно, любое преобразование симметрии, относительно которого уравнения (с граничными условиями) инвариантны, а решение — нет, переводит это решение в другое, той же энергии.

б) Изменением какого-либо параметра (температура, давление) спонтанное нарушение симметрии можно снять.

Примеры спонтанного нарушения симметрии: кристалл, ферромагнетик, сверхпроводник.

Приведем еще один механический пример спонтанного нарушения симметрии. Рассмотрим движение некантовой нерелятивистской материальной точки в силовом поле с потенциальной энергией

$$U(r) = -ar^2 + br^4, \quad (7.22)$$

где $b > 0$. Это поле явно сферически симметрично. Уравнения для экстремума потенциальной энергии

$$\partial U(r)/\partial r = 0$$

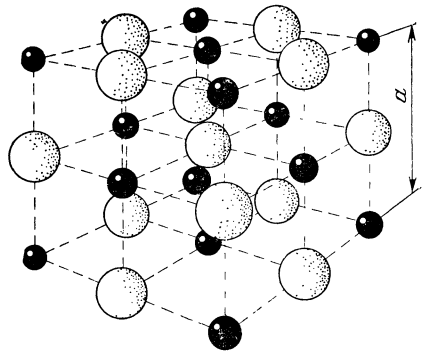


Рис. 7.1. Гранецентрированная кубическая решетка хлористого натрия.

при $a > 0$ имеют симметричное решение $\mathbf{r} = 0$ и несимметричные решения

$$\mathbf{r}(\mathbf{n}) = \mathbf{n}a/2b, \quad (7.23)$$

где \mathbf{n} — любой единичный вектор. При этом симметричное решение соответствует локальному максимуму $U(\mathbf{r})$, т. е. неустойчивому положению покоящейся в этой точке частицы. В точках же (7.23) энергия $U(\mathbf{r})$ минимальна. Покоящаяся в такой точке частица находится в устойчивом состоянии по радиальному движению и в состоянии безразличного равновесия по движению по сфере.

Таким образом, в низшем энергетическом состоянии $\mathbf{p} = 0$, $\mathbf{r}(\mathbf{n}) = \mathbf{n}a/2b$ имеет место спонтанное нарушение симметрии. При уменьшении параметра a до значений $a < 0$ решение (7.23) исчезает, а решение $\mathbf{r} = 0$ становится минимумом. Спонтанное нарушение симметрии снимается.

В физике элементарных частиц состоянием со спонтанно нарушенной симметрией считается вакуум. В современной теории вакуум — не пустота, а состояние квантовой материи с наименьшей плотностью энергии. В упомянутых в § 1, п. 7 объединенной теории слабых и электромагнитных взаимодействий и в единой кварк-глюонной теории сильных взаимодействий спонтанное нарушение вакуума является одним из краеугольных камней. В этих теориях исходные уравнения для этой квантовой материи обладают существенно более высокой симметрией, чем вакуумное решение. Спонтанное нарушение симметрии вакуума является довольно сильным и имеет место для всех типов взаимодействий. Даже различие интенсивности сильных и электромагнитных взаимодействий получается как эффект спонтанного нарушения. Тем не менее, как будет видно ниже, особенно в § 7, п. 4, «остатки» этих исходных или, как их часто называют, высших симметрий убедительно проявляются во многих аспектах. На основе высших симметрий было сделано много оправдавшихся фундаментальных предсказаний (существование Ω^- -бариона (§ 4, п. 5), спектр шармония (§ 7, п. 5), существование слабых нейтральных токов и т. д.). Поэтому гипотеза о спонтанном нарушении симметрии вакуума пользуется всеобщим признанием, даже несмотря на то, что ее сколько-нибудь последовательная количественная трактовка до сих пор отсутствует.

§ 3. Классификация элементарных частиц

1. В этом пункте мы перечислим физические величины, характеризующие различные элементарные частицы. Как мы увидим, у элементарных частиц довольно много различных характеристик, причем среди них трудно выделить основную (подобную атомному номеру в периодической системе Менделеева). Это обстоятельство затрудняет классификацию элементарных частиц.

Основные характеристики элементарных частиц таковы: 1) масса m ; 2) спин J ; 3) электрический заряд Q ; 4) барионный заряд B ; 5) лептонные заряды L, L', L'' ; 6) странность S ; 7) шарм C ; 8) изотопический спин T ; 9) четность P ; 10) время жизни τ ; 11) статистика. Для полноты отметим, что у элементарных частиц существует и ряд других характеристик, таких как: 12) G -четность; 13) CP -четность; 14) зарядовая четность; 15) магнитный момент; 16) среднеквадратичный радиус распределения электрического заряда и т. д.

Изучаются также непрерывные характеристики, описываемые уже не дискретными числами, а функциями, например, распределение зарядов и магнитных моментов в частицах.

Мы видим, что список физических величин, характеризующих элементарную частицу, отличается от аналогичного перечня для

атомных ядер (см. гл. II, § 1). С одной стороны, такая величина, как несферичность, для элементарных частиц совершенно не изучена и неизвестно, существует ли вообще. С другой стороны, у элементарных частиц появляется ряд новых характеристик. Наконец, некоторые характеристики частиц существуют и у ядер, но под другими именами. Так, атомный номер Z ядра совпадает с его зарядом Q , а массовое число A — с барионным зарядом B .

2. Рассмотрим теперь основные свойства перечисленных выше характеристик.

Масса и спин отражают инертные и гравитационные свойства частиц. Массой также определяется запас энергии, имеющейся в частице. Массы всех частиц неотрицательны. В отношении спектров масс и спинов частиц в настоящее время имеются полуфеноменологические соображения, относящиеся лишь к отдельным группам частиц. Ряд подмеченных здесь эмпирических закономерностей, по-видимому, имеет глубокий физический смысл, так как с их помощью иногда удается предсказывать новые частицы (см. § 7).

Все строго сохраняющиеся заряды Q, B, L, L', L'' являются целочисленными и аддитивными. Электрические заряды гипотетических субчастиц — кварков — составляют $\frac{1}{3}$ и $\frac{2}{3}$ элементарного.

Странность S и шарм C , как мы уже говорили, похожи на заряды, но, в отличие от них, сохраняются не во всех взаимодействиях. То же относится к четности и изотопическому спину.

Периоды полураспадов элементарных частиц варьируются в довольно широких пределах. Стабильными (т. е. имеющими бесконечное время жизни) являются частицы с минимальными массами при заданных значениях всех сохраняющихся зарядов. Таких частиц известно всего девять. Сравнительно большим временем жизни ($T_{1/2} = 10,5$ мин) обладает нейтрон (и антинейтрон).

Времена жизни остальных частиц меняются от 10^{-6} с вплоть до характерного времени пролета 10^{-23} — 10^{-24} с. В отличие от атомных ядер, у частиц не наблюдались очень большие времена жизни. Это связано через соотношение неопределенностей с малостью радиусов частиц и со сравнительно большими энергиями, выделяющимися при распадах. Порядок времени жизни частицы определяется тем, каким фундаментальным взаимодействием обусловлен распад. Если распад обусловлен влиянием сильного взаимодействия, то время жизни ненамного превышает время пролета. Частицы, распадающиеся за счет электромагнитных взаимодействий, живут сравнительно долго, примерно 10^{-14} — 10^{-18} с. Это уже полные частицы, так как времена их жизни на много порядков больше времени пролета. Наконец, частицы, распад которых идет только за счет слабых взаимодействий, живут 10^{-10} с и дольше.

Принадлежность частиц той или иной статистике проявляется в определенных запретах для реакций и распадов с переходом в со-

стояния, содержащие не менее двух одинаковых частиц. Разделение всех частиц на бозоны и фермионы (гл. II, § 8, п. 4) проявляется и во многих других свойствах частиц. Например, все фермионы обязательно обладают ненулевыми значениями хотя бы одного из строго сохраняющихся зарядов.

Существование у частиц разного рода четностей приводит к правилам отбора, связанным с точным или приближенным сохранением этих четностей.

Характеристики, связанные с внутренней структурой частицы, у подавляющего числа частиц совершенно не изучены. Хорошо исследована только электромагнитная структура протона и нейтрона, о чем мы скажем в § 7, п. 11.

3. О том, какие из только что перечисленных характеристик выбрать за главные при классификации элементарных частиц, до сих пор нет единого мнения, потому что в разных конкретных вопросах главенствующую роль могут играть разные свойства частиц. Мы приведем здесь одну из самых употребительных классификаций. Прежде всего, для того чтобы иметь право называться частицей, микросистема должна прожить заметное время, намного превышающее характерное время пролета. По этому признаку все частицы можно разделить на настоящие частицы и резонансы. Настоящие частицы живут на много порядков дольше характерного времени и распадаются только за счет электромагнитных или слабых взаимодействий. Время жизни резонансов близко к характерному времени (10^{-23} — 10^{-24} с). Они распадаются под влиянием сильных взаимодействий. Разделение частиц на «настоящие» и резонансы не носит принципиального характера, а скорее обусловлено различиями в методах наблюдения, обилием резонансов, а также тем, что непрерывно открываются новые резонансы и время от времени закрываются некоторые открытые ранее в недостаточно надежных экспериментах. Если настоящие частицы еще доступны запоминанию любому физику-ядерщику, то список всех резонансов помнят только занимающиеся ими специалисты.

Пожалуй, самыми главными характеристиками частиц являются лептонный и барионный заряды, а также участие в различных фундаментальных взаимодействиях. Напротив, электрический заряд в классификации элементарных частиц играет второстепенную роль.

Элементарные частицы можно разделить на следующие классы:

а) *Фотон* (γ -квант). У фотона равны нулю все заряды, а также масса. Фотон не подвержен сильным взаимодействиям. Фотон имеет целый спин, равный единице, т. е. является бозоном.

б) *Лептоны*. Лептоны — относительно легкие частицы, имеющие ненулевой лептонный заряд (L или L' , или L'') и нулевой барионный заряд. Лептоны также не подвержены сильным взаимодействиям. Все лептоны имеют полуцелый спин, т. е. являются фермионами.

в) *Мезоны*. Частицы с нулевыми лептонным и барионным зарядами, участвующие в сильных взаимодействиях. Раньше объединяющим признаком мезонов являлось также то, что их массы имели значения, промежуточные между массами электрона и нуклона. Сейчас известны мезонные резонансы, массы которых превосходят нуклонную. Все мезоны имеют целый спин, т. е. являются бозонами.

г) *Барионы*. Частицы с ненулевым барионным и нулевым лептонным зарядами. Самыми легкими барионами являются протон и нейтрон, так что барионы — частицы тяжелые. Все барионы имеют полуцелый спин, т. е. являются фермионами.

Мезоны и барионы имеют общее название адронов — частиц, подверженных сильным взаимодействиям. Часто для классификации адронов используются странность и шарм. Адроны с нулевыми странностью и шармом называются обычными, адроны с ненулевой странностью — странными, с ненулевым шармом — шармированными. Если отбросить резонансные частицы (которые, конечно, все являются адронами), то классификация адронов по барионному заряду и странности примет такой вид:

в1) Пионы: $B = 0, S = 0$.

в2) Каоны: $B = 0, S = \pm 1$.

в3) Эта-мезон: $B = 0, S = 0$.

в4) Шармированные мезоны: $B = 0, S = 0, C = \pm 1$.

г1) Нуклоны: $B = \pm 1, S = 0$.

г2) Гипероны: $B = \pm 1, S = \pm 1, \pm 2, \pm 3$.

г3) Шармированные барионы *): $B = 0, S = 0, C = \pm 1$.

4. В заключение этого параграфа приведем полную таблицу всех известных «настоящих» (т. е. не являющихся резонансами) элементарных частиц с их основными квантовыми числами.

Поясним обозначения, принятые в этой таблице. Все частицы разделены на частицы и античастицы. Истинно нейтральные частицы, не имеющие античастиц, помещены в колонке обозначений посредине. Названия, как правило, приводятся только для частиц. Соответствующая античастица для барионов, нейтральных каонов и обоих сортов нейтрино получается просто прибавлением к названию частицы приставки «анти». Например: протон — антипротон, электронное нейтрино — электронное антинейтрино. «Антиэлектрон» имеет специальное название *позитрон*. По отношению к заряженным пионам и каонам термин античастица обычно не употребляется. Говорят просто о положительных и отрицательных пионах (каонах). Можно встретить и более старые наименования, такие как пи-плюс-мезон, К-минус-мезон и т. д. Почти все обозначения для приведенных в таблице физических величин уже объяснялись ранее.

*) В период представления настоящего издания (1978 г.) предсказывались теоретически, но обнаружены не были.

Таблица 7.3

Название	Обозначение		B	L	L'	L''	S	C	Масса M _{эВ}	J ^P	TG	Q	Среднее время жизни, с	Способы распада и относительная вероятность (в %)
	Частицы	Античастицы												
Фотон	γ		0	0	0	0	0	0	0	1	—	—	стаб.	—
Электрон, позитрон	e ⁻	e ⁺	±1	±1	0	0	0	0,511	0,511	1/2 ±	—	±1	стаб.	—
Электронное нейтрино	ν _e	ν̄ _e	±1	±1	0	0	0	0	0	1/2	—	0	стаб.	—
Мюон	μ ⁻	μ ⁺	0	±1	0	0	0	106	106	1/2 ±	—	±1	2,2 · 10 ⁻⁶	e ⁻ + ν̄ + ν _μ (100)
Мюонное нейтрино	ν _μ	ν̄ _μ	0	±1	0	0	0	0	0	1/2	—	0	стаб.	—
τ-мезон	τ ⁻	τ ⁺	0	0	±1	±1	0	1807	1807	1/2 ±	—	±1	нестаб.	μ ⁻ + ν̄ _μ + ν _τ , e ⁻ + ν̄ _e + ν _τ (40)
τ-нейтрино	ν _τ	ν̄ _τ	0	0	±1	±1	0	0	0	1/2	—	0	стаб.	—
Пiony	Заряженный пион Нейтральный пион	π ⁺	π ⁻	0	0	0	0	0	140	140	1 ⁻	±1	2,6 · 10 ⁻⁸	μ ⁺ + ν _μ (100)
		π ⁰	π ⁰	0	0	0	0	0	135	135	—	—	0,76 · 10 ⁻¹⁶	γ + γ (99), γ + e ⁺ + e ⁻ (1)
Мезоны	Заряженный каон Нейтральный каон	K ⁺	K ⁻	0	0	0	0	0	494	494	—	±1	1,2 · 10 ⁻⁸	μ ⁺ + ν _μ (63), π ⁺ + π ⁰ (21)
		K ⁰	K ⁰	0	0	0	±1	0	498	498	0 ⁻	0	K _S ⁰ 0,86 · 10 ⁻¹⁰ K _L ⁰ 5,4 · 10 ⁻⁸	π ⁺ + π ⁻ (69), 2π ⁰ (31) π [±] + e [±] + ν _e (39) π [±] + μ [±] + ν _μ (27) 3π ⁰ (21), π ⁺ + π ⁻ + π ⁰ (13) π ⁺ + π ⁻ (0,16), 2π ⁰ (0,12)

Таблица 7.3 (продолжение)

Название	Обозначение		B	L	L'	L''	S	C	M _{МэВ}	J ^P	G	Q	Среднее время жизни, с	Способы распада и относительная вероятность (в %)
	Частицы	Янтцы												
η-мезон	η		0	0	0	0	0	±1	549	0 ⁻	0 ⁺	0	2,4 · 10 ⁻¹⁹	2γ (38), π ⁺ +π ⁻ +π ⁰ (24) 3π ⁰ (30), π ⁰ +2γ (3), π ⁺ +π ⁻ +γ (5)
D ⁺ -мезон	D ⁺	D ⁻	0	0	0	0	0	±1	1868					K ⁻ π ⁺ π ⁺ (3,9), K ⁰ π ⁺ (1,5), e ⁺ +... (9,8)
D ⁰ -мезон	D ⁰	D ⁰	0	0	0	0	0	±1	1863					K ⁻ π ⁺ (1,8), K ⁰ π ⁰ (12), K ⁻ π ⁺ π ⁻ (3,5), K ⁰ π ⁺ π ⁻ (4,4), e ⁺ +... (9,8)
F-мезон	F	F̄	0	0	0	0	±1	±1	2030					
Липроны	Протон	p	±1	0	0	0	0	0	938,2	1/2 ±	1/2	±1	стаб.	—
	Нейтрон	n						0	939,6			0	0,93 · 10 ⁸	p + e ⁻ + ν _e
	Ламбда-гиперон	Λ							1116		0	0	2,5 · 10 ⁻¹⁰	p + π ⁻ (65), n + π ⁰ (35)
	Сигма-плюс-гиперон	Σ ⁺	Σ ⁺	±1	0	0	±1	0	1189	1/2 ±	1	±1	0,8 · 10 ⁻¹⁰	p + π ⁰ (52), n + π ⁺ (48)
Сигма-нуль-гиперон	Σ ⁰	Σ ⁰						1192		1	0	< 10 ⁻¹⁴	Λ + γ (100)	
Сигма-минус-гиперон	Σ ⁻	Σ ⁻						1197		1	∓1	1,5 · 10 ⁻¹⁰	n + π ⁻	
Каскадные гипероны	Кси-нуль-гиперон	Ξ ⁰	Ξ ⁰						1315			0	3 · 10 ⁻¹⁰	Λ + π ⁰
	Кси-минус-гиперон	Ξ ⁻	Ξ ⁻	±1	0	0	∓2	0	1321	1/2 ±	1/2	∓1	1,7 · 10 ⁻¹⁰	Λ + π ⁻
	Омега-минус-гиперон	Ω ⁻	Ω ⁻	±1	0	0	∓3	0	1672	3/2 ± (?)	0	—	1,3 · 10 ⁻¹⁰	Ξ + π (≈ 50), Λ + K ⁻ (≈ 50)

Новыми являются только обозначения J^P и T^G . Первое из них обозначает четность (P) и спин (J) частицы. Например, для пионов $J^P = 0^-$. Это означает, что спин пиона равен нулю, а его четность отрицательна. Аналогично через T^G обозначены изотопический спин и G -четность. Например, у эта-мезона изотопический спин равен нулю, а G -четность положительна. Массы частиц, как это сейчас принято, приводятся в энергетических единицах (МэВ). Раньше за единицу массы элементарных частиц принималась масса электрона. Поскольку масса электрона равна 0,5 МэВ, то для того чтобы узнать, сколько электронным массам равна масса частицы, надо ее массу в мегаэлектронвольтах умножить на два. Если какая-то характеристика для частицы не указывается, то это значит, что она для этой частицы не может быть определена. Например, лептоны не обладают изотопическим спином, потому что они не участвуют в сильных взаимодействиях. Если для физической величины указаны два знака, то верхний относится к частице, а нижний — к античастице. Например, барионный заряд равен единице для барионов и минус единице для антибарионов. Заметим, в частности, что четности частиц и античастиц одинаковы для бозонов и противоположны для фермионов. Указанные в последней графе способы распада приведены для частиц. Античастицы распадаются на соответствующие античастицы.

Появление частиц K_S^0 и K_L^0 в клетках для времен жизни и способах распада нейтральных каонов мы объясним в § 8, п. 8.

Стоит обратить внимание на то, что все восемь мезонов имеют одинаковые спин и четность. То же имеет место и для восьми барионов (для всех, кроме Ω -гиперона). Из этих закономерностей делаются далеко идущие выводы (см. § 7, п. 4).

В конце книги приведена полная таблица всех известных элементарных частиц, включающая многочисленные резонансы (см. приложение IV).

§ 4. Кинематика и законы сохранения зарядов в реакциях и распадах элементарных частиц

1. В этом параграфе мы рассмотрим более детально ограничения, налагаемые на реакции взаимопревращения элементарных частиц механическими законами сохранения и законами сохранения зарядов. Мы начнем с вывода общей формулы для энергетических порогов различных реакций. Сравнив эту формулу с выведенной в гл. IV, § 2, мы увидим, что релятивистские эффекты приводят к резкому увеличению различия между порогом и энергией реакции. Далее мы коснемся одного общего свойства угловых распределений релятивистских реакций. После этого мы перейдем к рассмотрению вытекающих из законов сохранения зарядов правил отбора, называемых иногда алгеброй реакций.

2. Мы уже вводили понятие порога в теории ядерных реакций (гл. IV, § 2). Получим теперь релятивистскую формулу для величины порога в реакции взаимопревращения элементарных частиц, т. е. для минимальной энергии, достаточной для того, чтобы эта реакция могла идти. Для упрощения записи мы примем в этом и следующем пунктах систему единиц, в которой скорость света равна единице, $c = 1$. Такая часто используемая система удобна тем, что в ней энергия, масса и импульс имеют одинаковую размерность.

Пусть частица массы m_1 налетает на покоящуюся частицу массы m_2 (мишень) и производит реакцию, в результате которой в конечном состоянии получают n частиц с массами m'_1, m'_2, \dots, m'_n . Законы сохранения энергии и импульса для таких реакций имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_1 &= \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n, \\ E_{1\text{рел}} + m_2 &= E'_{1\text{рел}} + E'_{2\text{рел}} + \dots + E'_n, \end{aligned} \quad (7.24)$$

где полные энергии $E_{1\text{рел}}, E_{2\text{рел}} (= m_2), E'_{1\text{рел}}, \dots, E'_{n\text{рел}}$ связаны с соответствующими импульсами обычными релятивистскими соотношениями

$$E_{i\text{рел}} = \sqrt{m_i^2 + \mathbf{p}_i^2} \text{ и т. д.} \quad (7.25)$$

Вспомним теперь (см. гл. I, § 2), что в теории относительности величина

$$(\sum E_{i\text{рел}})^2 - (\sum \mathbf{p}_i)^2 = \text{inv} \quad (7.26)$$

является инвариантом, т. е. одинакова во всех инерциальных системах координат. Суммирование здесь происходит по числу частиц в фиксированный момент времени, начальный или конечный. Поскольку эта величина составлена из интегралов движения, то она и сама является интегралом движения. Теперь воспользуемся тем, что на пороге все частицы в конечном состоянии в СЦИ покоятся относительно друг друга, и вычислим приведенный выше инвариант в начальном состоянии в лабораторной системе, а в конечном состоянии — в системе центра инерции. В результате получим

$$(E_{1\text{рел}} + m_2)^2 - \mathbf{p}_1^2 = (m'_1 + \dots + m'_n)^2 \equiv (\sum m'_i)^2. \quad (7.27)$$

Теперь выразим импульс первой частицы через ее полную энергию

$$\mathbf{p}_1^2 = E_{1\text{рел}}^2 - m_1^2 \quad (7.28)$$

и перейдем от этой полной энергии к кинетической

$$E_1 = E_{1\text{рел}} - m_1 \quad (7.29)$$

(напомним, что согласно (1.7) именно энергия E_1 в нерелятивистском пределе переходит в $\mathbf{p}_1^2/2m_1$). Подставив (7.29) и (7.28) в (7.27), нетрудно получить окончательную формулу для пороговой кинетической энергии налетающей частицы:

$$E_{\text{пор}} = E_1 = \frac{(\sum m'_i + m_1 + m_2)(\sum m'_i - m_1 - m_2)}{2m_2}. \quad (7.30)$$

Что же касается энергии реакции Q (аналог нерелятивистской теплоты реакции, взятой с обратным знаком), то она равна просто изменению суммарной массы покоя частиц:

$$Q = \sum m'_i - m_1 - m_2, \quad (7.31)$$

так что

$$E_{\text{пор}} = Q \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q}{2m_2} \right). \quad (7.32)$$

Энергия Q также представляет собой порог, но только не в лабораторной системе, а в системе центра инерции сталкивающихся частиц. Порог $E_{\text{пор}}$ всегда больше Q , потому что пороговая энергия включает в себя как энергию Q , так и кинетическую энергию движения центра инерции сталкивающихся частиц.

Посмотрим теперь, как меняется соотношение между $E_{\text{пор}}$ и Q при переходе от нерелятивистских скоростей к релятивистским. В нерелятивистских реакциях энергия Q значительно меньше масс каждой из частиц, участвующих в реакции. Поэтому в скобке в правой части (7.32) тут можно пренебречь последним слагаемым. В результате мы получим, что нерелятивистский порог пропорционален энергии реакции Q и почти равен ей, если масса налетающей частицы намного меньше массы мишени. В релятивистском случае энергия Q не мала, так что зависимость $E_{\text{пор}}$ от Q из линейной переходит в квадратичную. Поэтому при больших (по сравнению с массами реагирующих частиц) Q порог $E_{\text{пор}}$ растет пропорционально Q^2 . Этот существенно релятивистский эффект резко снижает эффективность ультрарелятивистских ускорителей обычных типов (см. гл. IX, § 2).

Рассмотрим несколько примеров применения формул (7.30) и (7.32).

а) Порог рождения пары нуклон — антинуклон при столкновении двух нуклонов. Например, $p + p \rightarrow p + p + n + \bar{n}$. В этом случае масса каждой частицы равна массе нуклона, так что

$$E_{\text{пор}} = \frac{(4M + M + M)(4M - M - M)}{2M} = 6M \approx 5,8 \text{ ГэВ}. \quad (7.33)$$

Уже здесь порог в три раза превышает энергию реакции.

б) Если же рассмотреть рождение N нуклон-антинуклонных пар в том же столкновении нуклон — нуклон

$$p + p \rightarrow p + p + N \cdot n + N \cdot \bar{n},$$

то для $E_{\text{пор}}$ и Q получим

$$Q = 2NM, \quad E_{\text{пор}} = 2MN(N + 2). \quad (7.34)$$

Из (7.34) видно, что, например, при $N = 8$ будет $E_{\text{пор}} = 10Q$, так что 90% энергии частицы будет затрачиваться на разгон центра инерции.

в) Пусть в ускорителе электронов и позитронов на встречных пучках энергия в каждом из пучков равна 1,2 ГэВ. Какой должна быть соответствующая энергия позитрона в обычном ускорителе с одним пучком? В этом случае энергия позитрона на три порядка больше его энергии покоя, так что формула (7.32) сводится к соотношению

$$E_{\text{пор}} = \frac{Q^2}{2m_2} = \frac{(1,2 \cdot 10^3 \text{ МэВ})^2}{2 \cdot 0,5 \text{ МэВ}} = 1,4 \cdot 10^6 \text{ МэВ} = 1,4 \cdot 10^3 \text{ ГэВ}.$$

Таким образом, энергия позитронов в обычном ускорителе должна на три порядка превышать энергию в ускорителе на встречных пучках. Только тогда оба ускорителя станут эквивалентными в смысле энергетической достижимости различных реакций.

г) Порог фоторождения пиона на нуклоне

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^+.$$

В этом случае $m_1 = 0$, $m_2 = M$, $m'_1 = M$, $m'_2 = m_\pi \approx M/6$. Отсюда

$$Q = m_\pi, \quad E_{\text{пор}} = \frac{(M + m_\pi + M)(M + m_\pi - M)}{2M} \approx 1,08 m_\pi.$$

Здесь налетающая частица — легкая, мишень — тяжелая, и разность масс покоя начальных и конечных частиц невелика. В результате требуемая энергия незначительно отличается от энергии покоя рождаемой частицы.

3. Релятивистские кинематические эффекты существенно влияют не только на соотношение между порогом и энергией реакции, но и на угловые распределения разлетающихся после реакции частиц. Сравним углы вылета частицы в ЛС и СЦИ. Если обозначить скорость самого центра инерции (в ЛС) через V и направить ее вдоль оси z , то преобразование Лоренца для импульса и энергии частицы от ЛС к СЦИ будет иметь вид

$$p_x = p_x^*, \quad p_y = p_y^*, \quad p_z = \frac{p_z^* + VE^*}{\sqrt{1 - V^2}}, \quad E = \frac{E^* + Vp_z^*}{\sqrt{1 - V^2}}, \quad (7.35)$$

где величины со звездочкой относятся к СЦИ, а величины без звездочек — к ЛС. Перейдем теперь к полярной системе координат. Направив полярную ось вдоль оси z , т. е. в конечном счете вдоль импульса налетающей частицы, получим, что

$$p_x = p \sin \vartheta \cos \varphi, \quad p_y = p \sin \vartheta \sin \varphi, \quad p_z = p \cos \vartheta$$

и аналогично для величин со звездочками. Из (7.35) элементарно следует соотношение

$$\text{tg } \vartheta = \frac{v^* \sin \vartheta^* \sqrt{1 - V^2}}{v^* \cos \vartheta^* + V}, \quad (7.36)$$

где v^* , ϑ^* — соответственно скорость и азимутальный угол вылетающей частицы в СЦИ. В ускорителях высоких энергий задается

не скорость СЦИ, а масса m_1 налетающей частицы, масса m_2 мишени и кинетическая энергия E_1 налетающей частицы:

$$E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} - m_1. \quad (7.37)$$

Скорость V равна импульсу системы этих двух частиц, деленному на полную энергию этой системы:

$$V = \frac{p_1}{E_1 + m_1 + m_2}. \quad (7.38)$$

Подставив в (7.38) импульс, вычисленный из (7.37), получим

$$V = \frac{\sqrt{E_1^2 + 2E_1 m_1}}{E_1 + m_1 + m_2}. \quad (7.39)$$

С помощью формул (7.36), (7.39) можно непосредственно связать друг с другом угловую зависимость сечения в ЛС и СЦИ. Мы не будем проводить этих громоздких, хотя и элементарных, выкладок, а отметим лишь некоторые характерные качественные детали. Пусть частица в СЦИ вылетает под прямым углом к направлению падающего пучка, т. е. пусть $\vartheta^* = \pi/2$. Тогда для угла ϑ в ЛС из (7.36) получим уравнение

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{v^* \sqrt{1 - V^2}}{V} = v^* \sqrt{\frac{(m_1 + m_2)^2 + 2E_1 m_2}{E_1^2 + 2E_1 m_1}}. \quad (7.40)$$

Очевидно, что при скорости V , близкой к единице, угол ϑ становится очень малым. Этот ультрарелятивистский случай имеет место, когда кинетическая энергия E_1 падающей частицы значительно превышает массы m_1 и m_2 ,

$$E_1 \gg m_1 + m_2.$$

В этом случае для угла ϑ получается простое выражение

$$\vartheta = \vartheta^* \sqrt{\frac{2m_2}{E_1}}. \quad (7.41)$$

Мы видим, что частицы, вылетающие в СЦИ в переднюю полусферу, будут попадать в узкий конус с углом раствора (7.41) в ЛС.

Посмотрим теперь, под каким углом должна вылететь частица в СЦИ, чтобы вылететь под углом $\pi/2$ в ЛС. Положив в (7.36) $\vartheta = \pi/2$, получим, что

$$\cos \vartheta^* = -V/v^*. \quad (7.42)$$

Из (7.42) следует, что вылет частицы под прямым углом в лабораторной системе возможен лишь при $V < v^*$. При $V > v^*$ частица может вылетать только под острыми углами. Найдем предельное значение этого острого угла. Для этого надо приравнять нулю производную от (7.36) по ϑ^* . Проредив эту несложную выкладку, получим, что

$$\cos \vartheta_{\max}^* = -v^*/V. \quad (7.43)$$

Отсюда для предельного угла ϑ в лабораторной системе в ультрарелятивистском случае получается выражение

$$\vartheta_{\max} = \frac{v^*}{\sqrt{1-v^{*2}}} \sqrt{\frac{2m_2}{E_1}}, \quad (7.44)$$

из которого видно, что в ультрарелятивистском случае в ЛС все частицы вылетают внутрь узкого конуса в направлении вперед. Эта резкая вытянутость сечений вперед является чисто кинематическим релятивистским эффектом и поэтому имеет место для всех реакций.

4. Как мы уже говорили (§ 2, п. 1), в мире элементарных частиц действует принцип: «все, что не запрещено (законами сохранения), обязательно происходит». Этот принцип позволяет легко разобраться в том, какие реакции и распады будут идти, а какие нет. Для этого достаточно учесть энергетический баланс и законы сохранения момента и зарядов, потому что все остальные законы сохранения накладывают ограничения не на сам процесс, а на его характеристики (интенсивность, угловое распределение и др.). Надо, однако, еще учесть, что если процесс разрешен только для слабых взаимодействий, то он будет протекать с ничтожной интенсивностью. Такого типа реакцию вообще нельзя заметить (если только для этого не приняты «сверхособые» меры, см. § 8, п. 12), а соответствующий распад будет протекать с громадным (например, 10^{-10} с) временем жизни. Поэтому наряду с законами сохранения зарядов надо учитывать приближенные законы сохранения странности, четности и зарядового сопряжения, нарушаемые только слабыми взаимодействиями. Учтя это последнее замечание, приведем полную сводку условий, пользуясь которыми можно не только легко и быстро сказать, пойдет или нет данный процесс, но и, например, перечислить возможные пути получения тех или иных частиц. Эти условия таковы:

а) Для того чтобы любой процесс (реакция или распад) шел, необходимо, чтобы алгебраическая сумма зарядов каждого сорта в начальном состоянии равнялась алгебраической сумме зарядов соответствующего сорта в конечном состоянии:

$$\Delta B = 0, \quad \Delta L = 0, \quad \Delta L' = 0, \quad \Delta L'' = 0, \quad \Delta Q = 0, \quad (7.45)$$

где $\Delta B = \sum B_{i \text{ нач}} - \sum B_{i \text{ кон}}$ и т. д. Для распада необходимым является еще сохранение момента $\Delta J = 0$.

Значения зарядов B, L, L', L'', Q для разных частиц приведены в табл. 7.3 и приложении IV.

б) Для того чтобы реакция могла идти, необходимо, чтобы кинетическая энергия E_1 налетающей частицы превышала порог $E_{\text{пор}}$:

$$E_1 > E_{\text{пор}}, \quad (7.46)$$

где $E_{\text{пор}}$ вычисляется по формуле (7.30), а E_1 — по формуле (7.29). Если вычисленная по формуле (7.30) пороговая энергия окажется отрицательной, то это будет означать, что реакция является экзотермической и идет при всех энергиях.

Примечание: для реакций на встречных пучках при столкновении частиц равных масс и энергий порогом является энергия реакции Q , вычисляемая по формуле (7.31).

в) Для того чтобы мог идти распад, *необходимо*, чтобы масса $m_{\text{нач}}$ распадающейся частицы превышала сумму масс $\sum m_i$ частиц, получающихся в результате распада:

$$m_{\text{нач}} > \sum m_i. \quad (7.47)$$

г) Для того чтобы реакция могла идти со сколько-нибудь заметной интенсивностью, *необходимо*, чтобы алгебраические суммы $\sum S_i$, $\sum C_i$ странностей и шармов частиц не менялись при реакции:

$$\Delta S = 0, \quad \Delta C = 0. \quad (7.48)$$

Значения странностей и шармов частиц также приведены в табл. 7.3.

д) Распады без изменения странности происходят очень быстро, за времена от 10^{-16} с и меньше. Исключением являются распады с участием нейтрино.

е) Распады с участием нейтрино, а также распады с изменением странности или шарма идут медленно (10^{-8} — 10^{-10} с; до 10^{-13} с при большой, порядка 1 ГэВ, выделяющейся энергии). При этом странность и шарм если и меняются, то не более чем на единицу:

$$|\Delta S| = 0, 1; \quad |\Delta C| = 0, 1. \quad (7.49)$$

ж) Условия а), б), г), взятые все вместе, не только необходимы, но и *достаточны* для того, чтобы реакция шла с заметной интенсивностью (при достаточном превышении пороговой энергии). Исключением и здесь являются реакции с участием нейтрино, которые при соблюдении перечисленных выше условий могут идти только за счет слабых взаимодействий, т. е. с ничтожной интенсивностью.

з) Условия а), в), д), взятые все вместе, обычно не только необходимы, но и *достаточны* для того, чтобы имел место быстрый распад. Иногда этот распад может быть в той или иной степени запрещен правилами отбора по моменту, четности и другим квантовым числам.

и) Условия а), в), е) обычно не только необходимы, но и *достаточны* для того, чтобы шел медленный распад. Иногда этот распад может быть в той или иной степени запрещен правилами отбора по моменту, C - или P -четности.

На практике, кроме этих правил, надо еще учитывать, что в реальных экспериментальных установках мишенями могут быть только ядра и протоны (в установках на встречных пучках еще электроны и позитроны). Налетающими частицами могут быть протоны,

дейтроны, α -частицы, мюоны, электроны, позитроны, а также γ -кванты, нейтроны, заряженные пионы и каоны и др.

Рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих приведенные выше правила. Поставим вопрос: на что будет распадаться отрицательный мюон μ^- ?

Согласно правилу в) продуктами распада мюона могут быть только легкие частицы: фотон, электрон, позитрон и различные нейтрино. Закон сохранения барионного заряда будет выполнен автоматически, так как $B = 0$ у всех рассматриваемых частиц. У мюона не равны нулю второй лептонный и электрический заряды. Поэтому среди продуктов распада μ^- должны быть мюонное нейтрино ν_μ и электрон e^- . Но электрон имеет еще ненулевой лептонный заряд, который отсутствует у мюона. Чтобы скомпенсировать этот лептонный заряд, при распаде должно вылететь еще электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$. В результате получаем, что μ^- должен распадаться по схеме



Теперь законы сохранения всех зарядов соблюдены. В (7.50) слева $B = 0$, $L = 0$, $L' = 1$, $Q = -1$. Справа — то же самое. Этот распад действительно наблюдается. Так как в процессе участвуют нейтрино, то время жизни мюона должно быть большим. Оно и равно $2 \cdot 10^{-6}$ с.

Другой пример. Какова минимальная энергия, необходимая для получения Σ^+ -гиперона при столкновении протон — протон? Система из двух протонов имеет барионный заряд, равный двум, и нулевую странность. Поэтому, во-первых, в конечном состоянии должно остаться два бариона. Во-вторых, если один из этих барионов будет Σ^+ -гипероном, странность которого $S = -1$, то для сохранения странности при этом должна появиться еще частица со странностью $S = 1$. Эта частица должна также иметь нулевой барионный заряд, т. е. быть каоном. Из сохранения электрического заряда следует, что этот каон электрически нейтрален. В целом реакция имеет вид



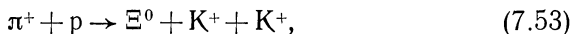
Порог этого превращения может быть рассчитан по формуле (7.30). Реакция (7.51) иллюстрирует уже знакомое нам (§ 2, п. 6) правило ассоциативного рождения странных частиц при столкновении обычных. Странные частицы рождаются и поодиночке, но только при столкновениях с участием других странных частиц. Например, Λ -гиперон может быть порожден при столкновении отрицательного каона с протоном:



Такой процесс идет, поскольку он разрешен как законом сохранения странности, так и законами сохранения различных зарядов.

При рождении каскадных Ξ -гиперонов надо скомпенсировать странность, равную -2 . Поэтому в столкновениях обычных частиц одновременно с Ξ -гипероном рождается или два каона, или такой же антигиперон.

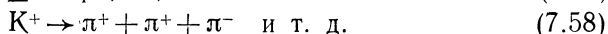
Например,



Напомним, что электрический заряд $\tilde{\Xi}$ -гиперона положителен, так как *все* заряды частицы и античастицы противоположны по знаку. Имея пучок K^- -частиц, каскадный гиперон можно получить из реакции



Ассоциативное рождение странных частиц происходит за счет сильных взаимодействий и поэтому идет интенсивно. Но при распаде на обычные частицы гиперон или каон должен избавляться от своей ненулевой странности самостоятельно. Поэтому распад может идти только с изменением странности, т. е. за счет слабого взаимодействия. Например,



Но в слабых взаимодействиях за один распад странность может измениться не более чем на единицу (см. условие e)). Поэтому каскадный гиперон может превратиться в обычные частицы не сразу, а лишь путем нескольких последовательных распадов. Этот каскад распадов и породил название этих частиц. Для примера рассмотрим распад Ξ^0 -гиперона. Так как для этой частицы $S = -2$, $B = 1$, то при распаде должна получиться система с $S = -1$, $B = 1$. Такой системой является комбинация нуклон плюс антикаон, например, $n + \bar{K}^0$. Но согласно табл. 7.3 $m_{\Xi^0} < m_n + m_{\bar{K}^0}$, так что такой распад энергетически невозможен. С другой стороны, системой с $S = -1$, $B = 1$ является обычный, не каскадный, гиперон, например Λ . Но превращение Ξ^0 -гиперона в один Λ -гиперон тоже невозможно энергетически, так как Ξ^0 -гиперону надо избавиться от избытка энергии, возникающей вследствие разности масс Ξ^0 и Λ -частиц. Эту избыточную энергию может унести частица с $B = 0$, $S = 0$, т. е. пион. Отсюда, учтя еще закон сохранения электрического заряда, получим, что Ξ^0 -гиперон должен распадаться так:



Проверим, возможен ли этот распад энергетически:

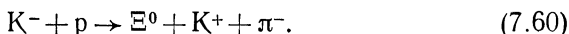
$$m_{\Xi^0} = 1315 \text{ МэВ} > m_{\Lambda} + m_{\pi^0} = 1116 \text{ МэВ} + 135 \text{ МэВ} = 1251 \text{ МэВ},$$

Распад на $\Sigma^0 + \pi^0$ тоже разрешен по зарядам и странности, но уже запрещен по энергии, так как

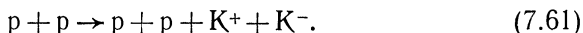
$$m_{\Sigma^0} + m_{\pi^0} = 1327 \text{ МэВ} > m_{\Xi^0}.$$

Пользуясь изложенными в этом пункте правилами, можно без труда разобраться в реакциях образования и распадов всех известных элементарных частиц. Полезно помнить одно следствие из этих правил: в разрешенной реакции (а также в распаде) можно переносить частицы из левой части в правую и наоборот с заменой их на соответствующие античастицы. При этом будут опять получаться разрешенные реакции и распады, если только можно соблюсти баланс энергии.

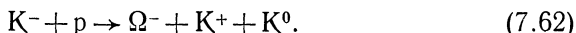
Например, в реакции (7.53) можно пион перенести в правую часть, а каон — в левую, в результате чего получится разрешенная реакция



5. В заключение этого параграфа рассмотрим с помощью только что изложенных правил «генеалогическое дерево» Ω^- -гиперона. Эта частица имеет странность $S = -3$. Поэтому ее удобнее получать в реакции с участием хотя бы одной частицы отрицательной странности. Но все странные частицы нестабильны, так что под рукой их нет. И начинать приходится с бомбардировки мишени из обычного (т. е. содержащего протоны и нейтроны) вещества пучком протонов высокой энергии. При столкновении нуклон — нуклон могут рождаться пары каон — антикаон. Например,



Отрицательные каоны имеют отрицательную странность. Их можно сфокусировать специальными магнитами и образовать из них пучок. Так как заряженный каон живет $\tau = 10^{-8}$ с, то, казалось бы, каонный пучок не может пройти расстояние, превышающее $ct = 3$ м. В действительности это не так. За счет релятивистского замедления времени каон высокой энергии может проходить десятки метров и больше, не распадаясь. Если пучок каонов направить на водородную мишень, то здесь уже можно получить Ω^- -гиперон из реакции



Все возникшие в результате реакции частицы нестабильны. Каоны распадаются на пионы. Ω^- -гиперон может распасться только на Ξ^- -гиперон, например,



Гиперон Ξ^- распадается на Λ -гиперон:



И, наконец, Λ -гиперон распадается на нестранные частицы:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (7.65)$$

Получившиеся в результате различных распадов пионы распадаются на мюоны, нейтрино и γ -кванты:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (7.66)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (7.67)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu. \quad (7.68)$$

Мюоны распадаются на электроны, позитроны и нейтрино:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (7.69)$$

Отрицательный пион может закончить свое существование и по-другому. Подойдя близко к атому, он может захватиться на атомную

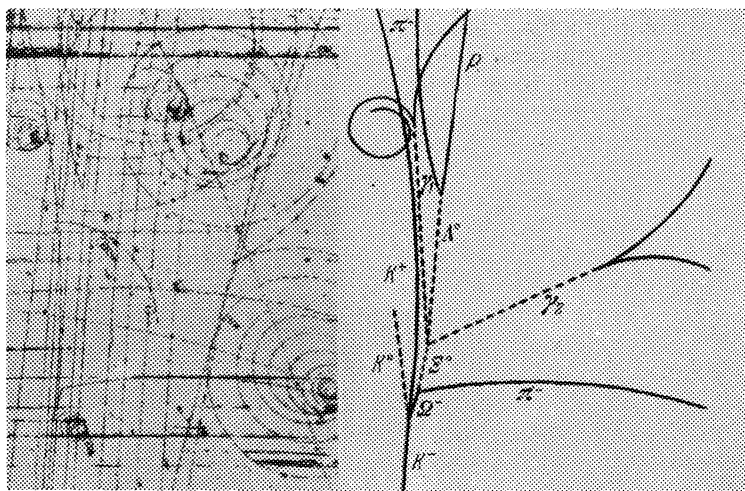


Рис. 7.2. Фотография события в пузырьковой камере (см. гл. IX, § 4, п. 9), в котором участвует Ω^- -частица. Справа — расшифровка события.

орбиту, радиус которой будет в 300 раз меньше радиуса соответствующей электронной орбиты. Подойдя таким образом довольно близко к ядру, отрицательный пион может «взорвать ядро», поглотившись им. Энергия пиона превращается в кинетическую энергию разлетающихся осколков. Такие процессы нередки.

Мы видим, что, для того чтобы зарегистрировать существование Ω^- -гиперона, нужно пронаблюдать длинную и сильно разветвлен-

ную цепь последовательных распадов различных частиц. Чтобы иметь возможность производить такие наблюдения, нужны регистрирующие приборы с колоссальным эффективным объемом. Таким уникальным прибором является пузырьковая камера, о которой мы подробно расскажем в гл. IX, § 4, п. 9. На рис. 7.2 изображена фотография, на которой посчастливилось зафиксировать образование и все стадии распада Ω^- -гиперона.

§ 5. Механизм взаимодействия элементарных частиц

1. Рассматривавшиеся нами до сих пор законы сохранения дают возможность разобраться в классификации частиц и в установлении разрешенных и запрещенных реакций и распадов. Для получения более полной информации о взаимодействиях элементарных частиц нам нужны какие-то представления о структуре частиц и о механизме протекания реакций и распадов. Полная теория этого круга явлений до сих пор не создана. Однако многие отдельные детали механизма взаимодействия элементарных частиц могут быть поняты на основе простых соображений, связанных с соотношениями неопределенностей (гл. I, § 3)

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2, \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar/2.$$

Из этих соотношений следует, что если частица существует в течение короткого промежутка времени Δt , то ее энергия может флуктуировать на величину $\hbar/2\Delta t$, а если частица находится лишь в области размера Δx , то ее импульс флуктуировать на величину $\hbar/2\Delta x$. Таким образом, в течение малых промежутков времени может «временно» нарушаться закон сохранения энергии, а в процессах, происходящих внутри малых объемов, могут происходить «местные» нарушения закона сохранения импульса. Рассмотрим простой пример. Если свободная частица имеет энергию E_p , то ее волновая функция $\Psi(t)$ гармонически зависит от времени,

$$\Psi(t) = \exp\left(-i \frac{E_p t}{\hbar}\right) \Psi(0). \quad (7.70)$$

Пусть теперь частица существует лишь в промежутке времени $-T/2 \leq t \leq T/2$, так что ее волновая функция равна нулю вне этого промежутка. Тогда фурье-образ $\tilde{\Psi}(\omega)$ этой функции определяется формулой

$$\tilde{\Psi}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\omega t} \Psi(t) = \frac{\Psi(0)}{\pi} \frac{\sin\{T(\omega - E_p/\hbar)/2\}}{\omega - E_p/\hbar}. \quad (7.71)$$

Из (7.71) видно, что функция $\tilde{\Psi}(\omega)$ хотя и имеет максимум при частоте $\omega = E_p/\hbar$, но отлична от нуля и при других частотах. Тем самым энергия $\hbar\omega$ частицы может отличаться от энергии E_p .

Эту размазанность энергии у частицы, существующей ограниченное время, можно трактовать двумя способами, различие между которыми, пожалуй, более терминологическое, чем физическое. В одной трактовке считают, что энергия свободной частицы остается равной E_p , даже если эта частица существует конечный момент времени. Отклонение $|\hbar\omega - E_p|$ приписывают возможности нарушения закона сохранения энергии в течение коротких промежутков времени. В другой трактовке полагают, что если частица живет время T , то ее энергией является величина $E = \hbar\omega$, а не E_p . Согласно этой трактовке в течение малых промежутков времени закон сохранения энергии точно соблюдается, а нарушается правильная связь между энергией, импульсом и массой:

$$E^2 \neq p^2c^2 + m^2c^4. \quad (7.72)$$

Вторая трактовка более распространена и более удобна для использования, несмотря на наличие у нее некоторых «темных» сторон. Так, во второй трактовке частица может иметь не только времени-подобный, но и пространственноподобный четырехмерный вектор энергии-импульса, например, иметь нулевую полную энергию и ненулевой импульс. Этот недостаток более чем окупается спасением закона сохранения энергии.

Частицы, для которых имеет место нарушение соотношения (1.5) между энергией, массой и импульсом, называются *виртуальными*. Виртуальными называются и процессы с испусканием таких частиц. Имея в виду неравенство (7.72), часто говорят, что *виртуальные частицы находятся вне массовой оболочки*.

2. В виртуальных процессах продолжают действовать ограничения, связанные с сохранением различных зарядов, странности и шарма, но не действуют ограничения по энергии и импульсу. Поэтому виртуально могут идти эндотермические реакции ниже порога, а также многие процессы, которые реально не могут идти ни при каких энергиях. Например, свободный электрон не может поглотить (или испустить) фотон, потому что при этом не могут быть одновременно соблюдены законы сохранения энергии и импульса. Это особенно просто увидеть, воспользовавшись равноправием всех инерциальных систем координат и записав баланс энергии и импульса в системе, где электрон покоится после поглощения фотона, т. е. где до поглощения импульс p электрона равен и противоположен импульсу k фотона:

$$p = -k, \quad \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} + |k|c = mc^2. \quad (7.73)$$

Очевидно, что это равенство соблюдается только при $p = k = 0$, т. е. при отсутствии фотона. Но виртуально процесс



может идти. Скобками с индексом «v» мы обозначили виртуальный характер получившегося электрона. Этот виртуальный электрон

не может существовать долго, а должен распасться снова на γ -квант и реальный электрон, которые, однако, могут вылететь в направлениях, отличных от первоначальных:

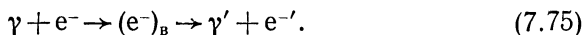






Схема (7.75) соответствует современным представлениям о механизме комптон-эффекта. Этот механизм не следует путать с механизмом составного ядра, когда (7.72) не имеет места.

Подобная (7.75) трактовка реакций с элементарными частицами как последовательности нескольких виртуальных процессов широко используется в физике элементарных частиц и позволяет понять многие, хотя и далеко не все, детали механизмов различных реакций и распадов.

3. Для описания виртуальных процессов существует удобный графический метод, разработанный первоначально Р. Фейнманом для описания механизма процессов в *квантовой электродинамике* — науке об электромагнитном взаимодействии электронов, позитронов, мюонов и фотонов друг с другом. Метод Фейнмана позволяет не только графически изображать, но и рассчитывать сечения различных процессов. К сожалению, этой расчетной стороны мы касаться не можем, поскольку мы не предполагаем, что читатель знаком с математическим аппаратом уравнения Дирака и квантовой теории поля. Нам придется ограничиться лишь перечислением различных процессов и качественными оценками.

Перейдем теперь к сути графического метода. В этом методе каждому механизму исследуемого процесса сопоставляются определенные графические схемы, в каком-то смысле отображающие развитие процесса в пространстве и во времени, называемые *диаграммами Фейнмана*. Один и тот же процесс часто может со сравнимыми интенсивностями происходить за счет нескольких, а то и очень многих различных механизмов.

Будем считать, что на этом графике ось времени направлена слева направо, так что слева будут начальные состояния, а справа — конечные. (Это правило является хотя и широко распространенным, но не общепринятым. Часто ось времени ориентируют снизу вверх.) Каждой участвующей в процессе *частице* на диаграмме Фейнмана соответствует *линия*. Чтобы легче отличать частицы друг от друга, разные частицы изображают разными линиями. Мы будем использовать следующие обозначения:

-  *барионы* — тройная прямая линия;
-  *пионы и каоны* — двойная линия;
-  *электроны, мюоны и нейтрино* — тонкая прямая линия;
-  *фотон* — тонкая волнистая линия.

Линии других частиц мы будем объяснять по мере их появления. Для определенности около линии часто ставится символ частицы. Только что нарисованные линии являются простейшими диаграммами Фейнмана. Каждая из этих линий описывает свободное движение соответствующей частицы. Свободный левый конец линии означает, что частица существует в начальном состоянии, а свободный правый конец означает, что частица существует в конечном состоянии. То, что на линии нет никаких дополнительных построений (узлов), показывает, что частица все время остается свободной.

Аналогично для любой другой диаграммы *свободные левые и правые концы линий относятся к частицам, присутствующим соответственно в начальном и конечном состояниях.*

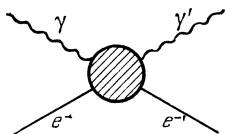


Рис. 7.3. Диаграмма комптон-эффекта $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-$.

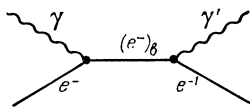


Рис. 7.4. Диаграмма основного механизма $\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_b \rightarrow \gamma' + e^-$ комптон-эффекта.

Взаимодействие частиц на диаграмме изображается *узлами*. Узел — это кружок (или точка) с входящими и выходящими линиями. Узел может изображать как весь процесс, так и отдельные его этапы. Например, весь комптон-эффект можно изобразить диаграммой рис. 7.3.

Такая диаграмма полностью описывает весь комптон-эффект, но она слишком обща и не дает представления о механизме процесса. Если же считать, что основным механизмом комптон-эффекта является виртуальное поглощение и испускание фотона, то в диаграмме рис. 7.3 можно конкретизировать узел и изобразить ее в форме, соответствующей (7.75). Узел часто называется также *вершиной* диаграммы. То, что на рис. 7.3 узел изображен кружком, а на рис. 7.4 — точкой, имеет определенный смысл. Кружком обозначается сложный процесс, происходящий в конечном и в некотором смысле доступном измерению интервале времен и расстояний. Точкой обозначается элементарный процесс, совершающийся локально, т. е. мгновенно и в одной точке пространства. Узел элементарного процесса полностью описывается одним числом или несколькими числами, называемыми константами связи. Для описания же узла сложного процесса нужна функция (или даже несколько функций) от одной или нескольких инвариантных переменных. Как мы увидим ниже, виртуальное испускание и поглощение фотона электроном считаются именно такими элементарными локальными процессами.

На рис. 7.4 имеется отрезок электронной линии (соединяющий узлы), не имеющий ни одного свободного конца. Такого рода линии называются *внутренними*. За очень редкими исключениями *внутренняя линия всегда относится к виртуальной частице*.

Чтобы проиллюстрировать метод составления диаграмм для различных процессов, приведем еще в качестве примера фоторождение заряженных пионов на протонах:



Общая диаграмма реакции имеет вид, изображенный на рис. 7.5. Одним из возможных механизмов этой реакции является виртуаль-

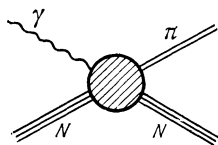


Рис. 7.5. Диаграмма фоторождения пионов на нуклонах.

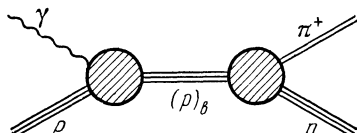
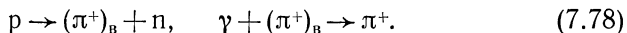


Рис. 7.6. Диаграмма фоторождения положительного пиона на нуклоне посредством механизма $\gamma + p \rightarrow \rho_{\text{в}} \rightarrow p + \pi^+$.

ное поглощение фотона нуклоном и последующее испускание пиона виртуальным нуклоном (рис. 7.6)



Другой механизм фоторождения состоит в том, что сначала нуклон испускает виртуальный пион, а затем этот виртуальный пион поглощает фотон:



Такой механизм изображается диаграммой рис. 7.7. Кстати, можно без особых вычислений сказать, какой из процессов будет преобладать при энергиях фотона, близких к порогу. Поглощение или излучение света зарядом пропорционально квадрату его скорости. А при одинаковых импульсах скорость нуклона в шесть с лишним раз меньше скорости пиона за счет различия их масс. Поэтому процесс (7.78) (диаграмма рис. 7.7) будет примерно в 40 раз более интенсивным, чем описываемый диаграммой рис. 7.6 процесс (7.77) (А. М. Балдин и В. В. Михайлов, 1952). Кружки (а не точки) в вершинах диаграмм рис. 7.6 и 7.7 означают, что эти вершины сами имеют сложную структуру.

Таким образом, смысл диаграмм Фейнмана состоит в том, что с их помощью можно наглядно связывать одни реакции с другими, а именно трактовать исследуемый процесс как последовательность

нескольких более элементарных (но обычно виртуальных) процессов. Подчеркнем, что в каждом узле фейнмановской диаграммы соблюдаются все законы сохранения зарядов (а также странности, четности и изотопического спина, если взаимодействие сильное).

В каждом узле также сохраняются энергия и импульс, но для внутренних линий уже, как правило, имеет место нарушение связи $E^2 - (pc)^2 = m^2c^4$ между энергией, импульсом и массой. Наконец, в каждом узле сохраняется момент количества движения. При этом спин виртуальной частицы может принимать значения J ,

$J = 1, \dots$ до $1/2$ или нуля. Так, для виртуальных векторных частиц (или, что то же, для частиц со спином единица) возможны значения $J = 0, 1$.

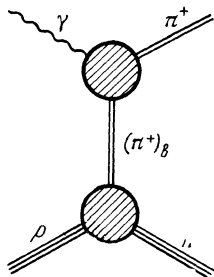


Рис. 7.7. Диаграмма фоторождения положительного пиона на нуклоне посредством механизма $p \rightarrow (\pi^+)_{\text{в}} + n$, $(\pi^+)_{\text{в}} + \gamma \rightarrow \pi^+$.

С помощью диаграммного метода по диаграмме процесса можно непосредственно выписать его амплитуду вероятности (гл. IV, § 3, п. 5) через амплитуды вероятности процессов, соответствующих отдельным узлам.

Квадрат модуля этой амплитуды дает саму вероятность, т. е. в конечном счете зависимость сечения реакции от углов и энергий. Конечно, если диаграмма имеет общий вид типа изображенной на рис. 7.3, т. е. состоит из одного узла, то диаграммный метод даст лишь общее выражение типа (4.26). Но, скажем, по диаграмме рис. 7.4 амплитуду вероятности комптон-эффекта уже можно выразить через амплитуды виртуального поглощения и испускания фотона.

4. Для одного и того же процесса можно придумать сколько угодно изображающих его диаграмм Фейнмана, удовлетворяющих законам сохранения зарядов. Амплитуда вероятности процесса будет суммой амплитуд, соответствующих различным диаграммам, не сводящимся друг к другу объединением нескольких узлов в один.

Например, при расчете фоторождения пиона на нуклоне диаграмма 7.5 описывает весь процесс и соответствующая ей амплитуда $T_{\gamma\pi}$ ни с чем складываться не должна. Напротив, если рассчитаны амплитуды $T_{\gamma\pi}^{(1)}$, $T_{\gamma\pi}^{(2)}$, соответствующие диаграммам 7.6 и 7.7, то для получения полной амплитуды надо взять сумму $T_{\gamma\pi}^{(1)} + T_{\gamma\pi}^{(2)}$ и добавить вклады других несводимых друг к другу диаграмм, например, таких, как на рис. 7.8, но уже не прибавлять амплитуду диаграммы 7.5. Возникает естественный вопрос, как отобрать из этих диаграмм те, которые вносят основной вклад в амплитуду, т. е. соответствуют реальному механизму исследуемого процесса. Ответ на этот вопрос не прост и зависит как от типа взаимодействия, ответственного за процесс, так и от особенностей самого процесса. Строго говоря, в процесс вносят вклад все разрешенные точными законами со-

хранения (за вычетом законов сохранения энергии и импульса) диаграммы. Так, фоторождение мезона с некоторой вероятностью идет через механизм диаграммы рис. 7.6, с некоторой вероятностью через механизм диаграммы рис. 7.7, с какими-то вероятностями через механизмы диаграмм рис. 7.8 и т. д. Эти вероятности для разных диаграмм различны. Использование диаграммной техники имеет смысл лишь в тех случаях, когда ход процесса определяется очень малым числом сравнительно простых диаграмм. Интенсивность протекания реального или виртуального процесса, соответствующего данному узлу диаграммы Фейнмана, определяется тремя факторами:

- а) фундаментальным взаимодействием, ответственным за процесс;
- б) степенью нарушения соотношения $E^2 - c^2 p^2 = m^2 c^4$ между массами, энергиями и импульсами частиц (т. е. «степенью виртуальности» процесса);
- в) полной энергией столкновения.

Рассмотрим роль каждого из этих факторов.

5. Самым важным является первый фактор. Если соответствующий узлу процесс не может идти за счет сильных взаимодействий, а обусловлен только электромагнитными или слабыми взаимодействиями, то этот узел возникает с малой вероятностью, т. е. редко. Поэтому наиболее вероятным механизмом любого процесса будет такой, который связан с минимальным числом каких-то элементарных узлов. Классическим примером такой ситуации является взаимодействие электронов и фотонов. Элементарный узел здесь соответствует виртуальному испусканию или поглощению фотона заряженной частицей, как это изображено на рис. 7.9. Вероятность этого процесса невелика, потому что он обусловлен не сильным, а электромагнитным взаимодействием. Малость этой вероятности проявляется в том, что электрону редко удается испустить второй виртуальный фотон до поглощения первого. Например, амплитуда вероятности процесса, изображаемого диаграммой рис. 7.10, примерно в 100 раз меньше амплитуд вероятности процессов, изображенных на рис. 7.9, так что отношение самих вероятностей имеет порядок 10^{-4} . Отсюда следует, что повторное испускание виртуального фотона свободным электроном, как правило, происходит примерно так, как это изображено на рис. 7.11. Поэтому, в частности, два электрона при столкновении успеют обменяться только одним фотоном (рис. 7.12). Амплитуда же процесса, соответствующего обмену двумя фотонами (рис. 7.13), будет меньше на два порядка, ибо эта диаграмма имеет два дополнительных узла. Следовательно, с хорошей точностью можно считать, что взаимодействие двух электронов, и вообще электромагнитное взаимодействие двух заряженных частиц, происходит путем переброски одного виртуального фотона. Символически это можно записать путем диаграммного равенства (рис. 7.14).

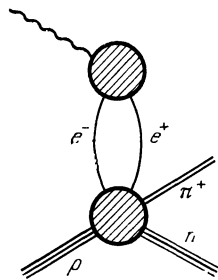
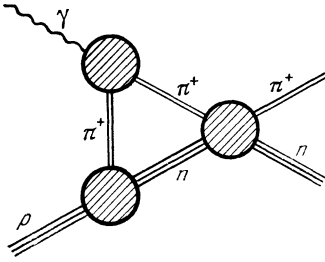


Рис. 7.8. Более сложные диаграммы фоторождения положительного пиона на нуклоне.

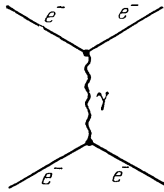


Рис. 7.12. Простейшая диаграмма, описывающая рассеяние электрона на электроне.

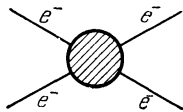


Рис. 7.14. Приближенное диаграммное равенство, показывающее, что полная амплитуда рассеяния электрона на электроне с хорошей точностью равняется амплитуде простейшего механизма рассеяния.

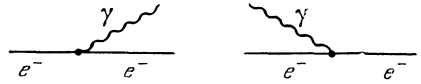


Рис. 7.9. Узлы диаграмм, отвечающие испусканию и поглощению фотонов электронами.

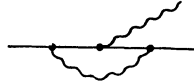


Рис. 7.10. Сложная диаграмма испускания фотона электроном.

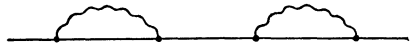


Рис. 7.11. Схематическое изображение временной последовательности испускания и поглощения виртуального фотона электроном.

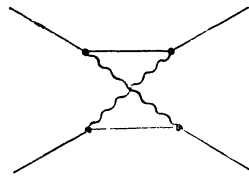
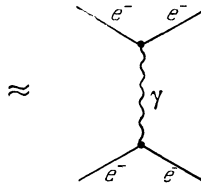


Рис. 7.13. Диаграмма, описывающая рассеяние электрона на электроне посредством обмена двумя фотонами.



Для количественного описания амплитуды вероятности виртуального процесса, представляемого узлом из трех линий, вводится величина, называемая *константой связи*. Мы не будем давать точного определения этой величины, а лишь скажем, что она пропорциональна амплитуде процесса и что она меньше единицы, если диаграммы типа рис. 7.10 дают меньший вклад, чем диаграммы типа рис. 7.9: Если диаграмма содержит несколько узлов, то соответствующая амплитуда вероятности пропорциональна произведению констант связи каждого узла.

В основном для квантовой электродинамики узле, изображенном на рис. 7.9, константа связи $g_{э,л}$ равняется $g_{э,л} = \sqrt{4\pi e^2/\hbar c} \equiv \sqrt{4\pi} \cdot \sqrt{1/137}$. Эта константа равна электрическому заряду в единицах $\sqrt{4\pi\hbar c}$, в которых он безразмерен. Именно в этом состоит второй смысл понятия «заряд». О первом смысле мы уже говорили в § 2, п. 5 при изложении законов сохранения различных зарядов.

Согласно только что сказанному квантовоэлектродинамической диаграмме с N узлами будет соответствовать амплитуда, пропорциональная $(g_{э,л}/\sqrt{4\pi})^N$. Так, амплитуды комптон-эффекта (см. рис. 7.4) и электрон-электронного рассеяния (см. рис. 7.12) пропорциональны $g_{э,л}^2/4\pi^*$ (так что соответствующие сечения пропорциональны e^4). Из-за малости $g_{э,л}/\sqrt{4\pi}$ в квантовой электродинамике часто можно ограничиться рассмотрением диаграмм с минимальным числом узлов.

Если константа связи в узле превышает единицу, то вклад диаграмм с большим числом узлов уже не мал, и картина в общем случае сильно запутывается. Именно так обстоит дело в случае сильных взаимодействий, где, например, для изображенного на рис. 7.15 узла пион — нуклон $g_{\pi,н}^2/4\pi = 14,7$.

Отсюда следует, что, скажем, при столкновении нуклон — нуклон могут идти с амплитудами одного и того же порядка как простейший процесс (рис. 7.16), так и более сложные процессы, как, например, приведенный на рис. 7.17, а.

Результирующая диаграмма нуклон-нуклонного рассеяния равна сумме большого числа слагаемых (рис. 7.17, б), среди которых в подавляющем большинстве случаев нельзя выделить небольшое число главных, отбросив остальные. Это перепутывание различных процессов делает теорию сильных взаимодействий несравненно более трудной, чем квантовая электродинамика.

6. В некоторых случаях на помощь приходит второй из перечисленных в п. 4 факторов — степень нарушения связи между массой, энергией и импульсом.

*) Множитель $\sqrt{4\pi}$ появляется вследствие использования «рационализованной» системы единиц. Параметром малости является $g_{э,л}/\sqrt{4\pi}$.

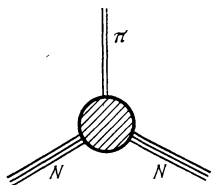


Рис. 7.15. Пион-нуклонный узел.

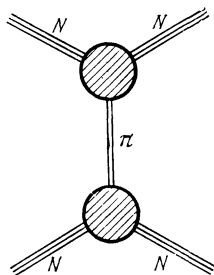


Рис. 7.16. Простейшая диаграмма, соответствующая рассеянию нуклона на нуклоне.

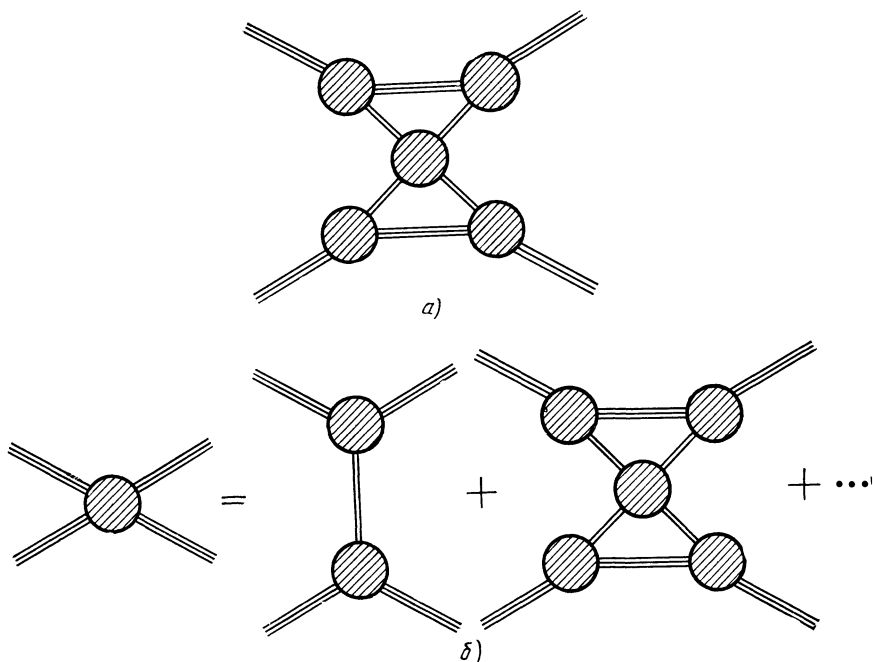


Рис. 7.17. а) Сложная диаграмма, соответствующая рассеянию нуклона на нуклоне. б) Полная амплитуда рассеяния нуклона на нуклоне является суммой большого числа амплитуд, соответствующих различным диаграммам.

Если масса виртуальной частицы

$$m_{\text{в}} = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - p^2 c^2} \quad (7.79)$$

отличается на Δm от массы m свободной частицы,

$$|m_{\text{в}} - m| = \Delta m,$$

то согласно соотношениям неопределенности это нарушение может существовать лишь на расстояниях r и в течение промежутков времени τ , удовлетворяющих неравенствам

$$r \leq \frac{\hbar}{2c \Delta m}, \quad \tau \leq \frac{\hbar}{2c^2 \Delta m}. \quad (7.80)$$

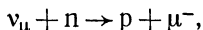
За счет соотношений (7.80) виртуальный процесс, даже идущий посредством сильного взаимодействия, может быть подавлен, если он сопровождается «уходом» частиц далеко от массовой оболочки.

Например, то же взаимодействие нуклон — нуклон, если оно происходит на сравнительно больших расстояниях (так называемые периферические столкновения), будет в основном идти через однопионный обмен (см. рис. 7.16), так как для узла рис. 7.15 $\Delta m = m_{\pi}$, а для всех других возможных виртуальных узлов величина Δm равна или больше $2m_{\pi}$. Экспериментально периферические столкновения можно изучать, наблюдая нуклон-нуклонное рассеяние на малые углы. Таким образом, можно утверждать, что при рассеянии нуклон — нуклон на малые углы основную роль играет последовательность виртуальных процессов, изображаемая диаграммой рис. 7.16. По тем же причинам фоторождение пионов вблизи порога в основном идет в соответствии с диаграммой рис. 7.7. Кстати, именно в экспериментах по фоторождению пионов была впервые измерена константа связи $g_{\text{сильн}}$.

Проверить правильность только что изложенных соображений можно, например, сравнивая друг с другом различные процессы, протекающие через одни и те же узлы. Так, диаграммный метод устанавливает определенную связь периферического нуклон-нуклонного рассеяния с фоторождением пионов у порога, поскольку оба процесса идут через один и тот же узел рис. 7.15, а фотон-пионному узлу рис. 7.7 соответствует электромагнитная константа $g_{\text{э,л}}/\sqrt{4\pi}$ в амплитуде процесса. Существование такой связи подтверждается экспериментально.

7. Амплитуда вероятности виртуального или реального процесса, соответствующего определенному узлу фейнмановской диаграммы, вообще говоря, зависит от энергии сталкивающихся или разлетающихся частиц. Иногда эта зависимость может быть сравнительно слабой, как, например, для основного в квантовой электродинамике узла (см. рис. 7.9) испускания или поглощения фотона электроном.

Но бывает и так, что амплитуда вероятности зависит от энергии очень сильно. Примером могут служить диаграммы основных процессов слабых взаимодействий. Например, сечение процесса рождения мюонов мюонными нейтрино на нейтроне



описываемое обычно диаграммой с одним точечным узлом (рис. 7.18), пропорционально (в СЦИ) квадрату энергии налетающих нейтрино (что и позволило эту реакцию зарегистрировать, см. гл. IX, § 5, п. 5). Такой резкий рост сечений с энергией типичен для лептон-лептонных слабых взаимодействий. Вследствие этого слабые взаимодействия слабы только при не очень высоких энергиях, а при повышении энергии до тысяч ГэВ и выше могут стать сравнимыми не только с электромагнитными, но и с сильными. Поэтому диаграммный метод в применении к слабым взаимодействиям при сверхвысоких энергиях может потерять эффективность.

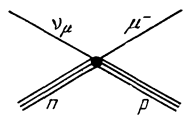


Рис. 7.18. Диаграмма, описывающая рождение мюона мюонным нейтрино.

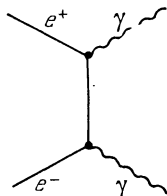


Рис. 7.19. Диаграмма, описывающая двухфотонную аннигиляцию электрона на позитроне.

8. Мы уже говорили (см. § 4) о том, что формализм записи реакций с элементарными частицами позволяет переносить отдельные частицы из одной части равенства в другую с заменой их на соответствующие античастицы. В диаграммном формализме такое перенесение сводится к изменению направления концов отдельных линий. Так, в диаграмме комптон-эффекта (см. рис. 7.4) можно конец линии электрона в конечном состоянии повернуть влево, заменив этот электрон на позитрон, а конец линии фотона в начальном состоянии повернуть вправо. В результате получится диаграмма рис. 7.19.

Эта диаграмма изображает основной механизм процесса превращения электрона и позитрона в два фотона (такой процесс обычно называют *двухфотонной аннигиляцией электрон-позитронной пары*).

В диаграммной технике этой операции перемены направления св бодных концов, наряду с использованием законов сохранения зарядов, придается гораздо более глубокий математический смысл. Именно, оказывается, что амплитуды, соответствующие процессам, диаграммы которых получаются одна из другой при помощи такой операции, связаны друг с другом известным в теории функций комплексного переменного процессом аналитического продолжения. Такая связь носит название *кроссинг-симметрии* (перекрестная симметрия). В простейших случаях типа рис. 7.9, когда весь узел диаграммы сводится к одному числу — константе связи, кроссинг-симметрия сводится к тому, что эта константа оказывается

одинаковой для всех узлов, получающихся один из другого перестановкой концов. Это значит, в частности, что константой электромагнитного взаимодействия характеризуются не только узлы рис. 7.9, но и узлы рис. 7.20, соответствующие виртуальной аннигиляции электронно-позитронной пары в один фотон и обратному

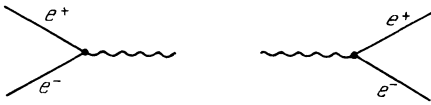


Рис. 7.20. Узлы, характеризующиеся одной константой $g_{эл}$.

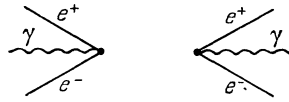


Рис. 7.21. Эти диаграммы, так же как и диаграммы на рис. 7.20, характеризуются константой $g_{эл}$.

процессу виртуального рождения этой пары фотоном. Этой же константой описываются также возможные виртуальные процессы, изображенные на рис. 7.21 и соответствующие виртуальному поглощению или рождению трех частиц вакуумом. Конечно, несмотря на одинаковость константы связи, при энергиях значительно ниже mc^2 главную роль будут играть диаграммы рис. 7.9, а роль диаграмм рис. 7.21, сопровождающихся выходом за массовую оболочку более чем на $2mc^2$, будет и вовсе малой.

Если линия на диаграмме не имеет свободных концов, то ее можно считать направленной как в ту, так и в другую сторону. Например, сплошная линия между узлами рис. 7.19 изображает как электрон, получившийся в результате испускания фотона исходным электроном, так и позитрон, получившийся в результате испускания

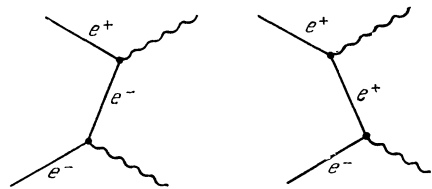


Рис. 7.22. Различные представления диаграммы рис. 7.19.

Такая конкретизация диаграммы имеет смысл только в нерелятивистской теории.

фотона исходным позитроном (рис. 7.22). Подчеркнем, что такое разбиение диаграммы рис. 7.19 на две диаграммы рис. 7.22, строго говоря, имеет смысл только в нерелятивистской теории. Релятивистская виртуальная частица может иметь пространственно-подобный четырехмерный импульс (т. е. отрицательный квадрат массы $E^2 - \mathbf{p}^2 c^2 < 0$), и тогда уже вообще невозможно понять, из какого узла в какой она движется, ибо в разных инерциальных системах координат это движение будет направлено по-разному. Например, линия, соединяющая узлы рис. 7.19, при пространственноподобном импульсе для одного наблюдателя (если бы эти виртуальные процессы можно было наблюдать (см. ниже п. 10))

выглядела бы как электрон, движущийся от нижнего узла к верхнему, а для другого — как позитрон, движущийся от верхнего узла к нижнему. В расчетах автоматически суммируются все возможные ориентации внутренних линий диаграмм. Поэтому в отношении внутренних линий обычно не уточняют, принадлежат ли они частицам или античастицам. Так, в диаграмме комптон-эффекта (рис. 7.4) во внутреннюю линию входит не только электронное состояние, соединяющее узлы (рис. 7.9), но и позитронная линия, соединяющая узлы рис. 7.21. В последнем случае 7.4 можно перерисовать в виде рис. 7.23.

Как показывает расчет, отбрасывание процессов, изображенных на рис. 7.23, нарушает согласие теории с экспериментом, так что

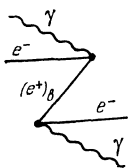


Рис. 7.23. Та же диаграмма, что и на рис. 7.4, с виртуальной позитронной линией.

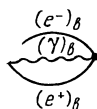


Рис. 7.24. Диаграмма одного из вакуумных процессов.

узлы рис. 7.21, начиная с энергии в несколько МэВ (т. е. при $E \gg mc^2$), вносят существенный вклад в комптоновское рассеяние фотонов на электронах.

9. Но если узлы на рис. 7.21 и им подобные реально существуют, то в вакууме возможны процессы типа изображенного на рис. 7.24, в которых «из ничего» рождается электронно-позитронная пара и фотон, которые некоторое время спустя «ничем» же и поглощаются.

Проблема таких, как их называют, «вакуумных петель» до сих пор остается не решенной математической задачей. С одной стороны, как мы только что указывали, соответствующие этим петлям узлы вносят экспериментально наблюдаемый вклад в такие хорошо изученные явления, как комптон-эффект. С другой стороны, если бы в вакууме все время хаотически рождались и исчезали такого рода образования, то на них, например, происходило бы беспорядочное рассеяние света. Но свет, даже идущий от удаленных галактик, при прохождении через пустое пространство рассеяния явно не прерывается. Однако, если вакуум представляет собой наименее энергетическое состояние, то рассеяние на нем свободных частиц запрещено законами сохранения. Исходя из этого, сейчас считают, что «вакуумные петли» ничем себя не проявляют в вакууме, но могут проявлять себя наблюдаемым образом, например, в присутствии внешних полей *). Наконец, именно сумма вакуумных петель приводит к отмеченному в § 2, п. 10 и описываемому в § 8, п. 15 явлению спонтанно нарушенной симметрии вакуума.

*) Интересен вопрос о взаимодействии вакуумных петель с гравитационным полем. Это взаимодействие проявляется в возникновении у вакуума тензора энергии-импульса, пропорционального единичному тензору. Константа этой пропорциональности неизвестна,

Близкой к вопросу о вакуумных петлях по духу и методам решения является проблема собственной энергии частиц, происхождение которой таково. За счет узлов рис. 7.9 (а также рис. 7.20 и 7.21) свободный электрон может на короткие промежутки времени и на расстояниях малой протяженности порождать виртуальные фотоны, а через них и дополнительные виртуальные электронно-позитронные пары. С этой точки зрения свободный электрон должен изображаться не одиночной прямой линией, а суммой этой линии и линий с теми же свободными концами, но содержащих временное испускание различных комбинаций виртуальных частиц (рис. 7.25).

Про изображенную на рис. 7.25 ситуацию часто говорят так: электрон одет в «шубу» из виртуальных электронов, позитронов

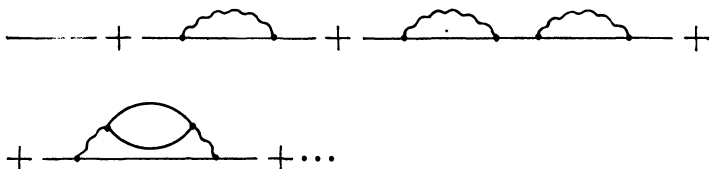


Рис. 7.25. Сумма диаграмм, описывающих распространение свободного электрона.

и фотонов. Суммы, аналогичные изображенным на рис. 7.25, можно написать и для других свободных частиц. Так, нуклон оказывается «одетым» в шубу из виртуальных пионов, нуклон-антинуклонных пар и других сильно взаимодействующих частиц. При этом масса «одетой» (или, как еще говорят, облаченной) частицы отличается от массы «неодетой».

На вопрос о том, что же «на самом деле» представляет собой свободный электрон, современная теория исчерпывающего и математически законченного ответа не дает прежде всего потому, что все (кроме, конечно, первой) изображенные на рис. 7.25 диаграммы (равно как вакуумные петли типа рис. 7.24) при попытке рассчитать их численно приводят к бессмысленным бесконечным результатам. Эти бесконечности являются одним из главных препятствий развитию теории элементарных частиц. Частичный выход из этого положения был найден на следующем пути. Сумма на рис. 7.25 дает «полную» («экспериментальную», «физическую») свободную частицу. Таким образом, каждая из линий фейнмановской диаграммы уже включает в себя сумму типа рис. 7.25, т. е. относится к физической частице с шубой из виртуальных частиц.

10. В этом параграфе мы рассказали о современных взглядах на механизм протекания реакций с элементарными частицами. Согласно этим взглядам каждую такую реакцию (или распад) можно представлять себе как суперпозицию последовательностей различных виртуальных процессов,

Возникает естественный вопрос, являются ли виртуальные частицы и виртуальные процессы реальными или же представляют собой метод описания, привязанный к определенной заведомо приближенной и модельной расчетной методике. По двум причинам ответ на этот вопрос не так уж прост. Первая трудность связана с тем, что в микромире все наблюдения по необходимости косвенные и принципиально статистические. Вторая трудность связана с тем, что вопрос о реальности виртуальных частиц и процессов по самой своей сути родствен известному вопросу о том, существует или нет статуя внутри еще не обработанной глыбы мрамора. Если мы для положительного ответа на последний вопрос сделаем из глыбы статую, то самой глыбы уже не станет, равно как не станет и многих других статуй, которые из глыбы можно было бы сделать вначале.

Точно так же, если мы для доказательства существования пионов в нуклонной «шубе» выбьем из этой шубы пион фотоном (или другим пионом и вообще любой частицей), то мы уже будем иметь дело не со свободным нуклоном, а с реакцией, в процессе которой пион мог родиться, даже если его в «шубе» и не было.

Распространено следующее рассуждение, доказывающее, по мнению его сторонников, что виртуальные частицы нельзя считать реальными. Расстояние от места, где происходит реакция, до счетчика или иного регистрирующего прибора всегда является макроскопическим, т. е. неизмеримо большим, чем размеры области, в которой происходит процесс. На это бесконечно большое с точки зрения микромира расстояние могут уйти только реальные частицы. Но реальным является то, что попадает в регистрирующий прибор. Поэтому получается, что виртуальные частицы считать реальными нельзя.

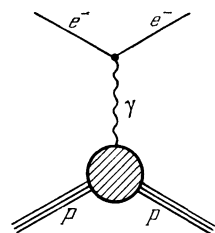


Рис. 7.26. Диаграмма рассеяния электрона на протоне.

Однако это рассуждение по ряду причин спорно. Во-первых, критерий того, что частица (и вообще любой объект — дело не в названии), чтобы иметь право называться реально существующей, должна «уметь» проходить

макроскопические расстояния, довольно произволен. В самом деле, почему мы не можем считать реально существующим виртуальный фотон, которым обменивается электрон при упругом столкновении с протоном, если мы надежно установили (в этом сейчас ни у кого сомнений нет), что этот процесс почти целиком идет в соответствии с диаграммой рис. 7.26.

Во-вторых, даже если принять «критерий макроскопических расстояний пролета», то и тут существование виртуальных частиц не так просто отвергнуть. Дело в том, что вероятность найти виртуальную частицу на макроскопическом расстоянии хотя и мала, но не равна нулю.

В отдельных особо благоприятных случаях эта вероятность может оказаться даже в пределах достижимости современной техники эксперимента. Более того, существуют приборы, работающие на макроскопическом пролете виртуальных фотонов. Одним из простейших приборов такого типа является обычный трансформатор. Электроэнергия передается из одной обмотки трансформатора в другую (зазор между обмотками явно макроскопический) потоком виртуальных фотонов с энергией $\hbar\omega$ (ω — частота переменного тока) и с длинами волн, имеющими порядок размеров зазора. Соответствующий этим волнам импульс на много порядков превышает импульс свободной волны частоты ω , так как длина такой волны при $\omega = 50$ Гц имеет порядок 10^8 км. Можно, конечно, возразить, что трансформатор — прибор некантовый. Тогда возьмем чисто квантовое явление — ядерный магнитный резонанс, одна из схем которого приведена и объяснена в гл. II, § 5, рис. 2.10. В этой установке уже одиночные виртуальные фотоны, излучаемые высокочастотной катушкой, резонансно поглощаются одиночными ядерными магнитными моментами. Виртуальность этих фотонов видна без всяких расчетов из того, что только при наличии резонирующих ядер из генератора, питающего высокочастотную катушку, интенсивно «выкачивается» энергия (на этом и осно-

вано наблюдение эффекта). Если бы поглощаемые ядрами фотоны были реальны, то потери энергии генератором не зависели бы от присутствия резонирующих ядер.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для ответа на вопрос о реальности существования виртуальных частиц надо четко сформулировать принимаемые критерии.

§ 6. Электромагнитные взаимодействия

1. Рассмотрение отдельных типов взаимодействий мы начнем с электромагнитных, поскольку они наиболее полно изучены как экспериментально, так и теоретически.

Для изучения определенного типа взаимодействия надо выбирать такие частицы, которые активно участвуют в этом взаимодействии, но не подвержены взаимодействиям более сильным. Поэтому электромагнитное взаимодействие удобнее всего изучать на фотонах, электронах, позитронах и мюонах, которые практически нечувствительны к сильным взаимодействиям. Теория электромагнитного взаимодействия этих частиц называется квантовой электродинамикой. Квантовая электродинамика является наиболее далеко продвинутой и в некотором (увы, не в полном!) смысле законченной теорией. В ее рамках можно количественно практически с любой точностью рассчитать любой процесс с фотонами, электронами, позитронами и мюонами. Ни для какого другого взаимодействия это пока невозможно. Образно говоря, квантовая электродинамика дает полное и точное описание всех процессов во Вселенной, состоящей из фотонов, электронов, позитронов и стабильных мюонов.

Так как энергия покоя мюона (≈ 100 МэВ) в двести раз больше энергии покоя электрона, то при энергиях примерно до 100 МэВ (а практически часто и выше) участием мюонов можно пренебречь и рассматривать только электроны, позитроны и фотоны. Те же энергетические соображения в ряде случаев позволяют с хорошей точностью применять квантовую электродинамику и для расчета процессов с участием сильно взаимодействующих частиц. Например, рассеяние электронов и фотонов на протонах при энергиях примерно до 150 МэВ (порог рождения пионов) можно рассчитывать, рассматривая протон как жесткую невозбуждаемую заряженную частицу. Более того, даже при значительно больших энергиях упругое рассеяние, скажем электронов на протонах, можно довольно точно рассчитывать, не интересуясь реальным и виртуальным рождением пионов.

2. Рассмотрим теперь процессы квантовой электродинамики (сначала, для простоты, без участия мюонов) с точки зрения изложенной в § 5 техники диаграмм Фейнмана. Как мы уже говорили, смысл диаграмм Фейнмана состоит в том, что амплитуда исследуемого процесса выражается через цепочку амплитуд других, более элементарных (но, как правило, виртуальных) процессов. Квантовой электродинамике «повезло» в том отношении, что в ней существ-

вует только один элементарный процесс, через который выражаются все остальные. Это изображенный на рис. 7.9 процесс виртуального рождения фотона электроном.

Рис. 7.27 отличается от рис. 7.9 тем, что на электронной линии нанесена стрелка, указывающая ее направление. Эта ориентированность электронной линии имеет такой смысл: если стрелка направлена вдоль оси времени (время, как мы договорились в § 5, течет слева направо), то линия означает электрон. Если же стрелка направлена противоположно оси времени, то линия означает позитрон. Так, диаграмма рис. 7.28 описывает виртуальное рождение фотона позитроном. Из сохранения заряда следует, что ориентация линии не может изменяться даже в тех случаях, когда электронная линия

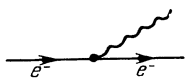


Рис. 7.27. Ориентированная диаграмма, описывающая испускание фотона электроном.

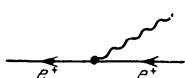


Рис. 7.28. Ориентированная диаграмма для испускания фотона позитроном

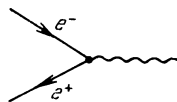


Рис. 7.29. Узел, соответствующий однофотонной аннигиляции электрона и позитрона.

меняет свое направление во времени, как, например, в процессе виртуального рождения фотона при аннигиляции (т. е. уничтожении пары электрон — позитрон) (рис. 7.29).

Перейдя к ориентированным электронным линиям, мы уже можем на диаграмме не указывать символов e^+ , e^- (равно как и γ). Вспомним теперь, какими свойствами обладают узлы рис. 7.27 и 7.28. В-первых, константа связи $g_{э,л}/\sqrt{4\pi} = \sqrt{e^2/\hbar c} = \sqrt{1/137}$ при этом узле мала по сравнению с единицей и, что тоже важно, не зависит от энергии. Во-вторых, этот узел универсален в том отношении, что константа при нем не меняется при любой ориентации его концов относительно оси времени. Для узлов рис. 7.27, 7.28, 7.20 и 7.21 константа связи также равна $g_{э,л}/\sqrt{4\pi}$. Если второе свойство относится к узлам любых (не только электромагнитных) процессов, то первое является уникальной особенностью квантовой электродинамики *). Для других взаимодействий константы связи либо превышают единицу, либо растут с энергией.

*) Более точные расчеты показывают, что при высоких энергиях параметром малости в квантовой электродинамике является величина $g_{э,л}^2 \ln(E/mc^2)/\sqrt{4\pi}$, где E — энергия частицы. Поэтому при очень высоких энергиях теория возмущений становится непригодной. Однако это ограничение области применимости квантовой электродинамики представляет чисто академический интерес, так как из-за слабости логарифмической зависимости энергия, при которой величина $g_{э,л}^2 \ln(E/mc^2)/\sqrt{4\pi}$ приближается к единице, имеет порядок 10^{35} эВ, т. е. лежит очень далеко за пределами возможностей эксперимента,

Для того чтобы найти сечение любого процесса (рассеяния, рождения, превращения), в квантовой механике надо найти его амплитуду. Сечение пропорционально квадрату модуля этой амплитуды. В диаграммной технике амплитуду любого составного процесса можно рассчитать, зная амплитуду отдельных узлов. Интуитивно чувствуется, что если процесс составной, то его амплитуда будет пропорциональна произведению констант связи, стоящих при отдельных узлах. Поэтому в квантовой электродинамике, где все элементарные узлы одинаковы и имеют константу порядка $0,1$, амплитуда процесса, проходящего через n элементарных процессов (т. е. когда диаграмма имеет n узлов), при прочих равных условиях будет в $(g_{эл}/\sqrt{4\pi})^{-n} \approx 10^n$ раз меньше амплитуды элементарного процесса. Поэтому количество узлов в диаграмме удачно названо ее *порядком*. Так, диаграмма третьего порядка имеет три узла, а ее амплитуда в 1000 раз меньше амплитуды, соответствующей диаграмме с одним узлом. Заметим, что сечение процесса n -го порядка будет пропорционально $g_{эл}^{2n}/(4\pi)^n$.

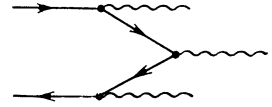


Рис 7.30. Трехфотонная аннигиляция электрона и позитрона.

При расчете конкретного процесса надо просуммировать все соответствующие ему диаграммы. Но благодаря малости $g_{эл}/\sqrt{4\pi}$ практически оказывается достаточным учесть диаграммы низших возможных порядков. Например, аннигиляция позитрона и электрона с испусканием трех фотонов довольно точно будет описываться диаграммой 3-го порядка (рис. 7.30).

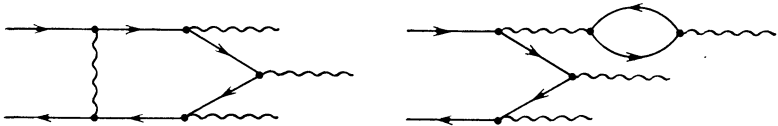


Рис. 7.31. Диаграммы аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma$ более высокого (чем третий) порядка.

Диаграммы следующих порядков, такие как на рис. 7.31, будут давать поправки к амплитуде порядка процента (т. е. порядка $g_{эл}^2/4\pi$). Подчеркнем, что поправка порядка $g_{эл}/\sqrt{4\pi}$ получиться не может, так как любой процесс описывается диаграммами либо только четного, либо только нечетного порядка.

3. Основной для квантовой электродинамики узел 1-го порядка (рис. 7.27, 7.28) при любой ориентации его линий относительно оси времени описывает только виртуальные процессы. Наиболее простыми из реальных являются процессы второго порядка. Таких

процессов существует семь:

$$\begin{aligned}
 \text{а) } \gamma + e^- &\rightarrow \gamma' + e'^-, & \text{б) } e^- + e^- &\rightarrow e'^- + e'^-, \\
 \text{в) } e^- + e^+ &\rightarrow e'^- + e'^+, & \text{г) } e^- + e^+ &\rightarrow \gamma' + \gamma', \\
 \text{д) } \gamma + e^+ &\rightarrow \gamma' + e'^+, & \text{е) } e^+ + e^+ &\rightarrow e'^+ + e'^+, \\
 \text{ж) } \gamma + \gamma &\rightarrow e^- + e^+.
 \end{aligned}
 \tag{7.81}$$

Прежде чем записывать диаграммы этих процессов, укажем, что не все они независимы. Вспомним, что электромагнитные взаимодействия инвариантны относительно операции зарядового сопряжения, при которой меняются знаки зарядов. Из этой инвариантности следует, что процесс д) будет протекать точно так же, как а), а процесс е) — точно так же, как б). Электромагнитные взаимодействия инвариантны и относительно временного отражения T , откуда следует, что процесс ж) связан с процессом г) принципом детального равновесия. Таким образом, только первые четыре процесса являются независимыми друг от друга. Если бы электромагнитные взаимодействия не обладали инвариантностью относительно зарядового сопряжения и временного отражения T , то все семь процессов 2-го порядка являлись бы независимыми друг от друга. Рассмотрим теперь каждый из процессов 2-го порядка подробнее.

4. Первым из процессов 2-го порядка мы поставили рассеяние фотонов на электронах, т. е. комптон-эффект. Рассмотрение этого процесса начнем с его кинематики. Если обозначить через k, k' импульсы падающего и рассеянного фотонов, а через p, p' начальный и конечный импульсы электрона, то законы сохранения импульса и энергии при комптон-эффекте запишутся в виде (см. § 2)

$$k = p' + k', \tag{7.82}$$

$$kc + mc^2 = k'c + \sqrt{p'^2 c^2 + m^2 c^4}. \tag{7.83}$$

Здесь мы учли, конечно, что в реальных экспериментах электрон обычно в начальном состоянии покоится, так что $p = 0$. Из (7.82) следует, что

$$p'^2 = k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \vartheta,$$

где ϑ — угол рассеяния кванта. Из (7.83) легко получить, что

$$p'^2 + m^2 c^2 = (k - k' + mc)^2.$$

Исключая из двух последних соотношений p'^2 , получим

$$kk' (1 - \cos \vartheta) = mc (k - k'),$$

или окончательно

$$\lambda' - \lambda = \Lambda (1 - \cos \vartheta), \tag{7.84}$$

где

$$\Lambda = \frac{\hbar}{mc} \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ см}, \quad \lambda = \frac{\hbar}{k}, \quad \lambda' = \frac{\hbar}{k'}.$$

Величина Λ называется комптоновской длиной волны электрона. Как мы увидим, этой величиной определяются размеры области, в которой протекают многие (но не все) квантовоэлектродинамические процессы. Из (7.84) ясно видно, что при комптоновском рассеянии увеличивается длина волны, т. е. уменьшается частота γ -кванта. Это уменьшение частоты, очевидное с точки зрения корпускулярной картины (уменьшение энергии фотона за счет передачи части энергии электрону), не поддается объяснению в классической электродинамике, где частота света при рассеянии не меняется. Соотношение (7.84) в свое время было подвергнуто тщательной экспериментальной проверке, которую оно с честью выдержало.

Интенсивность комптон-эффекта описывается его сечением. Теоретический расчет этого сечения (1929 г.) был одним из первых успешных применений квантовой теории поля. Этот расчет и поныне является образцом для проведения вычислений сечений в квантовой электродинамике. Расчетное дифференциальное сечение равно (*формула Клейна — Нишины — Тамма*)

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = r_0^2 \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left(\frac{k}{k'} + \frac{k'}{k} - \sin^2 \vartheta\right), \quad (7.85)$$

где $r_0 = e^2/mc^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см. Интегрированием по углам отсюда можно получить полное сечение комптон-эффекта

$$\sigma_c = \sigma_0 \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^3} \left[\frac{2\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\}, \quad (7.86)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} r_0^2, \quad (7.87)$$

$$\varepsilon = \frac{\hbar\omega}{mc^2}. \quad (7.88)$$

Громоздкость выражения (7.86) для полного сечения может показаться неожиданной, так как дифференциальное сечение (7.85) имеет, казалось бы, довольно простой вид. На самом деле зависимость сечения от угла в (7.85) тоже не проста, так как энергия k' вылетающего фотона сама зависит от угла согласно (7.84). Из формул (7.85), (7.86) можно усмотреть следующие особенности комптон-эффекта. Прежде всего при малых (по сравнению с mc^2) энергиях фотонов согласно (7.84) $k' \rightarrow k$, и в пределе мы получим, как это и требуется принципом соответствия, классический результат

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \vartheta), \quad \sigma_c = \sigma_0, \quad ck \ll mc^2. \quad (7.89)$$

Здесь стоит упомянуть, что соотношение (7.89) в давние доквантовые времена послужило поводом для введения классического электромагнитного радиуса электрона, равного r_0 по порядку величины. Эта идея, как казалось, подкреплялась и тем, что электростатическая энергия заряда, размазанного в области размера r_0 , имеет порядок массы электрона. Однако впоследствии выяснилось, что эта оценка не имеет отношения к реальному радиусу электрона. На самом деле величина порядка σ_0 для сечения комптон-эффекта имеет следующее происхождение. Масштабом длины для квантовоэлектродинамических процессов с электронными виртуальными линиями является комптоновская длина волны $\Lambda = \hbar/mc$. Именно такой путь успевает в среднем пройти виртуальный электрон.

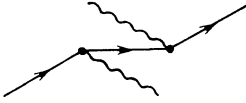


Рис. 7.32. Диаграмма, которая наряду с диаграммой 7.4 описывает комптон-эффект.

Поэтому взаимодействие происходит в объеме с поперечной площадью порядка $(\hbar/mc)^2$. В комптон-эффект дают вклад две диаграммы, изображенные на рис. 7.4 и 7.32. Каждая из этих диаграмм содержит два узла. Поэтому амплитуда рассеяния содержит множитель $g_{эл}^2/4\pi$,

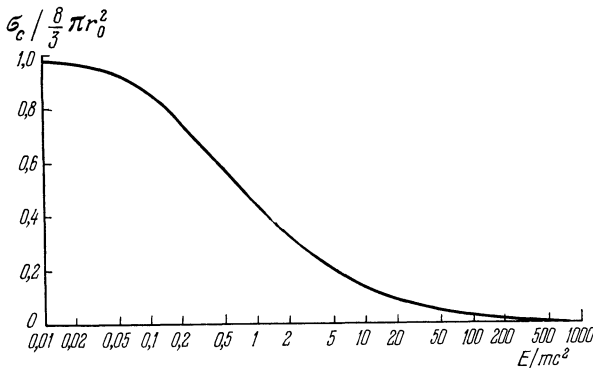


Рис 7.33. Зависимость полного сечения σ_c комптон-эффекта от энергии E фотона.

а сечение — множитель $g_{эл}^4/(4\pi)^2 = (e^2/\hbar c)^2$. Отсюда вытекает, что полное сечение должно иметь порядок

$$\frac{\Lambda^2 g_{эл}^4}{(4\pi)^2} = \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 = r_0^2. \quad (7.90)$$

С увеличением энергии γ -квантов полное сечение постепенно спадает (рис. 7.33). Угловое распределение при этом все сильнее и сильнее вытягивается вперед в полном соответствии с выводами § 4 (рис. 7.34). Как мы увидим в гл. VIII, § 4, комптон-эффект играет важнейшую роль в процессах поглощения γ -излучения веществом,

так как сечение σ_c довольно велико, а вещество обычно содержит электронов гораздо больше, чем ядер. Замечательное согласие формул (7.85), (7.86) с опытными данными явилось триумфом квантовой теории поля и послужило сильнейшим толчком к расчету других процессов.

5. Рассеяние электрон — электрон было вычислено методами квантовой электродинамики почти одновременно с комптон-эффектом. Этот процесс, как и комптон-эффект, описывается диаграммой 2-го порядка, но иной формы (рис. 7.12). В этой диаграмме промежуточной виртуальной линией является фотонная. Передаваемый

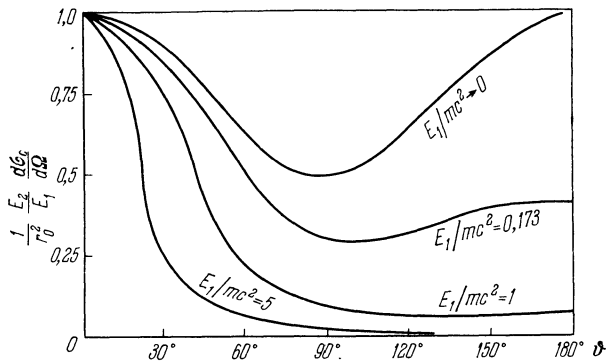


Рис. 7.34. Угловые распределения фотонов, рассеянных на электроне, для разных энергий E_1 налетающих фотонов.

E_2 — энергия рассеянных фотонов, $r_0 = e^2/mc^2$.

виртуальным фотоном импульс может быть сколь угодно малым при конечных энергиях сталкивающихся электронов. Поэтому радиус взаимодействия здесь оказывается бесконечным. Это проявляется в том, что бесконечным оказывается полное сечение. Мы не будем приводить громоздкой формулы для дифференциального сечения, а лишь укажем, что в нерелятивистском пределе при $p \ll mc$ для этого сечения получается не хорошо известная формула Резерфорда, а несколько иное выражение

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{4c^4 r_0^2}{v^4} \left\{ \frac{1}{\sin^4 \vartheta} + \frac{1}{\cos^4 \vartheta} - \frac{1}{\sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta} \right\} \cos \vartheta, \quad (7.91)$$

где v — скорость налетающего электрона. Отличие (7.91) от формулы Резерфорда связано с неразличимостью падающего электрона и электрона мишени.

6. Более интересным является процесс столкновения электрона с позитроном. Система электрон — позитрон является истинно нейтральной (см. § 2, п. 5). Поэтому в ней возможно не только упругое рассеяние, но и превращение в более легкие частицы, т. е.

в фотоны или в нейтрино. Но превращение в нейтрино имеет ничтожную вероятность, так как оно возможно лишь за счет слабых взаимодействий. Превращение же в фотоны может идти довольно энергично. Наиболее вероятным превращением является процесс, которому соответствует диаграмма с наименьшим числом узлов. Легко понять, что этим процессом будет *двухфотонная аннигиляция* $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$, которой соответствует диаграмма рис. 7.19.

Расчетное (как всегда в квантовой электродинамике, прекрасно совпадающее с экспериментальным) сечение этого процесса при малых энергиях позитрона, налетающего на покоящийся электрон, равно

$$\sigma_{\text{анниг}} = \pi r_0^2 c/v, \quad (7.92)$$

где v — скорость позитрона. В эту формулу также вошел характерный параметр r_0 , о котором мы уже говорили при рассмотрении комптон-эффекта. Заметим, что диаграмма рис. 7.19 имеет электронную внутреннюю линию и вообще отличается от обеих диаграмм комптон-эффекта только ориентацией концов относительно оси времени. А появление скорости в знаменателе — это уже знакомый нам закон « $1/v$ » для экзотермических реакций (см. гл. IV, § 4). Из (7.92) видно, что аннигиляцию легче всего наблюдать для замедлившихся позитронов. В этом случае два γ -кванта вылетают в противоположных направлениях и имеют энергии по $mc^2 = 0,51$ МэВ.

Драматична история открытия позитрона и его аннигиляции. Началось с того, что Дирак в 1928 г. предложил для описания движения релятивистского квантового электрона замечательное уравнение, которое удивительно хорошо без всяких эмпирических констант описывало все известные тогда тонкие детали спектра атома водорода. Вскоре, однако, было подмечено, что уравнение Дирака имеет «лишние» решения, соответствующие отрицательным массам и энергиям электрона. Существование же отрицательных масс явно невозможно, так как в этом случае частица двигалась бы против силы и, например, «диполь» из двух частиц с разными по знаку массами саморазгонялся бы. Эти «лишние» решения не удавалось вычеркнуть, не портя уравнения и ряда проверенных на опыте выводов из него. Тогда Дирак в 1930 г. выдвинул идею, потрясшую его современников. Он воспользовался принципом Паули и принял, что вакуум — это такое состояние, в котором заполнены все состояния электрона с отрицательной энергией. В этом случае переход электрона в состояние с отрицательной энергией невозможен. Если же вырвать вакуумный электрон из состояния с отрицательной энергией, то образуется электрон с положительной энергией и «дырка» на бесконечном фоне заполненных состояний. Можно показать, что такая «дырка» будет вести себя как частица с положительной массой (энергией) и с положительным зарядом. Дирак поначалу отождествил эту «дырку» с протоном. Но ему вскоре указали, что, во-первых, масса дырки должна быть строго равной массе электрона, а, во-вторых, «дырка» будет аннигилировать при столкновении с электроном. Тогда Дирак объявил, что предсказываемая им «дырка» представляет собой новую еще не открытую элементарную частицу. В эпоху, когда элементарных частиц было известно всего три, такое предсказание было столь смелым, что в него не поверили даже авторы монографий того времени, посвященных уравнению Дирака. Но вскоре (С. Д. Андерсон, 1932) позитрон был открыт в космических лучах,

7. Расчетные методы квантовой электродинамики успешно применяются и для расчета практически важных процессов взаимодействия γ -квантов с атомами и ядрами. В этих расчетах ядро трактуется просто как точечный, или размазанный по объему ядра, но жестко связанный, заряд Ze . Здесь, конечно, надо иметь в виду, что, кроме таких чисто электромагнитных взаимодействий, могут идти еще фотоядерные реакции (см. гл. IV, § 11), а также процессы, связанные с поляризуемостью ядер. Однако интерференция между этими разнородными процессами практически отсутствует. Поэтому все их можно рассчитывать независимо. В чисто электромагнитном взаимодействии γ -квантов с атомами и ядрами практически важнейшими процессами являются *фотоэффект* и *рождение пар*. Фотоэффект состоит в том, что γ -квант поглощается атомом, из которого вылетает электрон. Свободный электрон поглотить фотон не может, так как при этом нельзя одновременно соблюсти законы сохранения энергии и импульса. Очевидно поэтому, что фотоэффект в основном будет идти при энергиях, сравнимых с энергией связи электрона в атоме, и что основную роль (порядка 80% при $\hbar\omega \gg I$, где I — *ионизационный потенциал*) будет играть фотоэффект с самой глубокой K -оболочки атома. И действительно, сечение фотоэффекта резко падает при увеличении энергии γ -кванта. Закон сохранения импульса при фотоэффекте практически не действует, потому что ядру фотон может отдать большой импульс, практически не передавая ему энергии (из-за большой массы ядра). Закон сохранения энергии выражается соотношением Эйнштейна

$$\frac{p^2}{2m} = \hbar\omega - I, \quad (7.93)$$

где p — импульс электрона. Это соотношение сыграло важную роль для установления квантовой природы света. Действительно, из него следует, что при $\hbar\omega - I < 0$ фотоэффект невозможен ни при какой интенсивности падающего излучения, что можно объяснить только с помощью квантовой теории. С диаграммной точки зрения фотоэффект представляет собой процесс 3-го порядка (рис. 7.35). Несмотря на это, сечение фотоэффекта не так уж мало, особенно для тяжелых ядер, за счет того, что константа взаимодействия в узле ядро — фотон равна не $\sqrt{e^2/\hbar c}$, а $\sqrt{Z^2 e^2/\hbar c}$.

Если левый «хвост» электронной линии на диаграммах рис. 7.35 завернуть направо, то получится диаграмма другого важного процесса — рождения электронно-позитронных пар в поле ядра (рис. 7.36). Этот процесс, очевидно, можно записать в виде

$$\gamma + {}_Z X^A \rightarrow {}_Z X^A + e^+ + e^-. \quad (7.94)$$

Нетрудно усмотреть следующие особенности этой реакции. Во-первых, она эндотермична и имеет порог, равный $2mc^2 = 1,02$ МэВ.

Во-вторых, в отличие от фотоэффекта, она может идти не только на атоме, но и на изолированном ядре, так как электрон в начальном состоянии здесь не нужен. Сам процесс (7.94) важен тем, что его сечение (в отличие от фотоэффекта и комптон-эффекта) растет с энергией. Поэтому рождение пар в поле ядра является основным процессом поглощения γ -излучения высокой энергии в веществе (подробнее см. гл. VIII, § 4, п. 6).

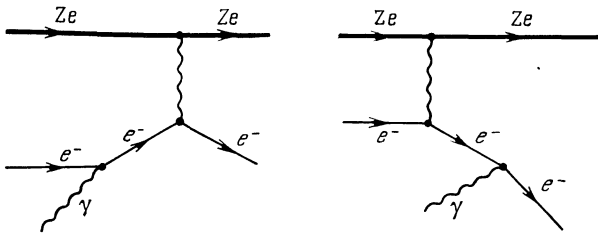


Рис. 7.35. Диаграммы фотоэффекта. Ze — линия атомного ядра.

Методами квантовой электродинамики можно рассчитывать и сечение упругого рассеяния электронов на ядрах и на отдельных нуклонах. Сопоставление этих расчетов с экспериментальными данными дает возможность исследовать электромагнитную структуру ядер (гл. II, § 6) и нуклонов (§ 7, п. 11).

8. Учет диаграмм наимизшего возможного порядка в конкретном расчете в квантовой электродинамике дает результат, правильный

лишь с точностью до $g_{эл}^2/4\pi = 1/137 \approx 1\%$. Для получения более точных результатов необходимо принимать во внимание диаграммы следующих, более высоких порядков. Однако эти «поправочные» диаграммы при прямолинейном расчете приводят к бессмысленным бесконечным результатам. В конце сороковых годов для вычислений с такими диаграммами была создана громоздкая и довольно хитроумная обходная расчетная техника, получившая название *теории перенормировок* (Г. Бете, С. Томонага, Дж. Швингер, Р. Фейнман, Ф. Дайсон и др. (1946—1951 гг.)). В этой технике для любых диаграмм

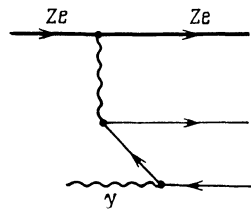


Рис. 7.36. Рождение фотонем электронно-позитронной пары в поле атомного ядра.

получаются однозначные и конечные результаты. Успехи этой теории оказались поистине блестящими. Так, было предсказано, что магнитный момент μ электрона должен слегка отличаться от магнетона Бора $\mu_e = e\hbar/2mc$:

$$\mu = \mu_e + \Delta\mu = \mu_e + \mu_e \frac{e^2}{2\pi\hbar c}. \quad (7.95)$$

Эксперимент подтвердил это отличие (Р. Куш и др., 1949). Аналогичная поправка обнаружена у мюона. В атоме водорода без перенормировочных поправок уровни $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ оказывались совпадающими. Тонкие радиочастотные методы позволили с большой точностью измерить малое (порядка 10^3 МГц $\approx 4 \cdot 10^{-6}$ эВ) расщепление $\Delta E_{\text{лэмб}}$ этих уровней (лэмбовский сдвиг, В. Лэмб, Р. Резерфорд, 1947). Теоретический расчет дал расщепление, с точностью до четырех знаков совпадающее с экспериментальным.

В дальнейшей теоретические и экспериментальные значения аномального магнитного момента и лэмбовского сдвига неоднократно уточнялись, но всегда соответствовали друг другу. Приведем современные опытные данные и теоретические значения $\Delta\mu_{\text{эл}}$ и $\Delta E_{\text{лэмб}}$:

$$\begin{aligned} \Delta\mu_{\text{эл}} &= (1159655,4 \pm 3,3) \cdot 10^{-9} \mu_e, & \text{(теория);} \\ \Delta E_{\text{лэмб}} &= (1057,65 \pm 0,05) \text{ МГц}, \\ \Delta\mu_{\text{эл}} &= (1159652,410 \pm 0,200) \cdot 10^{-9} \mu_e & \text{(эксперимент).} \\ \Delta E_{\text{лэмб}} &= (1057,911 \pm 0,012) \text{ МГц} \end{aligned}$$

9. В начале этого параграфа мы говорили, что в квантовую электродинамику можно наряду с электронами и позитронами включить еще положительный и отрицательный мюоны. Удивительным свойством мюона является его полное сходство с электроном во всех свойствах, кроме массы. Обе частицы электрически заряжены и имеют спин половина. Обе частицы не подвержены сильным взаимодействиям. Электромагнитное взаимодействие для обеих частиц совершенно одинаково вплоть до таких тонких деталей, как, скажем, поправка (7.95) к магнитному моменту (но, конечно, в выражение для магнетона Бора у каждой частицы входит своя масса). Забегая вперед, скажем, что и в отношении слабых взаимодействий электрон и мюон ведут себя совершенно одинаково. И то, что в слабых взаимодействиях мюон распадается на электрон (см. (7.50)), а не наоборот, получается только потому, что мюон тяжелее электрона. Почему в природе существуют две частицы, так сильно различающиеся по массе и столь сходные во всех остальных отношениях? Это, пожалуй, один из самых загадочных вопросов физики элементарных частиц. Что же касается «практического» участия мюонов в квантово-электродинамических процессах, то оно в общем-то невелико из-за большой массы мюона. Если явления с виртуальными электронами разыгрываются в области \hbar/mc , то явления с виртуальными мезонами ограничиваются областью, размеры которой в двести раз меньше. Поэтому сечение процессов с участием виртуальных мюонов (комpton-эффект, рождение пар и т. д.) на 4—5 порядков меньше соответствующих электронных сечений. Например, сечение комpton-эффекта уменьшается в $200^2 = 4 \cdot 10^4$ раз из-за того, что в знаменателе формулы для r_0^2 (см. (7.85)) стоит квадрат массы. Кроме того, про-

цессы с рождением мюонных пар имеют довольно высокий порог, порядка 200 МэВ.

10. Всякую теорию удобно проверять на простейших системах, где возможны достаточно точные расчеты. В квантовой электродинамике такой главной «пробной» системой издавна являлся атом водорода. Однако атом водорода — не единственная связанная система двух тел в квантовой электродинамике. Действительно, такую систему можно составить из любых двух частиц с противоположными зарядами, например $e^+ - e^-$, $\mu^+ - e^-$, $\mu^- - p$. Эти водородоподобные системы называются соответственно позитроний, мюоний и мезоводород. Энергия частицы приведенной массы $m_{\text{прив}}$ (см. приложение I) в кулоновском поле притяжения единичных зарядов имеет вид

$$E = \frac{p^2}{2m_{\text{прив}}} - \frac{e^2}{r}. \quad (7.96)$$

Выразив в соответствии с (1.19) импульс p через приведенную длину волны λ , это выражение можно переписать в виде

$$\frac{E}{m_{\text{прив}}} = \frac{\hbar^2}{2(\lambda m_{\text{прив}})^2} - \frac{e^2}{m_{\text{прив}} r}. \quad (7.97)$$

Из (7.97) видно, что при увеличении приведенной массы в n раз энергии уровней водородоподобного атома в n раз увеличатся, а радиусы соответствующих орбит в n раз уменьшатся. Например, у позитрона приведенная масса равна $m/2$, так что энергия его уровней вдвое меньше, чем уровней атома водорода, а орбиты — вдвое больше. Напротив, у мезоводорода энергии уровней в двести раз больше, чем у обычного водорода, а радиусы орбит — в двести раз меньше. Малость орбит мезоатомов приводит ко многим интересным эффектам. Медленный отрицательный мюон легко проникает сквозь атомную оболочку и «садится» на свою K -оболочку в непосредственной близости от ядра. В тяжелых ядрах радиус орбиты мюона становится сравнимым с радиусом ядра. Поэтому мюон основную часть времени проводит внутри ядра и тем самым «чувствует» его форму. Действительно, для ядра с атомным номером $Z = 40$ радиус мюонной K -орбиты равен $6 \cdot 10^{-13}$ см, что примерно соответствует радиусу R ядра циркония ($R \approx 6 \cdot 10^{-13}$ см).

Если бы мюон жил на несколько порядков дольше положенного ему времени жизни ($\approx 10^{-6}$ с), то он сыграл бы решающую роль в катализе ядерного синтеза. Идея (Ф. Франк, 1947) этого катализа состоит в том, что в мезомолекулах, т. е. в молекулах, в которых электроны заменены на мюоны, ядра находятся близко друг к другу и могут вступать в ядерную реакцию синтеза, если она энергетически возможна.

Нестабильны не только системы, содержащие мюоны, но и позитроний. У позитрония есть два низших энергетических состояния: с параллельными (ортопозитроний) и с антипараллельными (пара-

позитроний)спинами. Парапозитроний зарядово четен (см. § 6, п. 10). Он распадается на два кванта и имеет время жизни порядка 10^{-10} с. Ортопозитроний зарядово нечетен и поэтому может распадаться не менее чем на три кванта. А это — процесс 3-го порядка. Поэтому ортопозитроний живет сравнительно долго, примерно 10^{-8} с.

Спектры позитрония и мезоводорода довольно точно рассчитаны и промерены. И здесь не удалось обнаружить расхождений квантовой электродинамики с экспериментом.

Проблема пределов применимости квантовой электродинамики при достигнутой в настоящее время время точности измерений связана не только с электромагнитными, но и с сильными взаимодействиями (см. ниже § 7, п. 11).

§ 7. Сильные взаимодействия

1. Главные опытные свойства сильных взаимодействий таковы:

а) Сильные взаимодействия не универсальны. Они не действуют на лептоны и фотоны.

б) Сильные взаимодействия являются доминирующими для тех частиц, которые подвержены их действию. Такие частицы называются *адронами*.

в) Полные сечения σ_t рассеяния адрон — адрон при энергиях столкновения (в СЦИ) в области примерно от 5 до 10 ГэВ для всех адронов имеют порядок 20—40 мбарн (рис. 7.37). При этом адроны ведут себя как черные, т. е. абсолютно непрозрачные шары радиуса R_0 , определяемого очевидным соотношением

$$\sigma_t = \pi (2R_0)^2, \quad (7.98)$$

если в σ_t не включать дифракционное рассеяние. Отсюда получается оценка $R_0 \approx \approx 0,35 \cdot 10^{-13}$ см.

То, что адрон при таких энергиях ведет себя именно как черный шар, а не как серый шар большего радиуса, подтверждается тем, что опытный угол ϑ дифракционного рассеяния согласуется с оценкой

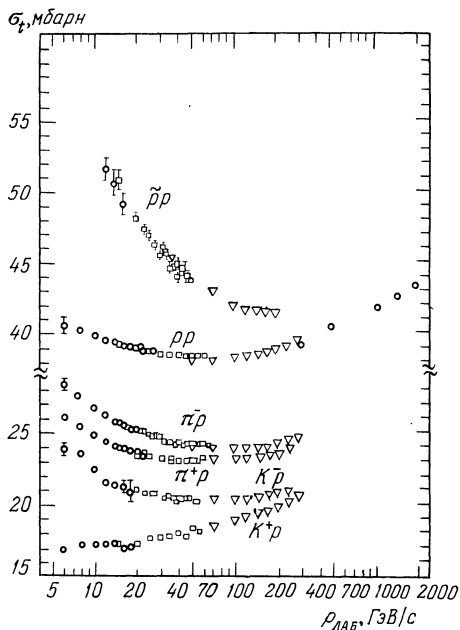


Рис. 7.37. Полное сечение σ_t рассеяния адронов π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} на протонах.

Кружки, треугольники и т. д. — данные разных лабораторий

$\vartheta \approx \lambda/R_0$. Величина R_0 называется *геометрическим радиусом адрона*. Ниже мы увидим, что электромагнитные радиусы адронов также имеют порядок R_0 (см. п. 11). Подчеркнем, что размеры всех неадронных частиц настолько малы, что до сих пор находятся вне пределов достижимости экспериментальной техники.

Отмеченное поведение адрон-адронных сечений свидетельствует о высокой интенсивности и о коротком радиусе действия сильных взаимодействий, а также о том, что адроны, в отличие от других частиц, обладают структурой, радиус которой порядка R_0 .

г) Выше соответствующих порогов и при отсутствии запретов по точным и приближенным законам сохранения в адрон-адронных столкновениях интенсивно идут реакции рассеяния и взаимопревращения адронов. Суммарное сечение $\sigma_{\text{неупр}}$ этих процессов также имеет порядок $\pi (2R_0)^2$. Например, при столкновении p с энергией 10 ГэВ наряду с упругим рассеянием идут процессы:



Суммарное сечение $\sigma_{\text{неупр}}$ этих процессов равно 30 мбарн и составляет 75% от полного сечения 40 мбарн.

Это свойство свидетельствует о высокой интенсивности сильных взаимодействий, а также о том, что все адроны в каком-то смысле состоят из одного и того же «материала».

д) Адроны состоят из субчастиц, имеющих ничтожно малые размеры (как минимум на три порядка меньше размеров адрона). Более точно, масса адрона не распределена сколько-нибудь равномерно по его объему, а сосредоточена в отдельных ничтожно малых областях. Точечные составные части адрона называются *партонами*.

Опытное доказательство партонной структуры адронов в своей основе такое же, как резерфордовское доказательство ядерной структуры атома (см. гл. II, § 1, п. 2). В опытах Резерфорда α -частицы с энергией 5 МэВ с заметной вероятностью отклоняются на большие углы, т. е. приобретают большие поперечные импульсы p_T . Количественно это означает, что сечение $d\sigma/dp_T$ убывает с ростом p_T не по экспоненциальному, а по степенному закону (рис. 7.38, а). На этом рисунке показано, что точно такое же медленное спадание $d\sigma/dp_T$ с ростом p_T происходит в инклюзивной реакции $p + p \rightarrow \pi + X$ с энергией $E_{\text{сци}} = 52,7$ ГэВ. В отличие от рассеяния α -частиц на ядрах, реакция $p + p \rightarrow \pi + X$ (рис. 7.38, б) является *глубоко неупругой*. Это указывает на то, что протон состоит не из одного, а из нескольких партонов. Действительно, при передаче большого импульса одному из партонов протон в целом должен сильно возбуждаться, т. е. отбирать у другого протона большую энергию. Подчеркнем, что оборот «состоит из» здесь понимается не в смысле выполнения условий а), б) из § 1, п. 4.

2. В настоящее время практически вся совокупность опытных фактов в отношении как структуры адронов, так и механизма их взаимодействия получила единое объяснение в рамках кварк-партонной модели. Более того, создана единая теория — *квантовая хромодинамика*, которая удивительно похожа на квантовую электродинамику, но описывает адронные структуры и процессы. Однако из-за сложности структуры адронов и из-за высокой интенсивности сильных взаимодействий последовательные расчеты невозможны без дополнительных модельных предположений (так же, как, например, в физике твердого тела).

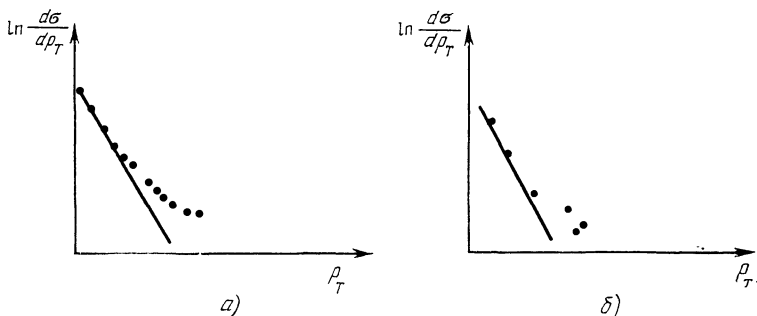


Рис. 7.38. Экспериментальная зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dp_T$ рассеяния α -частиц на ядрах (а) и протонов на протонах (б).

Прямые линии соответствуют экспоненциальному спадаанию $d\sigma/dp_T$ с ростом поперечного импульса p_T рассеянных α -частиц и протонов. Сечения и поперечные импульсы — в относительных единицах. Данные взяты из работы Э. Резерфорда (Phil. Mag., 1911, т. XXI, с. 669) и из журнала Phys. Lett., 1973, т. 46B, с. 471.

В этом пункте будут изложены исходные положения квантовой хромодинамики, а также дополнительные модельные допущения кварк-партонной модели.

Исходные положения квантовой хромодинамики таковы:

а) Адроны состоят из более элементарных субчастиц — *кварков и глюонов*. Определение субчастицы дано в § 1, п. 4. Кварки являются фермионами, имеют ненулевую массу и спин $1/2$. Глюоны являются бозонами, имеют нулевую массу и спин 1. (Частицы спина 1 часто называются векторными.) Уже здесь видна глубокая аналогия с квантовой электродинамикой: кварки аналогичны лептонам, а глюоны — фотонам.

Кварковая гипотеза выдвинута в 1963 г. М. Гелл-Манном и Дж. Цвейгом.

б) Различные кварки классифицируются по двум признакам, которые получили названия *аромат* и *цвет* (термины условные, не связанные с их прямым смыслом). Имеются четыре различных аромата и три различных цвета, т. е. всего 12 различных кварков.

Имеются еще 12 соответствующих антикварков. 4 различных аромата обозначаются соответственно буквами u, d, s, c (от английских слов up — вверх, down — вниз, strange — странный, charm — шарм; встречаются также обозначения p, n, λ, c). За три цвета обычно принимаются «красный» (R), «голубой» (B) и «зеленый» (G). Кварки u и d называются обычными, s -кварк называется странным, c -кварк — шармированным. Антикварки отмечаются волнистой чертой сверху, например \tilde{u}, \tilde{d} .

в) Каждый цвет является точно сохраняющимся аддитивным целочисленным квантовым числом. Например, для системы из двух зеленых кварков $G = 2$, а остальные цветовые числа — нули.

Каждый аромат означает определенную совокупность квантовых чисел. Квантовые числа для кварков с разными ароматами приведены в табл. 7.4. Эти квантовые числа при фиксированном аромате одинаковы для всех цветов. Следует обратить внимание на то, что электрические и барионные заряды кварков не целые, а дробные, кратные $1/3$ элементарного.

Т а б л и ц а 7.4. Квантовые числа кварков

Квантовое число \ Аромат	B	T	T_z	Q	S	C
u	$1/3$	$1/2$	$1/2$	$2/3$	0	0
d	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	0	0
s	$1/3$	0	0	$-1/3$	-1	0
c	$1/3$	0	0	$2/3$	0	1

г) У глюонов равны нулю все квантовые числа кроме цветовых: $B = 0, T = 0, S = 0, C = 0, Q = 0$. Каждый глюон обладает одним цветом и одним антицветом. Это означает, что при испускании или поглощении глюона кварк может изменить цвет, но не аромат. Соответственно глюоны можно обозначать через $R\bar{R}, R\bar{B}$ и т. д. Всего имеется девять независимых комбинаций цвета и антицвета. Однако суперпозиция ($R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G}$) тривиальна (при ее поглощении или испускании вектор состояния любого кварка не меняется) и поэтому исключается*). Тем самым остаются 8 глюонов: все недиагональные ($R\bar{B}, R\bar{G}$ и др.) и два диагональных (например, $R\bar{R} - G\bar{G}$ и $R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}$). На число 8 надо обратить специальное внимание. Оно еще встретится в п. 4 по сходной причине.

д) Поскольку кварки и глюоны имеют ничтожно малые размеры, то для них (по аналогии с квантовой электродинамикой) существуют

*) Мы обозначаем через $R\bar{R}$ и т. д. как сам глюон, так и его вектор состояния. Это наглядное упрощение часто используется в физике элементарных частиц.

элементарные диаграммные узлы. Эти элементарные узлы изображены на рис. 7.39. Сплошные линии относятся к кваркам (обозначаемым через q), волнистые — к глюонам (обозначаемым через gl). Первый из этих узлов вполне аналогичен квантовоэлектродинамическому. Через посредство этого узла кварки являются источниками

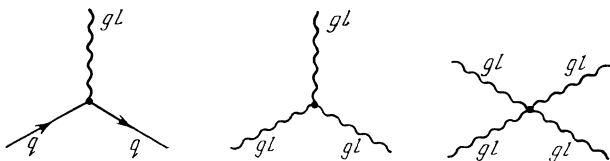


Рис. 7.39. Элементарные узлы квантовой хромодинамики.

глюонного поля, а глюонное поле создает силы, действующие между кварками. Однако наличие второго и третьего узлов рис. 7.39 резко нарушает аналогию между электродинамикой и хромодинамикой. Физический смысл этих узлов состоит в том, что глюоны сами «заряжены» по цвету и тем самым тоже являются источниками глюонного поля. Поэтому статическое глюонное поле кварка ни в каком приближении не определяется элементарным узлом рис. 7.39

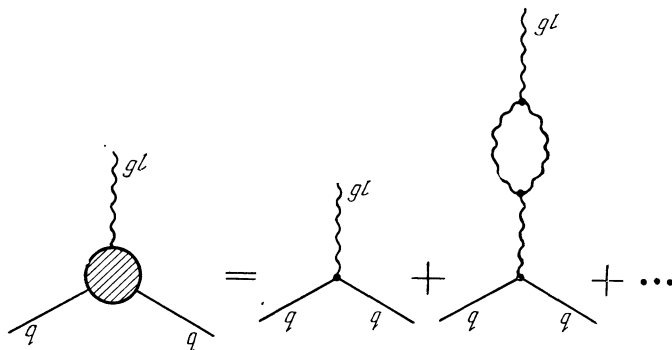


Рис. 7.40. Полный узел глюон — кварк.

слева, а должно описываться полным узлом (рис. 7.40), расчет которого крайне громоздок.

е) Уравнения квантовой хромодинамики обладают симметрией по цвету: любая суперпозиция вида

$$\psi = \alpha\psi_R + \beta\psi_G + \gamma\psi_B$$

имеет одни и те же физические свойства. Здесь α , β , γ — произвольные комплексные коэффициенты, ψ_R , ψ_G , ψ_B — состояния одного кварка с одинаковым ароматом и разными цветами. Эта симметрия

является точной по отношению ко всем взаимодействиям. Симметрия по цвету похожа на изотопическую (ср. гл. V, § 6), но, как будет видно ниже, проявляется иначе.

Фактически, в квантовой хромодинамике имеется существенно более общая *калибровочная симметрия*: коэффициенты α , β , γ могут быть не только числами, но и функциями координат и времени. Это важнейшее свойство будет обсуждено в § 8, п. 15.

ж) Уравнения квантовой хромодинамики обладают симметрией по первым двум ароматам: любая суперпозиция вида

$$\psi = \alpha\psi_u + \beta\psi_d$$

имеет одни и те же физические свойства. Здесь ψ_u , ψ_d — векторы состояния одного кварка с одинаковым цветом и соответствующими ароматами. Эта симметрия — точная для сильных взаимодействий, но нарушаемая электромагнитными и слабыми. Она представляет собой не что иное, как изотопическую инвариантность. Тут можно полностью повторить аргументацию, начиная с гл. V, § 6, п. 3 и далее, с заменой протона и нейтрона соответственно на u - и d -кварки, а атомных ядер — на адроны.

з) Уравнения квантовой хромодинамики обладают приближенной симметрией по первым трем ароматам: различные суперпозиции вида

$$\alpha\psi_u + \beta\psi_d + \gamma\psi_s \quad (7.99)$$

имеют сходные свойства. Это свойство называется *SU_3 -симметрией сильных взаимодействий*.

Заметим, что до сих пор ничего не было сказано о численных значениях масс кварков. По причинам, которые выяснятся чуть ниже, точные значения этих масс неизвестны. Тем не менее в квантовой хромодинамике принимается, что массы u и d кварков одинаковы, а масса s -кварка заметно больше:

$$m_u = m_d \ll m_s. \quad (7.100)$$

Считается, что различие масс (7.100) является единственной причиной нарушения SU_3 -симметрии. Еще более тяжелым (чем s) является c -кварк (см. п. 3).

Приведенные исходные положения дополняются следующими допущениями *кварк-партонной модели*

а) Статическое глюонное поле как для кварка, так и для глюона не стремится к нулю на бесконечности. Тем самым полная энергия такого поля бесконечна. А это значит, что *ни кварки, ни глюоны не могут существовать в свободном виде*. Именно поэтому массы кварков не имеют однозначного определения.

б) Между кварками действуют силы притяжения, обладающие двумя необычными свойствами. Первое свойство называется *асимптотической свободой*. Оно состоит в том, что на малых расстояниях

$r < 2 \cdot 10^{-14}$ см силы кварк — кварк ничтожно малы. Согласно соотношению неопределенностей импульс-координата это означает, что кварки ведут себя как свободные при относительных импульсах

$$\Delta p > 1 \text{ ГэВ/с.} \quad (7.101)$$

Второе свойство называется инфракрасным пленением. Оно состоит в том, что потенциальная энергия взаимодействия кварк — кварк неограниченно растет с увеличением расстояния, причем этот рост настолько быстрый, что два кварка не могут разойтись на расстояние, превышающее радиус адрона.

в) Взаимодействие двух кварков неаддитивно. Эта неаддитивность проявляется в двух отношениях. Во-первых, сила, действующая на данный кварк со стороны остальных, не равна сумме сил, действующих со стороны каждого кварка. Во-вторых, глюонное поле системы из нескольких кварков не равно сумме полей отдельных кварков.

г) В отношении суммарного глюонного поля выделенные положения занимают *цветовые синглеты*. Цветовыми синглетами называются системы кварков, «белые» по цвету, т. е. такие, в которых все цвета равномерно смешаны. Для *цветовых синглетов дальнедействующая часть глюонного поля оказывается полностью скомпенсированной*, несмотря на то, что все парные кварк-кварковые силы — притягивающие.

Отсюда следуют три фундаментальных следствия. Во-первых, только *цветовые синглеты имеют конечную энергию поля и тем самым только они могут существовать в виде свободных частиц*. Во-вторых, взаимодействие между цветовыми синглетами должно быть короткодействующим. В-третьих, *цветовой синглет не может быть раздроблен на составные части*.

д) Вопрос о том, какие именно системы кварков являются цветовыми синглетами, не является гипотезой, а однозначно решается с помощью методов теории групп. Ответ такой. Существуют два типа цветовых синглетов: мезонные и барионные. *Мезонный синглет* состоит из одного кварка и одного антикварка. При этом соответствующий вектор состояния $\Psi_{\text{мез}}$ является симметричной суперпозицией по всем цветам:

$$\Psi_{\text{мез}} = \frac{1}{\sqrt{3}} (\Psi_{R\bar{R}} + \Psi_{B\bar{B}} + \Psi_{G\bar{G}}). \quad (7.102)$$

Барионный синглет состоит из трех кварков разных цветов. При этом соответствующий вектор состояния $\Psi_{\text{бар}}$ является антисимметричной суперпозицией по всем перестановкам цветов:

$$\Psi_{\text{бар}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\Psi_{RBG} + \Psi_{BGR} + \Psi_{GRB} - \Psi_{GBR} - \Psi_{BRG} - \Psi_{RGB}) \quad (7.103)$$

На интуитивном уровне смысл теоретико-групповых утверждений (7.102), (7.103) состоит в том, что из трех цветов и трех «антицветов» можно двумя способами получить белый цвет, либо смешав цвет с соответствующим антицветом (мезонный цветовой синглет), либо смешав все три цвета (барионный цветовой синглет).

Основная гипотеза о структуре адронов (О. В. Гринберг, 1964; Н. Н. Боголюбов и др., 1965; И. Намбу и др., 1965; И. Миямото, 1965) состоит в том, что каждой «белой» комбинации (7.102) кварк — антикварк в низшем, т. е. в S -состоянии относительного движения, соответствует мезон, а каждой «белой» комбинации (7.103) трех кварков в низшем состоянии относительного движения соответствует барион. В отдельных случаях (см., например, п. 5) допустимы возбужденные P -состояния относительного движения.

В грубом приближении можно вообще считать, что каждый мезон состоит из кварка и антикварка, а каждый барион — из трех кварков. Эти основные кварки называются *валентными*. Более точно, кроме валентных кварков (и антикварков) каждый адрон содержит еще «море» непрерывно рождающихся и поглощающихся виртуальных пар кварк—антикварк. В понятие «моря» часто включают и виртуальные глюоны.

Теперь мы можем придать дополнительный смысл введенным в § 5 изображениям адронных линий. Тройная линия для бариона соответствует его трем валентным кваркам, а двойная линия для мезона — валентным кварку и антикварку. Ниже при изложении физики распадов и реакций мы эффективно воспользуемся этой трактовкой адронных линий.

Все составляющие адрон субчастицы (т. е. валентные кварки и виртуальные частицы, образующие «море») называются партонами. При рассмотрении динамики адронных столкновений о свойствах партонов принимаются дополнительные модельные допущения, которые будут приведены в п. 8.

В целом статус квантовой хромодинамики и примыкающей к ней кварк-партоновой модели таков. В рамках этих теорий с единой точки зрения объясняются практически все опытные факты физики сильных взаимодействий. Более того, на основе этих теоретических представлений было сделано много различных оправдавшихся предсказаний (существование и свойства Ω -бариона, существование шарма и т. д.). С другой стороны, из-за сложности адронной структуры все конкретные расчеты связаны с дополнительными модельными допущениями, так что не существует ни одной «чистой» опытной проверки исходных положений квантовой хромодинамики. Поэтому как квантовая хромодинамика, так и кварк-партоновая модель в настоящее время (1978 г.) являются общими и весьма вероятными гипотезами, которые, однако, в принципе могут оказаться просто удобными феноменологическими способами описания.

Противоречивость статуса кварк-партонной картины объясняется тем, что она находится в периоде интенсивного развития. В целом универсальность и предсказательная мощь этой картины перевешивают шаткость ее основания.

3. Известные из опыта адроны с их основными характеристиками приведены на рис. 7.41 (барионы), рис. 7.42 (мезоны). Более подробные опытные данные об адронах приведены в приложении IV.

Нашей целью будет систематизация и осмысливание этого огромного материала на основе представлений квантовой хромодинамики и кварк-партонной модели.

Начнем с двух замечаний вводного характера. Во-первых, для целей систематики адроны можно считать состоящими только из валентных кварков, поскольку у кварк-антикваркового «моря» все квантовые числа равны нулю. Из всех статических свойств только масса адрона меняется под влиянием «моря». Именно поэтому массы адронов можно подсчитывать только с привлечением подгонных феноменологических допущений. Второе замечание относится к цвету. Введение цвета утраивает число кварков. С другой стороны, ограничение реально существующих адронов «белыми» комбинациями цветов почти точно компенсирует это утроение. Результирующее действие этих двух эффектов в отношении статических свойств адронов резюмируется простым правилом: при изучении кварковой структуры адронов можно считать, что утроение по цвету отсутствует (т. е. существуют лишь 4 кварка: u , d , s и c), но кварки внутри адрона подчиняются статистике Бозе. Поясним происхождение этого правила.

Согласно строгой теореме Паули — Людерса о связи спина со статистикой кварки, как частицы полуцелого спина, должны подчиняться статистике Ферми. Для бариона это означает, что его вектор состояния $\psi_{\text{бар}}(1, 2, 3)$ должен быть антисимметричным относительно перестановки любых двух кварков, входящих в состав этого бариона:

$$\psi_{\text{бар}}(1, 2, 3) = -\psi_{\text{бар}}(2, 1, 3) = --\psi_{\text{бар}}(3, 2, 1) = \dots \quad (7.104)$$

Но согласно (7.103) вектор состояния $\psi_{\text{бар}}(1, 2, 3)$ антисимметричен по цветовым переменным. Поэтому он должен быть симметричным по совокупности остальных переменных (координаты, проекции обычного спина, ароматы). А это и означает, что кварки в барионе можно считать «бесцветными», но подчиняющимися статистике Бозе. Легко понять, что число допустимых барионных состояний также получается правильным: каждому цветовому синглету из трех цветовых кварков соответствует одна комбинация из трех бесцветных кварков. Что же касается мезонов, то для них вопрос о статистике вообще несуществен, поскольку мезон всегда состоит из двух разных частиц (кварка и антикварка). Число допустимых состояний также не меняется при переходе к бесцветным кваркам.

Получим теперь допустимые квантовые числа адронов, исходя из приведенных в табл. 7.4 квантовых чисел кварков и из свойства аддитивности величин B, S, Q, T_z и шарма C , а также из правил

2350 $\psi_s(4^+)_s$				
	2190 $T_s(3^-)$			2140 F^{*-}
2040 $\psi_s(4^+)_s$			2010 $D^*_s(1^-)$	2030 F
			1870 $D_s(0^-)$	
		1780 $K^*_{s3}(-)$		
1670 $\omega_s(3^-)$	1680 $g_s(3^-)$			
	1640 $A_{s3}(2^+)$			
1515 $f_s(2^+)$	1600 $\rho_s(1^-)$			
		1430 $K^*_{s2}(-)$		
1300 $\epsilon_s(0^+)$	1310 $A_{s2}(2^+)$	1400 $k_s(0^+)$		
1285 $D_s(1^+)$	1235 $B_s(1^-)$	1280 $Q_{s1}(1^+)$		
1270 $f_s(2^+)$				
	1100 $A_{s1}(1^+)$			
1020 $\phi_s(1^-)$	980 $\delta_s(0^+)$			
980 $S^*_s(0^+)$		892 $K^*_{s1}(-)$		
958 $\eta_s(0^+)$				
784 $\omega_s(1^-)$	770 $\rho_s(1^-)$			
$\eta_s(0^+)$				
	$\pi_s(0^+)$			
$C=0, S=0$	$C=0, S=0$	$C=0, S=+1$	$C=1, S=0$	$C=1, S=1$
$T=0$	$T=1$	$T=1/2$	$T=1/2$	$T=0$

Рис. 7.42. Спектр мезонов с массой, меньшей 2,5 ГэВ.

(1.31) сложения моментов в применении к обычному и изотопическому спину. Результат очевиден. Для барионов всегда $B = 1$, спин полуцелый. Остальные квантовые числа могут принимать

значения:

$$\begin{aligned} S &= 0, -1, -2, -3; & C &= 0, 1, 2, 3; \\ T &= 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}; & Q &= -1, 0, +1, +2; \end{aligned} \quad (7.105)$$

при этом допустимые значения T в зависимости от C, S таковы:

$$\begin{aligned} C - S &= 0, & T &= \frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \\ C - S &= 1, & T &= 0, 1; \\ C - S &= 2, & T &= \frac{1}{2}; \\ C - S &= 3, & T &= 0. \end{aligned} \quad (7.106)$$

Для мезонов всегда $B = 0$, спин целый. Остальные квантовые числа могут принимать значения: $S = 0, \pm 1$; $C = 0, \pm 1$; $T = 0, \frac{1}{2}, 1$; $Q = 0, \pm 1$. При этом допустимые значения T в зависимости от $S - C$ таковы:

$$\begin{aligned} S - C &= 0, & T &= 0, 1; \\ S - C &= \pm 1, & T &= \frac{1}{2}; \\ S - C &= \pm 2, & T &= 0. \end{aligned} \quad (7.107)$$

Наконец, непосредственно проверяется, что для каждого кварка выполняется равенство (7.21):

$$Q = T_z + \frac{1}{2}(B + S + C).$$

Так как все входящие в это равенство величины аддитивны, то оно должно быть справедливым для всех адронов.

Приведенные ограничения на квантовые числа адронов полностью согласуются с опытными данными, в чем читатель может убедиться, воспользовавшись приложением IV. Это совпадение весьма нетривиально, и уже оно одно является серьезнейшим аргументом в пользу кварковой гипотезы. Эти ограничения обладают и предсказательной силой. Так, лишь в 1977 г. были открыты мезоны с $C = \pm 1$, а существование бариона с $C = 1$ до сих пор является предсказанием, ждущим опытной проверки.

Нашим следующим шагом будет получение основных (т. е. низших по массам) адронов в рамках кварковой модели. Ход рассуждений здесь таков. Прежде всего примем, что для каждого допустимого набора квантовых чисел B, S, C, Q, T наимизшим может быть только состояние с нулевым орбитальным моментом относительного движения кварков. После этого мы перечислим и охарактеризуем все мезонные и барионные кварковые системы такого рода, а затем убедимся, что каждой допустимой системе соответствует экспериментально изученная частица.

Перечислим изотопические мультиплеты, к которым приводит кварковая модель. Начнем со случая нестранных мезонов. Каждый такой мезон состоит из одного кварка (u или d) и одного антикварка

(\tilde{u} или \tilde{d}). Из них можно составить 4 независимые комбинации: $u\tilde{u}$, $u\tilde{d}$, $\tilde{u}d$ и $d\tilde{d}$. В каждой комбинации имеется согласно (1.31) два способа сложения обычных спинов (напомним, что орбитальный момент относительного движения равен нулю): при сложении двух спинов $1/2$ может получиться суммарный спин либо нуль, либо единица. Четность мезона будет отрицательной, поскольку внутренние четности частиц и античастиц противоположны при спине $1/2$ (см. § 2, п. 4). Таким образом, мы получаем 4 псевдоскалярных и 4 псевдовекторных мезона. Классифицируем их по изотопическому спину и его проекции. Состояние $u\tilde{d}$ имеет $T_z = 1$ и тем самым $T = 1$. Аналогично состояние $\tilde{u}d$ имеет $T_z = -1$ и тем самым $T = 1$. У состояния $u\tilde{u}$, $d\tilde{d}$, однако, $T_z = 0$, так что для T возможны оба значения: 0 и 1. Без доказательства укажем, что каждое из этих состояний является суперпозицией состояний с разными T . Состояниями с определенными T будут

$$\begin{aligned}\psi_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{u\tilde{u}} + \psi_{d\tilde{d}}), & T = 0; \\ \psi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{u\tilde{u}} - \psi_{d\tilde{d}}), & T = 1.\end{aligned}\tag{7.108}$$

Таким образом, при каждом допустимом значении обычного спина ($J = 0^-, 1^-$) существует один нестранный мезон с $T = 0$ (изотопический синглет) и три нестранных мезона с изотопическим спином 1 (изотопический триплет). Квантовые числа этих мезонов приведены в табл. 7.5. В этой таблице без доказательств приведены теоретические значения G -четностей.

Согласно свойству изотопической инвариантности квантовой хромодинамики (положение ж) из ее исходных допущений в п. 2) частицы, входящие в один и тот же изотопический мультиплет (см. гл. V, § 6, п. 4), должны иметь почти одинаковые массы. Действительно, различие масс адронов внутри изотопического мультиплета обусловлено влиянием только электромагнитных (и слабых) взаимодействий и поэтому должно иметь порядок нескольких МэВ. Массы частиц, принадлежащих разным изотопическим мультиплетам, могут различаться сильно. Без дополнительных модельных допущений нельзя оценить ни величины, ни даже знака этих различий.

Перейдем к опытным данным о нестранных мезонах низших масс. Самыми легкими адронами являются пионы (π^+ , π^0 , π^-), имеющие $J^P = 0^-$ и образующие изотопический триплет. Массы заряженных и нейтральных пионов различаются всего лишь на 5 МэВ в полном соответствии с требованием изотопической инвариантности. Пионы соответствуют псевдоскалярным комбинациям кварков $\tilde{u}d$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} -$

– $d\tilde{d}$, $u\tilde{d}$. Псевдоскалярному изотопическому синглету $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$ соответствует η -мезон, имеющий характеристики $J^P = 0^-, T^G = 0^+$ (см. табл. 7.5).

Т а б л и ц а 7.5. Кварковая структура нестранных мезонов

Обозначения типа $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$ равнозначны $\frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_{u\tilde{u}} + \Psi_{d\tilde{d}})$. Ошибки

в опытных значениях масс не указаны, если они не превышают 1 МэВ. Верхний индекс P в J^P означает P -четность, а верхний индекс G в T^G означает G -четность

Кварковый состав	J^P	T^G	T_z	Q	Название	Масса, МэВ
$u\tilde{d}$	0^-	1^-	$+1$	$+1$	π^+	140
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} - d\tilde{d})$	0^-	1^-	0	0	π^0	135
$\tilde{u}d$	0^-	1^-	-1	-1	π^-	140
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$	0^-	0^+	0	0	η	549
$u\tilde{d}$	1^-	1^+	$+1$	$+1$	ρ^+	765 ± 10
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} - d\tilde{d})$	1^-	1^+	0	0	ρ^0	776 ± 10
$\tilde{u}d$	1^-	1^+	-1	-1	ρ^-	765 ± 10
$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\tilde{u} + d\tilde{d})$	1^-	0^-	0	0	ω	784

Векторные мезоны оказались значительно тяжелее соответствующих псевдоскалярных. Все они быстро распадаются на пионы за счет сильного взаимодействия. Векторному изотопическому триплету соответствует тройка ρ -мезонов с массой около 770 МэВ, а векторному изотопическому синглету соответствует ω -мезон с массой 784 МэВ.

Более тяжелыми, чем пионы, являются странные мезоны. Им соответствуют комбинации кварков $u\tilde{s}$, $\tilde{u}s$, $d\tilde{s}$, $\tilde{d}s$ (табл. 7.6). Изотопический спин странного кварка равен нулю. Поэтому изотопический спин (и его проекция) для странного мезона — такие же, как и для соответствующего нестрannого кварка, т. е. $T = 1/2$. Таким образом, странные кварки разбиваются на два изотопических дублета: $u\tilde{s}$, $d\tilde{s}$ ($S = +1$) и $\tilde{u}s$, $\tilde{d}s$ ($S = -1$). Каждый дублет реализуется в псевдоскалярном ($J^P = 0^-$) и векторном ($J^P = 1^-$)

вариантах. Экспериментально псевдоскалярным дублетам соответствуют каоны, а векторным — K^* -мезоны. И в этом случае массы мезонов внутри мультиплетта почти совпадают (различия в несколько МэВ), а массы частиц векторного мультиплетта почти вдвое превышают массы псевдоскалярных частиц.

Т а б л и ц а 7.6. Кварковая структура странных мезонов

Кварковый состав	J^P	T	T_z	Q	Название	Масса, МэВ
$u\bar{s}$	0^-	$1/2$	$+1/2$	1	K^+	494
$d\bar{s}$	0^-	$1/2$	$-1/2$	0	K^0	498
$\bar{u}s$	0^-	$1/2$	$-1/2$	-1	K^-	494
$\bar{d}s$	0^-	$1/2$	$+1/2$	0	\bar{K}^0	498
$u\bar{s}$	1^-	$1/2$	$+1/2$	1	K^{*+}	892
$d\bar{s}$	1^-	$1/2$	$-1/2$	0	K^{*0}	896
$\bar{u}s$	1^-	$1/2$	$-1/2$	-1	K^{*-}	892
$\bar{d}s$	1^-	$1/2$	$+1/2$	0	\bar{K}^{*0}	896

Несколько особняком стоит комбинация $\bar{s}s$. Мезон такого состава является изотопическим синглетом ($T = 0$) и имеет $S = Q = 0$. И этот мезон существует в двух видах — псевдоскалярном и векторном. Соответствующие экспериментально обнаруженные частицы: η' -мезон ($J^P = 0^-, T^G = 0^+, M = 958$ МэВ) и Φ -мезон ($J^P = 1^-, T^G = 0^-, M = 1019$ МэВ).

Каоны являются странными частицами, поскольку для них $S \neq 0$. Аналогично каонам устроены шармированные частицы D-мезоны. Они отличаются от каонов тем, что в них странный кварк s (или антикварк \bar{s}) заменен на шармированный кварк c (или антикварк \bar{c}). Например, D^+ -мезон имеет структуру $\bar{d}c$ и т. д. D^+ и D^0 -мезоны составляют изотопический дублет и поэтому имеют близкие массы 1868 и 1863 МэВ соответственно. Массы D-мезонов намного больше масс пионов, каонов и других изученных ранее мезонов. Это указывает на то, что c -кварк сильно отличается от остальных.

Значительно более тяжелой является комбинация $\bar{c}c$, получившая название шармоний. Основное состояние шармония является векторным ($J^P = 1^-$) и имеет очень большую массу $M = 3095$ МэВ. Шармоний имеет богатую и хорошо изученную систему состояний, которые рассмотрены в п. 5.

Наконец, открыты предсказываемые в кварковой модели F -мезоны, состоящие из странного кварка и шармированного антикварка (sc).

Перейдем к структуре барионов (табл. 7.7). Здесь анализ несколько более сложен по двум причинам. Во-первых, в барионе больше (чем в мезоне) частиц, а, во-вторых, частицы могут быть одинаковыми, так что надо учитывать свойства симметрии вектора состояния. Напомним, что мы можем не учитывать наличие цвета, но считать составляющие барион кварки бозе-частицами.

Начнем и здесь со случая нестранных барионов. Из нестранных кварков можно составить четыре различные тройки uuu , uud , udd , ddd , для которых соответственно $T_z = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2$. Нам осталось определить возможные значения изоспина T и обычного спина J для каждой комбинации кварков.

Для этого достаточно использовать правило сложения моментов (1.31) и следующие простые соображения симметрии. Во-первых, поскольку вектор состояния бариона симметричен относительно перестановок кварков, то если этот вектор состояния симметричен по спиновым координатам, то он симметричен и по изоспиновым координатам. Верно и обратное: если вектор состояния бариона несимметричен по спиновым координатам, то он должен быть несимметричен и по изоспиновым. Второе соображение состоит в том, что вектор состояния системы из нескольких частиц спина $1/2$ симметричен по спиновым координатам тогда и только тогда, когда все эти спины параллельны, так что их векторная сумма имеет максимально возможное значение. Это соображение нам придется принять на веру. Оно применимо как к обычному, так и к изотопическому спину.

Проанализируем теперь систему uuu . Для нее $T_z = 3/2$, поэтому $T \geq 3/2$. Но при сложении трех моментов $1/2$ суммарный момент не может превышать $3/2$. Поэтому $T = 3/2$. Это означает, что вектор состояния (согласно второму соображению) симметричен по изоспиновым координатам. Следовательно (по первому соображению), этот вектор симметричен и по спиновым координатам, так что (снова по второму соображению) $J = 3/2$.

Итак, для комбинации uuu будет $T = 3/2, J = 3/2$. То же, очевидно, будет и для ddd .

Для комбинации uud ситуация иная. Пара uu имеет $(T_z)_{uu} = 1$ и, следовательно, $(T)_{uu} = 1$. Вектор состояния этой пары (по второму соображению) симметричен по изоспиновым координатам. Следовательно, этот вектор состояния симметричен и по обычным спиновым координатам, так что для пары uu будет $J_{uu} = 1$. При сложении спина uu -пары со спином $1/2$ d -кварка может получиться как $J = 3/2$, так и $J = 1/2$. Из тех же соображений симметрии следует, что в первом случае будет $T = 3/2$, а во втором $T = 1/2$. Итак, для комбинации uud возможны два набора значений T и J , а именно:

$T = 3/2, J = 3/2$ и $T = 1/2, J = 1/2$. То же, очевидно, будет и для *udd*. Таким образом, всего имеются 6 низших барионных кварковых комбинаций, разделяющихся на изотопический дублет $T = 1/2, J = 1/2$ и изотопический квадруплет $T = 3/2, J = 3/2$. Из изотопической инвариантности следует, что массы барионов внутри каждого мультиплета должны быть близки друг к другу. Четности в обоих мультиплетах положительны.

Таблица 7.7. Квантовая структура барионов

Кварковый состав	Конфигурация спинов	J	T	T_z	S	Q	Название	Масса, МэВ
<i>uuu</i>	↑↑↑	$3/2$	$3/2$	$3/2$	0	2	Δ^{++} (1232)	1232
<i>uud</i>	↑↑↓	$1/2$	$1/2$	$1/2$	0	1	p	938
	↑↑↑	$3/2$	$3/2$	$1/2$	0	1	Δ^+ (1232)	1236
<i>udd</i>	↑↓↓	$1/2$	$1/2$	$-1/2$	0	0	n	940
	↓↓↓	$3/2$	$3/2$	$-1/2$	0	0	Δ^0 (1232)	1236
<i>ddd</i>	↓↓↓	$3/2$	$3/2$	$-3/2$	0	-1	Δ^- (1232)	1241
<i>uus</i>	↑↑↑	$3/2$	1	1	-1	1	Σ^+ (1385)	1383
	↑↑↓	$1/2$	1	1	-1	1	Σ^+	1189
<i>uds</i>	↑↑↑	$3/2$	1	0	-1	0	Σ^0 (1385)	1385
	↑↑↓	$1/2$	1	0	-1	0	Σ^0	1192
	↑↓↑	$1/2$	0	0	-1	0	Λ	1116
<i>dds</i>	↓↓↑	$1/2$	1	-1	-1	-1	Σ^-	1197
	↓↓↓	$3/2$	1	-1	-1	-1	Σ^- (1385)	1386
<i>uss</i>	↑↑↑	$3/2$	$1/2$	$1/2$	-2	0	Ξ^0 (1530)	1529
	↑↓↑	$1/2$	$1/2$	$1/2$	-2	0	Ξ^0	1315
<i>dss</i>	↑↑↑	$1/2$	$1/2$	$-1/2$	-2	-1	Ξ^-	1321
	↑↑↑	$3/2$	$1/2$	$-1/2$	-2	-1	Ξ^- (1530)	1534
<i>sss</i>	↑↑↑	$3/2$	0	0	-3	-1	Ω^-	1672

Экспериментально изотопическому дублету соответствуют протон (uud) и нейтрон (udd), а изотопическому квадруплету знаменитый ($3/2, 3/2$) резонанс Δ (1232) с массой около 1232 МэВ, детально исследованный еще в начале 50-х годов (см. приложение IV).

Рассмотрим теперь странные барионы с $S = -1$. С одним странным кварком можно составить три различные тройки uus , uds , dds . Начнем с системы uus . Как мы уже знаем, подсистема uu имеет $(T)_{uu} = 1$, $(J)_{uu} = 1$. Поскольку изотопический спин странного кварка нулевой, то и для тройки в целом будет $T = 1$. Обычный спин получается векторным сложением спинов 1 (uu) и $1/2$ (s). Таким образом, для комбинации uus возможны два набора значений T и J , а именно: $T = 1$, $J = 1/2$ и $T = 1$, $J = 3/2$. То же справедливо и для системы dds . В системе uds будет $T_z = 0$, так что для T возможны значения 0 и 1. Действительно, подсистема ud может находиться в двух состояниях: $(T)_{ud} = 1$, $(J)_{ud} = 1$ (параллельные спины и параллельные изотопические спины) и $(T)_{ud} = 0$, $(J)_{ud} = 0$ (антипараллельные как спины, так и изотопспины). При присоединении s -кварка изотопспин не меняется, а обычный спин меняется на $1/2$. Поэтому спин $(J)_{ud} = 1$ переходит либо в $J = 1/2$, либо в $J = 3/2$, а спин $(J)_{ud} = 0$ переходит в $J = 1/2$. Резюмируя, получаем, что для комбинации uds возможны три набора значений T и J , а именно $T = 1$, $J = 1/2$, $T = 1$, $J = 3/2$ и $T = 0$, $J = 1/2$. Всего для барионов с одним странным кварком мы получили семь различных состояний, разделяющихся на изотопический триплет с $J = 1/2$, изотопический триплет с $J = 3/2$ и изотопический синглет с $J = 1/2$.

Экспериментально изотопическому триплету с $J = 1/2$ соответствует тройка Σ -гиперонов (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-), изотопическому синглету — Λ -гиперон и изотопическому триплету с $J = 3/2$ — тройка резонансов Σ (1385) (см. приложение IV).

При переходе к барионам с $S = -2$ анализ упрощается. Различных барионных систем с двумя странными кварками всего две: uss , dss . Изотопический спин создается нестранным кварком, так что $T = 1/2$. Подсистема ss симметрична по спинам, так что $(J)_{ss} = 1$. Векторное сложение спина подсистемы ss со спином нестранного кварка дает либо $J = 1/2$, либо $J = 3/2$. Резюмируя, получаем, что для барионов с двумя странными кварками существуют четыре различных состояния, разделяющихся на изотопический дублет с $J = 1/2$ и на изотопический дублет с $J = 3/2$.

Экспериментально изотопическому дублету с $J = 1/2$, $T = 1/2$ соответствует пара Ξ -гиперонов (Ξ^0 , Ξ^-), а изотопическому дублету с $T = 1/2$, $J = 3/2$ соответствует пара резонансов Ξ (1530) (см. приложение IV).

Барион с $S = -3$, состоящий из трех странных кварков (sss), в отличие от остальных был сначала предсказан теоретически, а потом открыт экспериментально. Система sss имеет $T = 0$ и спин $J = 3/2$ (вследствие отсутствия изотопического спина должна быть

полная симметрия по обычному). Соответствующая частица называется Ω -гипероном (см. приложение IV). Всего мы получили 18 различных барионов, составленных из кварков u , d , s .

Барионы с ненулевым шармом до настоящего времени не наблюдались. Предсказания кварковой модели в отношении низших адронных состояний нетривиальны в том отношении, что изотопические мультиплеты с каждым фиксированным значением T (т. е. группы из $2T + 1$ частиц, близких по массам) должны существовать при определенных наборах других квантовых чисел. Например, для барионов значение $T = 3/2$ возможно только при $J = 3/2$, $S = 0$, а значение $T = 0$ возможно либо при $J = 3/2$, $S = -1$, либо при $J = 1/2$, $S = -2$ и т. д. То, что экспериментально обнаружены именно такие и только такие изотопические мультиплеты — сильнейший аргумент в пользу кварковой гипотезы.

4. В предыдущем пункте мы воспользовались изотопической инвариантностью кварковых взаимодействий. Учтем теперь их приближенную SU_3 -симметрию (свойство з) квантовой хромодинамики). Согласно этому свойству замена векторов состояний u -, d - и s -кварков их суперпозицией $\alpha\psi_u + \beta\psi_d + \gamma\psi_s$ будет менять только массы адронов, причем так, что масса будет расти с ростом вклада s -кварка. Расширение группы преобразований симметрии естественно приводит к новому понятию SU_3 -мультиплета. SU_3 -мультиплетом называется группа таких адронов с одинаковыми спинами и четностями, массы которых совпадали бы, если бы SU_3 -симметрия была точной. Это определение не вполне однозначное, поскольку нарушения SU_3 -симметрии довольно велики (сотни МэВ по массам). Тем не менее для низших состояний мезонов и барионов SU_3 -мультиплеты устанавливаются в достаточной мере однозначно. Действительно, с одной стороны очевидно, что если частицы принадлежат одному и тому же изотопическому мультиплету, то они принадлежат одному и тому же SU_3 -мультиплету. С другой стороны, в один SU_3 -мультиплет могут входить только частицы с одинаковыми значениями барионного числа, спина, четности (поскольку эти величины не меняются при переходе к суперпозициям типа $\alpha\psi_u + \beta\psi_d + \gamma\psi_s$). Эти два условия необходимы, но могут оказаться недостаточными. Фактически оказывается (это приходится принять на веру), что для низших кварковых барионных состояний эти условия достаточны.

18 барионных состояний разделяются на два SU_3 -мультиплета. Барионы со спином $1/2$ образуют октет (т. е. мультиплет из 8 частиц): p , n , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- . Этот октет состоит из четырех изотопических мультиплетов ($T = 1/2, 0, 1, 1/2$). Все частицы октета либо стабильны, либо долгоживущие. Барионы со спином $3/2$ образуют декуплет (т. е. мультиплет из 10 частиц): Δ^{++} (1232), Δ^+ (1232), Δ^0 (1232), Δ^- (1232), Σ^+ (1385), Σ^0 (1385), Σ^- (1385), Ξ^0 (1530), Ξ^- (1530), Ω^- . То, что все частицы декуплета, кроме Ω^- , быстро распадаются,

объясняется просто тем, что для каждой из них существует более легкая частица октета с тем же значением странности. Поэтому оказываются разрешенными сильные распады типа

$$\Delta^{++}(1232) \rightarrow p + \pi^+, \quad \Sigma^+(1385) \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0 \text{ и т. п.} \quad (7.109)$$

Низшие кварковые мезонные состояния по значениям спина разделяются на две группы по 9 частиц (мультиплет из 9 частиц называется *нонетом*). Для одного нонета $J^P = 0^-$, для другого $J^P = 1^-$. Кроме частиц, перечисленных в табл. 7.6, в каждый нонет входит еще комбинация $\bar{s}s$ с соответствующим спином. Однако в теории групп доказывается, что каждый нонет распадается на два SU_3 -мультиплета — октет и синглет. Синглет состоит из симметричной комбинации

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}). \quad (7.110)$$

В качестве аргумента укажем, что такого же вида укороченная комбинация $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ является изотопическим синглетом.

К SU_3 -синглетам относят мезоны η и Φ . В октеты входят все частицы, перечисленные в табл. 7.6, 7.7. Псевдоскалярный октет: π^+ , π^0 , π^- , η , K^+ , K^0 , \bar{K}^0 , K^- . Псевдовекторный октет: ρ^+ , ρ^0 , ρ^- , ω , K^{*+} , K^{*0} , K^{*-} , \bar{K}^{*0} . При точной SU_3 -симметрии векторы состояния η - и ω -мезонов должны были бы иметь вид $\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$.

Однако нарушение SU_3 -симметрии превращает векторы состояния частиц η и η' (а также ω и Φ) в какие-то новые суперпозиции типа $\alpha(u\bar{u} + d\bar{d}) + \beta(s\bar{s})$, поскольку квантовые числа частиц η и η' (а также ω и Φ) одинаковы.

Для того чтобы установить количественно, как расщепляются массы SU_3 -мультиплета, нужны дополнительные модельные допущения. Произвол здесь не так уж велик, поскольку расщепление не должно затрагивать массы внутри изотопических мультиплетов. Общепринятой является полуэмпирическая массовая формула Окубо — Гелл-Манна:

$$m^n = m_0^n + a(B + S) + b\left[T(T + 1) - \frac{1}{4}(B + C)\right], \quad (7.111)$$

где m_0 , a , b — эмпирические константы, разные для разных мультиплетов, $n = 1$ для барионов и $n = 2$ для мезонов. Именно на основе этой формулы была предсказана масса Ω^- -гиперона. Для барионного декуплета $n = 1$, $B = 1$, $T = 1/2(S + 3)$, так что формула (7.111) принимает простой вид:

$$m = c_1 + c_2 S \quad (\text{барионный декуплет}), \quad (7.112)$$

где $c_1 = m_0 + a + \frac{7}{2}b$, $c_2 = a + \frac{3}{2}b$. Отсюда следует, что для масс частиц декуплета должно иметь место соотношение

$$m_{\Omega} - m_{\Xi} = m_{\Xi} - m_{\Sigma} = m_{\Sigma} - m_{\Lambda}. \quad (7.113)$$

По экспериментальному подтверждению второго равенства была установлена применимость формулы (7.111), а первое равенство предсказало значение m_{Ω} .

Установлены некоторые мезонные и барионные мультиплеты с более высокими значениями масс, соответствующие ненулевым орбитальным моментам относительного движения кварков. Наиболее полно в этом отношении изучен спектр шармония (см. ниже п. 5). В целом, однако, с повышением энергии возбуждения однозначность теоретической трактовки (т. е. кварковой или хотя бы феноменологической мультиплетной структуры) адронов резко снижается.

Предлагаются и исследуются разного рода высшие симметрии, более общие и соответственно более нарушенные, чем SU_3 . Развивается теория суперсимметрий, в которых в единый мультиплет объединяются частицы целых и полуцелых спинов. Несмотря на огромные усилия, полученные до сих пор физические результаты в этих направлениях носят предварительный характер.

5. Одной из важнейших и характернейших особенностей сильных взаимодействий является их ярко выраженный резонансный характер. Сечения рассеяния адронов, как правило, не монотонно изменяются с ростом энергии, а имеют многочисленные отчетливые резонансы. Из теории ядерных реакций мы знаем, что резонансам в сечении соответствуют нестабильные состояния. Согласно (2.54) среднее время жизни такого нестабильного состояния обратно пропорционально энергетической ширине Γ -резонанса. Поэтому исследование резонансных столкновений в значительной мере является исследованием спектра масс и структуры нестабильных адронов. В этом пункте будут изложены основные экспериментальные данные об адронных резонансах, методы их обнаружения, распадные свойства резонансов.

Наблюдаемые ширины адрон-адронных резонансов варьируются в пределах от нескольких десятков МэВ до 300 МэВ, что соответствует временам жизни в интервале $10^{-22} - 10^{-23}$ с. Отдельные резонансы имеют существенно более узкие ширины. Экспериментально установлено порядка сотни различных резонансных адронных изотопических мультиплетов. Верхний предел масс резонансов непрерывно повышается. Недавно (1977 г.) открыт резонанс с массой 9,5 ГэВ. Кварковая структура определена однозначно далеко не для всех резонансов. Поэтому многие опытные свойства резонансов будут приведены без кварковой трактовки. Современные методы регистрации далеки от того, чтобы давать возможность непосредственно измерять времена жизни резонансов или проходимые ими

пути. Поэтому частицы-резонансы наблюдаются в некотором смысле косвенно.

Существуют два основных метода исследования резонансов.

Первый метод состоит в изучении положения и ширины резонансных пиков в сечениях различных процессов. Например, по приведенным на рис. 7.43 экспериментальным зависимостям от энергии полных сечений столкновения положительных и отрицательных пионов с протонами можно сделать заключение о существовании четырех барийных резонансов с $S = 0$ при энергиях 1232, 1520, 1688, 1950,

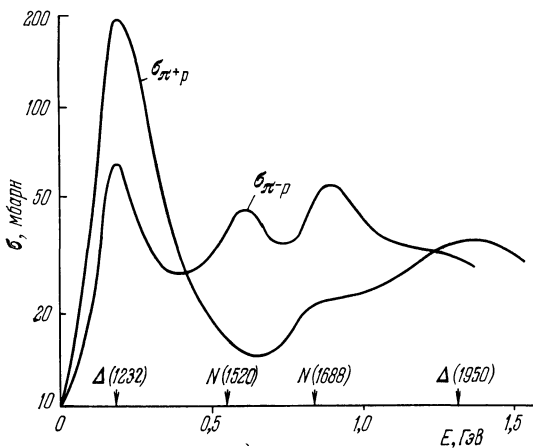


Рис. 7.43. Зависимость полного сечения рассеяния пионов на нуклонах от энергии пионов.

Стрелками отмечены массы барийных резонансов.

1688 и 1950 МэВ. Более того, пользуясь изотопической инвариантностью, можно установить и изотопические спины этих резонансов. Изотопические спины нуклона и пиона равны соответственно $\frac{1}{2}$ и 1. Отсюда по правилу сложения моментов (все равно каких, обычных или изотопических) следует, что изотопический спин системы пион — нуклон может равняться либо $\frac{1}{2}$, либо $\frac{3}{2}$. Далее, система π^- — p имеет проекцию изотопического спина $T_z = -\frac{1}{2}$. Такой проекцией может обладать как момент $\frac{3}{2}$, так и момент $\frac{1}{2}$. Поэтому при столкновении π^- — p реализуются в определенной пропорции как состояние $T = \frac{3}{2}$, так и состояние $T = \frac{1}{2}$. Но система π^+ — p имеет проекцию, равную $T_z = \frac{3}{2}$. Поэтому при столкновении π^+ — p реализуется только состояние с $T = \frac{3}{2}$. Следовательно, все резонансы, которые имеются на кривой сечения π^+ — p, обладают изотопическим спином $T = \frac{3}{2}$, а те резонансы, которые имеются на кривой сечения π^- — p, но на кривой π^+ — p отсутствуют, обладают изотопическим спином $T = \frac{1}{2}$. Однако метод непосредствен-

массе η -мезона. Первый пик на графике (рис. 7.44) и указывает на наличие механизма (7.115), т. е. на существование η -мезона. Аналогично второй пик на этом графике свидетельствует о существовании ω -мезона. Установление спинов и четностей резонансных состояний является трудной и громоздкой экспериментальной задачей, связанной с изучением различных запретов и угловых распределений.

Сделаем несколько замечаний о системе обозначений элементарных частиц. К настоящему времени эта система в значительной степени сложилась и состоит в следующем.

Все элементарные частицы, имеющие одинаковые квантовые числа Y и T (а для нестранных мезонов дополнительно и G -четность), обозначаются одной и той же буквой, исходя из следующего соглашения:

а) барионы

$$\begin{aligned} Y=1, \quad T=1/2 \quad N, \quad Y=0, \quad T=1 \quad \Sigma, \\ Y=1, \quad T=3/2 \quad \Delta, \quad Y=-1, \quad T=1/2 \quad \Xi, \\ Y=0, \quad T=0 \quad \Lambda, \quad Y=-2, \quad T=0 \quad \Omega; \end{aligned} \quad (7.117)$$

б) мезоны (знаки \pm соответствуют положительной и отрицательной G -четности)

$$\begin{aligned} Y=0, \quad T=0 \begin{cases} + \\ - \end{cases} \quad \eta, \\ Y=0, \quad T=1 \begin{cases} + \\ - \end{cases} \quad \rho, \pi, \\ Y=1, \quad T=1/2 \quad K. \end{aligned} \quad (7.118)$$

Чтобы различать частицы одного и того же класса, вслед за символом частицы в скобках указывается округленное значение ее массы, а иногда момент, четность и другие характеристики *). Например, символы Δ (1670) и η_{0+} (700) означают, что речь идет соответственно о частице с главными квантовыми числами $Y=1$, $T=3/2$ и массой 1670 МэВ и о частице, у которой $Y=T=0$, положительная G -четность, масса 700 МэВ и спин 0^+ . Отметим, однако, что для мезонов этим правилам (из-за укоренившейся привычки к старым обозначениям) в ряде случаев не следуют. Поэтому некоторые мезоны (f , D , A , B) обозначаются символами, не соответствующими изложенной схеме.

Рассмотрим теперь характерные распадные свойства частиц-резонансов. Для каждого резонанса, как правило, законами сохранения разрешено большое количество различных типов распадов, из которых, однако, как правило, лишь немногие реализуются с большой (десятки %) вероятностью, а остальные сильно подавлены. На соотношение вероятностей различных распадов влияют следующие общие причины:

а) вероятность распада понижается при уменьшении энергии, выделяющейся при распаде; по этой причине увеличивается вероят-

*) Так, обозначение K_N (1420) подразумевает, что эта частица характеризуется нормальным ($K + \pi$) типом распада, т. е. распадом на каон и пион.

ность распада на такую группу частиц, у которой сумма масс минимальна (см. гл. VI, § 1, п. 4).

б) при малых энергиях, выделяющихся в распаде, вероятность распада снижается при увеличении разности спинов исходного резонанса и продуктов распада (ср. с г) из гл. VI, § 1, п. 4).

Кроме того, из кварковой модели для распадных свойств выводится следующая специфическая для адронов закономерность, получившая название *правила Цвейга*: при прочих равных условиях наиболее вероятны такие распады, при которых рождается минимальное число пар кварк — антикварк. Каждое дополнительное рождение такой пары уменьшает вероятность распада примерно на два порядка. Например, Φ -мезон, как правило (в 82% случаев), распадается на два каона, хотя это очень невыгодно энергетически. Но распад на $2K$ является преимущественным по правилу Цвейга. Φ -мезон имеет кварковую структуру $\tilde{s}s$ (см. п. 3) и поэтому распадается на два каона с рождением одной кварк-антикварковой пары (см.

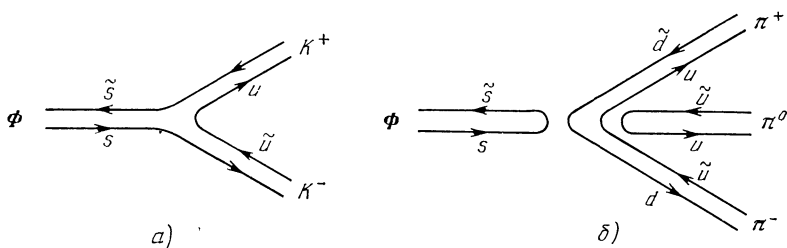


Рис. 7.45. а) Кварковая диаграмма распада $\Phi \rightarrow 2K$, разрешенного правилом Цвейга. б) Кварковая диаграмма распада $\Phi \rightarrow 3\pi$, двукратно запрещенного правилом Цвейга.

рис. 7.45, а). Оставшиеся 18% вероятности распада почти целиком приходится на трехпионный распад $\Phi^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$. Такой распад дважды запрещен правилом Цвейга и поэтому сильно подавлен (рис. 7.45, б).

Происхождение правила Цвейга таково. Кварки имеют ничтожно малые размеры. Поэтому для аннигиляции кварк и антикварк должны подойти друг к другу на очень малое расстояние, где, однако, взаимодействие между ними очень мало (см. допущение б) кварковой модели, п. 2). Поэтому аннигиляция затруднена.

Другим примером действия запрета по правилу Цвейга является распад η' -мезона, также имеющего структуру $\tilde{s}s$. Масса $m_{\eta'}$ немного меньше удвоенной массы каона. Поэтому распад η' на $2K$ запрещен энергетически. Действие правила Цвейга проявляется в том, что полная ширина распада очень мала (меньше 4 МэВ). В целом действие правила Цвейга проявляется в том, что резонансы в основном

распадаются на минимальное число частиц. Так, нестранные барионные резонансы в основном распадаются на нуклон и один-два пиона. При этом процессы распада на нуклон и два пиона трактуются либо как каскадные, либо как возникающие за счет большого вклада «моря» в высоко возбужденные состояния.

Для распадов мезонных резонансов с нулевой странностью нередко проявляется запрет по G -четности (см. § 2, п. 9), снижающий вероятность распада на четыре порядка. G -четности для нестранных мезонов приведены в табл. 7.5. Например, характеристика 0^{-+} при η -мезоне означает нулевой спин, отрицательную обычную четность и положительную G -четность. Как мы уже говорили в § 2, G -четность сохраняется в сильных взаимодействиях и при нулевой странности имеет определенное значение. Поскольку G -четность мультипликативна и равна минус единице для пиона, то G -четная система может распадаться только на четное число пионов, а G -нечетная система — только на нечетное число пионов. Так, например, η -мезон G -четен. Поэтому за счет сильных взаимодействий он не может распадаться на три пиона. Но распад его на два пиона запрещен еще сильнее. Действительно, так как спины η -мезона и пиона — нули, то два пиона должны рождаться в S -состоянии. Поэтому их волновая функция четна (здесь уже мы говорим об обычной четности). А η -мезон — нечетен. На опыте было обнаружено, что η -мезон распадается на три пиона, причем ширина резонанса столь мала, что измерению не поддается. Поскольку трехпионный распад за счет сильных взаимодействий запрещен, то, значит, в реальном распаде участвуют и электромагнитные взаимодействия. Поэтому η -мезон должен распадаться на два γ -кванта примерно с такой же вероятностью, как и на три пиона. Специально проведенные измерения подтвердили, что в 40% случаев идет распад на два γ -кванта. Сохранением G -четности обусловлен запрет двухпионного распада Φ -мезона.

Отдельного рассмотрения заслуживают мезонные состояния, составленные из шармированного кварка s и его антикварка \bar{s} . Эти состояния получили собирательное название шармоний (по аналогии с позитронием, см. § 6, п. 10). Основным экспериментальным методом получения и изучения шармония являются столкновения $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Сечение этой реакции имеет резонансные пики, энергии которых соответствуют массам векторных (т. е. имеющих характеристику $J^{PC} = 1^-$) мезонов. По ширинам резонансов можно судить о временах жизни этих мезонов. Уже в первых опытах на встречных e^+e^- -пучках (Новосибирск, Орск, Фраскати, 1967) были обнаружены резонансы, соответствовавшие известным векторным мезонам ρ , ω , Φ . Создавалось впечатление, что при более высоких энергиях резонансы, если и встретятся, то будут очень широкими. Поэтому сенсацией оказалось открытие в Стенфорде (Б. Рихтер и др., 1974) и в Брукхэвене (С. Тинг и др., 1974) необы-

чайню узкого резонанса с $\Gamma = 67$ кэВ при необычайно высокой энергии 3,095 ГэВ. Этот резонанс получил двойное обозначение J/ψ , поскольку он одновременно был открыт двумя группами, давшими разные названия. После этого за короткое время был открыт еще один узкий резонанс ψ' при энергии 3,684 ГэВ ($\Gamma = 228$ кэВ). Затем были открыты более широкие ψ -резонансы (так стали называть все резонансы с $J^{PC} = 1^{--}$ в этой области энергий) при энергиях 3,772 ГэВ и 4,414 ГэВ. Было также обнаружено, что резонанс ψ' с заметной (порядка 10%) вероятностью испускает γ -квант, переходя в новые резонансы с другой (положительной) четностью и с массами, промежуточными между массами ψ' и ψ . Эти новые резонансы были названы χ -частицами.

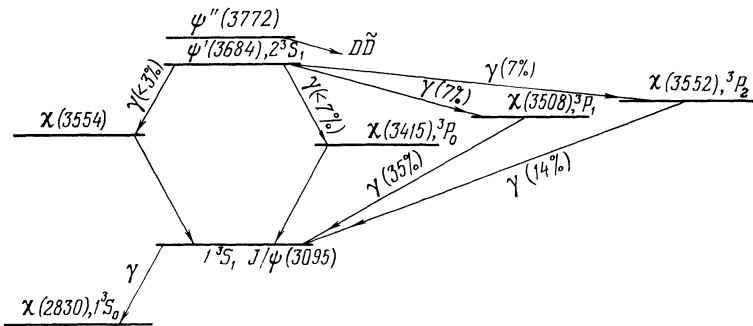


Рис. 7.46. Спектр состояний шармония.

У каждого уровня в скобках указана масса в МэВ, приведены также характеристики J^{PC} , спектроскопические характеристики (например, 1^3S_1) и вероятности γ -переходов.

Каждая χ -частица также с заметной вероятностью может испустить γ -квант с переходом в ψ -частицу. Основными каналами распада для ψ , ψ' и всех χ -частиц являются адронные. Спектр состояний шармония с вероятностями γ -переходов (в %) приведен на рис. 7.46.

Продемонстрируем, что эти состояния относятся к шармонии. В рамках $c\bar{c}$ -структуры естественно объясняются практически все свойства шармония. Подчеркнем, что фактически значительная часть этих свойств была предсказана, что является решающим аргументом в пользу существования c -кварковых свойств. В шармонии c -кварк имеет эффективную массу *) примерно 1,6 ГэВ. Энергии

*) Понятие массы, строго говоря, существует только для свободных частиц. Поскольку кварки не существуют в свободном виде, то для них можно вводить лишь понятие эффективной массы, которая может быть разной для разных явлений.

уровней шармония занимают полосу, ширина которой намного меньше удвоенной массы кварка. Поэтому движение кварков в шармонии в грубом приближении можно считать близким к нерелятивистскому. Следовательно, система уровней и переходов должна быть похожей на соответствующие системы для водородоподобных образований типа позитрония. Так оно и оказывается. J/ψ -частица является низшим S -состоянием ортошармония (спины параллельны, т. е. спектроскопическая характеристика 1^3S_1). χ -резонансы соответствуют P -состояниям ортошармония с различными значениями векторной суммы спинового и орбитального моментов. Состояние ψ' относится к первому возбужденному S -состоянию 2^3S_1 парашармония. При этом все отмеченные на рис. 7.46 γ -переходы оказываются

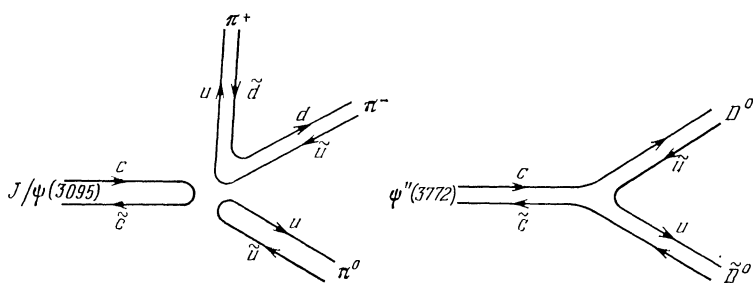


Рис. 7.47. Кварковые диаграммы распадов: $\psi \rightarrow 3\pi$, $\psi' \rightarrow D^0 + \bar{D}^0$.

электрическими дипольными, т. е. разрешенными. Главное свойство шармония — очень малые ширины адронных распадов при огромном энергетическом выходе — объясняются уже знакомым нам правилом Цвейга (см. рис. 7.45, а): ψ -частицы имеют отрицательную G -четность, так что могут распадаться за счет сильных взаимодействий не менее чем на три пиона. А при таком распаде (ср. рис. 7.45, б) дважды действует запрет по правилу Цвейга. В результате вероятности сильных распадов становятся сравнимыми с электромагнитными. Так, вероятность распада $J/\psi \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ лишь в четыре раза меньше вероятности распада $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$.

По аналогии с распадом Φ -мезона (см. рис. 7.45) можно было бы ожидать интенсивных распадов шармония на пару частиц с ненулевым шармом. Но тут оказалось различие, состоящее в том, что удвоенные массы шармированных мезонов, называемых D -мезонами, превышают массы J/ψ , χ - и ψ' -частиц. Поэтому распад на два D -мезона энергетически возможен лишь для состояний, начиная с $\psi''(3772)$ (рис. 7.47). И действительно, распад $\psi'' \rightarrow D^0 + \bar{D}^0$ является резко доминирующим (рис. 7.47, справа).

В заключение укажем, что в недавних (1977 г.) опытах группы Л. Ледермана обнаружена группа из трех узких векторных резонансов с массами в области 9,5 ГэВ и с той же характеристикой $J^{PC} = 1^-$. Эти сверхтяжелые мезоны названы Υ (заглавное греческое «ипсилон»). Наиболее вероятным считается толкование Υ -мезона как системы $b\bar{b}$ из нового очень тяжелого кварка b (от английского слова bottom — дно) и его антикварка \bar{b} .

6. На рис. 7.41 приведена только половина известных барионов. Имеется еще точно такое количество антибарионов — частиц с такими же массами и спинами, но с противоположными зарядами всех видов. Антибарионы получаются при столкновениях нуклон — нуклон достаточно высоких энергий. К настоящему времени получены антипротон, антинейтрон и несколько антигиперонов. Однако существование всех остальных антибарионов не вызывает сомнений. Времена жизни барионов и соответствующих антибарионов совпадают. Поэтому, в частности, антипротон сам по себе стабилен. Однако, сталкиваясь с атомом какого-либо вещества, антипротон притягивается ядром (его электрический заряд отрицательный!) и аннигилирует в нем. При аннигиляции нуклона с антинуклоном рождается несколько пионов (в среднем около пяти).

Несколько антинуклонов могут образовать «антиядро». Из этих антиядер удалось получить антидейтрон и антигелий-3. Захватив достаточное количество позитронов, стабильное антиядро может образовать стабильный электрически нейтральный антиатом. Большие количества антиатомов могут образовывать макроскопическое антивещество, свойства которого будут такими же, как и у обычного вещества (но рассматриваемого через зеркало, см. гл. VI, § 4). Вещество и антивещество не могут сосуществовать из-за аннигиляции. Поэтому, если во Вселенной существуют области, заполненные антивеществом, то они должны быть отделены от областей, заполненных веществом, большими расстояниями.

Высказывалось предположение, что гравитационные (конечно, не инертные) массы античастиц отрицательны. В этом случае гравитационная масса фотона должна была бы равняться нулю. Существование же у фотона ненулевой гравитационной массы было доказано экспериментально (см. гл. VI, § 6, п. 6). Поэтому в соответствии с общей теорией относительности гравитационная масса античастиц должна быть положительной.

7. Гипероны (Λ , Σ , Ξ , Ω) живут примерно 10^{-10} с, т. е. время, колоссальное по сравнению с характерным ядерным временем 10^{-21} — 10^{-22} с. Поэтому интересно посмотреть, не могут ли эти частицы входить в состав ядра, что дало бы возможность изучать силы гиперон — нуклон. Очевидно, что для того чтобы гиперон мог существовать в ядре, необходимо выполнение двух условий. Во-первых, силы между гипероном и нуклонами должны быть притягивающими и достаточно интенсивными. Во-вторых, для гиперона должны быть запрещены такие быстрые реакции с нуклонами, при которых этот гиперон исчезает. Пользуясь алгеброй реакций из § 4, легко сообразить, что в ядре все гипероны, кроме

Λ -частицы, будут немедленно превращаться в другие частицы:

$$\begin{aligned} \Sigma^- + p &\rightarrow \Lambda + n, & \Xi^- + p &\rightarrow \Lambda + \Lambda, \\ \Sigma^0 + p &\rightarrow \Lambda + p, & \Xi^0 + n &\rightarrow \Lambda + \Lambda, \\ \Sigma^0 + n &\rightarrow \Lambda + n, & \Omega^- + p &\rightarrow \Xi^0 + \Lambda, \\ \Sigma^+ + n &\rightarrow \Lambda + p, & \Omega^- + n &\rightarrow \Xi^- + \Lambda. \end{aligned} \quad (7.119)$$

Все реакции (7.119) экзотермичны и идут с сохранением странности, т. е. быстро. Отсюда видно, что Σ^- , Ξ^- и Ω^- -гипероны в состав ядер входить не могут (возможными исключениями являются связанные системы двух частиц $\Sigma^- - n$, $\Sigma^+ - p$, $\Xi^- - n$, $\Xi^0 - p$). Но Λ -частицы в быстрые реакции с нуклонами не вступают и поэтому имеют возможность входить в состав ядра. Ядра, содержащие Λ -частицы, называются гиперядрами. Гиперядра обозначаются теми же химическими символами, что и обычные, но с добавлением индекса Λ внизу слева. Вверху справа указывается полное число барионов в ядре. Так, символ ${}_{\Lambda}\text{He}^5$ (читается: «гипергелий пять») обозначает ядро, состоящее из двух протонов, двух нейтронов и Λ -частицы. Первое гиперядро было обнаружено в 1952 г. (М. Даньш и Дж. Пневский). Сейчас известно уже около двух десятков гиперядер. Их существование показывает, что между Λ -гипероном и нуклонами действуют силы притяжения. Эти силы притяжения немного слабее сил между нуклонами, что видно из того, что не существует дейтроноподобной стабильной системы $\Lambda - p$ (гиперводород), а также из того, что измеренные энергии связи Λ -частицы в ядре оказываются несколько меньше энергий связи нейтрона. Отсутствие связанного состояния в системе $\Lambda - p$ (гиперводорода) можно в определенной степени ожидать, так как взаимодействие $\Lambda - p$ должно быть более короткодействующим, чем, например, взаимодействие $p - n$. Действительно, как мы уже говорили (гл. V, § 8), радиус взаимодействия определяется массой промежуточной частицы, которой перебрасываются нейтрон и протон, Λ -гиперон и протон и т. д. Радиус действия сил в системе $n - p$ по порядку величины равен $\hbar/m_{\pi}c$. С другой стороны, Λ -гиперон и протон не могут обмениваться одним пионом, так как виртуальный развал

$$\Lambda \rightarrow \Lambda + \pi \quad (7.120)$$

не может идти за счет сильного взаимодействия вследствие несохранения изотопического спина ($T_{\Lambda} = 0$, $T_{\pi} = 1$). Следовательно, Λ -гиперон и протон могут обмениваться минимум двумя пионами:

$$\Lambda \rightarrow \Lambda + 2\pi, \quad 2\pi + p \rightarrow p. \quad (7.121)$$

Поэтому радиус действия сил в системе $\Lambda - p$ будет по порядку величины равен $\hbar/2m_{\pi}c$. Учитывая далее, что силы между протоном и нейтроном слабо связывают протон с нейтроном, следует ожидать,

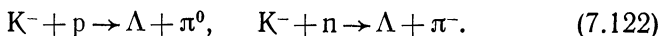
что более короткодействующие силы в системе $\Lambda - p$ не смогут связать Λ -гиперон и протон.

Таблица 7.8. Энергии связи Λ -гиперона в некоторых гиперядрах

Тип ядра	ΛH^3	ΛH^4	ΛHe^4	ΛHe^5	ΛLi^7	ΛBe^7	ΛHe^8	ΛLi^8	ΛBe^8	ΛLi^9	
$E_{\text{св}}, \text{МэВ}$	0,13	2,05	2,31	3,12	5,58	5,16	7,16	6,80	6,84	8,53	
Тип ядра	ΛBe^9	ΛB^9	ΛBe^{10}	ΛB^{10}	ΛB^{11}	ΛB^{12}	ΛC^{12}	ΛC^{13}	ΛC^{14}	ΛN^{15}	ΛO^{16}
$E_{\text{св}}, \text{МэВ}$	6,71	7,88	9,11	8,89	10,24	11,37	10,76	11,69	12,17	13,59	13,0

Известные энергии связи Λ -частицы в различных ядрах приведены в табл. 7.8. Из этой таблицы видно, что энергии связи гиперядер подчиняются иным закономерностям, чем энергии обычных ядер. Так, обычное ядро ${}^2_2\text{He}^5$ нестабильно относительно распада на нейтрон и ${}^2_2\text{He}^4$, в то время как гиперядро ΛHe^5 связано довольно прочно. Это различие, однако, легко объясняется принципом Паули. В ${}^2_2\text{He}^5$ третий нейтрон из-за принципа Паули вынужден в одиночестве занимать состояние в p -оболочке, на которой он не может удержаться. Но Λ -частица в ядре ΛHe^5 может находиться в S -оболочке и тем самым быть сильно связанной. С учетом принципа Паули энергии связи гиперядер удастся объяснить, считая силы нуклон — нуклон и нуклон — гиперон примерно одинаковыми.

Гиперядра образуются при бомбардировке обычных ядер частицами очень высоких энергий. Особенно удобен для этой цели пучок отрицательных каонов, вызывающий превращения



Гиперядро живет примерно столько же, сколько и Λ -частица, т. е. 10^{-10} с, после чего распадается на несколько осколков. У легких гиперядер обычно вместе с осколками вылетает и отрицательный пион, возникающий в результате распада гиперона:



При распаде (7.123) выделяется энергия 36,4 МэВ. Эта энергия затрачивается на разрыв связей между осколками и на кинетические энергии пиона и осколков. Если все осколки заряжены, то в фотоэмульсии (см. гл. IX, § 4, п. 10) можно определить их энергии, импульсы, массы и заряды. Отсюда по балансу энергии определяются энергии связи гиперядер. У более тяжелых гиперядер обычно наблюдаются безмезонные распады. В этом случае выделяющаяся

энергия равна 177 МэВ. Существование безмезонных распадов объясняется частью процессом поглощения ядром возникшего при распаде (7.123) пиона, а частью взаимодействием гиперон — нуклон, приводящим к превращению Λ -частицы в нейтрон. Наблюдались гиперядра с двумя Λ -частицами (${}_{\Lambda\Lambda}\text{He}^6$, ${}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}^8$), из которых можно извлечь информацию о Λ — Λ -силах. Оказывается, что энергия отделения первой Λ -частицы примерно на 4 МэВ больше энергии отделения второй. Это говорит в пользу притяжения Λ -частиц друг к другу. Не наблюдались в принципе возможные системы $\Sigma^- - p$, $\Sigma^+ - p$, $\Xi^0 - p$, $\Xi^- - p$, а также $\Sigma^- - 2p$ и т. д.

8. Рассмотрим теперь опытные свойства адрон-адронных столкновений. Адрон-адронные столкновения являются основным источником информации о механизме сильных взаимодействий, т. е. о динамических свойствах адронов. Другие экспериментальные возможности изучения динамических свойств адронов будут приведены в п. 11. По причинам, изложенным в гл. IX, §§ 2, 3, на ускорителях экспериментально исследованы только: столкновения pp до энергии 60 ГэВ в СЦИ и столкновения $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, $\bar{p}p$ до энергии около 20 ГэВ в СЦИ. Начато исследование столкновений $\Sigma^\pm p$. Столкновения pp исследованы лишь до менее высоких энергий. Исследуются также высокоэнергичные столкновения адронов с ядрами и ядер с ядрами. Например, в Дубне изучаются столкновения ядер аргона друг с другом при $E \approx 1,5$ ГэВ/нуклон в СЦИ. В космических лучах регистрировались события, являющиеся «последствиями» адрон-адронных столкновений существенно более высоких энергий. Однако извлечение из этих данных четкой информации о механизме взаимодействия сильно затруднено тем, что в космических лучах имеют дело с природным наблюдением, а не с контролируемым экспериментом.

По поведению полного сечения σ_t адрон-адронные процессы можно разделить на три области по энергии (в СЦИ!):

- а) резонансная область (примерно до 0,5 — 1 ГэВ);
- б) асимптотическая область (примерно от 0,5 — 1 до 10 ГэВ);
- в) область роста радиуса взаимодействия (примерно от 10 ГэВ до 60 ГэВ (?)).

Знаком вопроса отмечено, что 60 ГэВ является границей, до которой (на 31 декабря 1978 г.) имеются измерения. Характерные для этой области физические особенности могут сохраняться до каких-то более высоких энергий. Зависимости полных адрон-адронных сечений от энергии приведены на рис. 7.37. Рассмотрим теперь особенности поведения сечений в этих областях.

В резонансной области полные сечения σ_t в среднем наиболее велики и наименее регулярны. Многие из этих полных сечений имеют отчетливые резонансы с ширинами Γ от десятков до сотен МэВ. Значительную долю полного сечения (десятки процентов) составляет упругое рассеяние $\sigma_{\text{упр}}$. При отсутствии экзотермических

неупругих каналов (например, в столкновениях π^+p , pp , K^+p) существует низкоэнергетическая область чисто упругого рассеяния. В этом случае при энергии примерно 10 МэВ такое упругое рассеяние является чисто S -волновым и хорошо описывается двумя параметрами — длиной рассеяния a и эффективным радиусом r_0 , как это имеет место для рассеяния нейтрон — протон (см. гл. V, § 3). При наличии экзотермических каналов (например, в столкновениях pp) сечение при энергиях до 10 МэВ также является S -волновым, но подчиняется уже закону « $1/v$ » (см. гл. IV, § 4). В обоих случаях мы говорим только о сильных взаимодействиях в пренебрежении кулоновским взаимодействием. При повышении энергии открываются все новые и новые неупругие каналы. В результате к верхнему краю области а) неупругое рассеяние начинает преобладать во всех столкновениях.

В области а) большую роль играет изучение детальных корреляций между двумя или несколькими частицами, вылетающими в результате столкновения. Как мы видели в п. 5, с помощью таких корреляций удалось открыть большое число частиц-резонансов, у которых квантовые числа отличаются от квантовых чисел входного канала. В этой области также была проверена изотопическая инвариантность сильных взаимодействий (см., например, § 7, п. 2).

В резонансной области кварковая структура проявляется лишь в том, что ни для каких сил (и сечений) не существует простых законов типа закона Кулона. Мы уже столкнулись с этим обстоятельством в гл. V при изучении ядерных сил. Кварк-партонное объяснение состоит в том, что потенциал взаимодействия между составными системами всегда имеет сложный характер.

В областях б) и в) дебройлевская длина волны налетающей частицы уже намного меньше геометрических размеров адрона, $\lambda \ll R_0$. Резонансы еще существуют и в этой области, хотя и в меньшем количестве. Но на ход полного сечения с энергией резонансы уже практически не влияют, поскольку в рассеянии участвует большое число парциальных волн, так что вклад каждой отдельной волны мал даже в ее резонансе. В результате в области б) полные сечения плавно зависят от энергии. Сама зависимость оказывается очень простой: каждое сечение σ_i монотонно выходит на асимптотическую константу (см. рис. 7.37). Именно в этой области адроны ведут себя как черные шары (см. п. 1). В период исследований в асимптотической области, когда ускорителей более высоких энергий еще не было, складывалось впечатление, что асимптотическое постоянство полных сечений является «окончательным». Однако в 1971 г. был открыт *серпуховский эффект* отчетливого роста полного сечения K^+p , начиная с энергий 5 ГэВ в СЦИ (С. П. Денисов и др.). Экспериментальные исследования при более высоких энергиях привели к выводу, что серпуховский эффект явился первым указанием на существование качественно новой области энергий адрон-

адронных столкновений. Эта область обозначена выше через ν). В ней плавно растут все измеренные полные адрон-адронные сечения (см. рис. 7.37). Из очень общих теоретических принципов для максимально возможного роста получена оценка (М. Фруассар, 1961)

$$\sigma_t \sim \ln^2 E. \quad (7.124)$$

Универсальный рост сечений в области ν) оказался близким к максимально возможному. Наглядно рост сечений σ_t с энергией означает, что радиус сильных взаимодействий растет с энергией.

В областях б) и в) как экспериментальное исследование, так и теоретическое осмысливание отдельных многочисленных каналов затруднено их обилием и обилием величин, характеризующих каждый канал. Поэтому вместо полного исследования каждого канала в экспериментах стараются измерять сравнительно небольшое количество величин, но выбранных так, чтобы они давали содержательную информацию.

Например, физически интересная информация о динамике сильных взаимодействий получается из исследования инклюзивных реакций. На важность таких реакций впервые указали А. А. Логунов с сотрудниками (1967 г.). Инклюзивной называется реакция типа (гл. IV, § 10, п. 2)

$$a + h \rightarrow b + X, \quad (7.125)$$

где h — адрон, a , b — определенные частицы (не обязательно адроны), X — остальные (кроме b) частицы в конечном состоянии.

На опыте регистрируется только частица b (с измерением ее энергии и импульса \mathbf{p}). Примеры инклюзивных процессов:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + X, \quad (7.126)$$

$$e^- + p \rightarrow e^- + X, \quad (7.127)$$

$$\nu + p \rightarrow e^- + X. \quad (7.128)$$

Диаграмма инклюзивного процесса (7.127) приведена на рис. 7.48.

Дифференциальное сечение $d^3\sigma_{\text{инк}}/d\mathbf{p}$ инклюзивной реакции равно по определению сумме дифференциальных сечений всех процессов с вылетом частицы b , каждое из которых проинтегрировано по всем переменным остальных частиц. Инклюзивное сечение обычно выражают через инвариантную функцию $f(p_T, p_L, E)$:

$$f(p_T, p_L, E) = E_p \frac{d^3\sigma_{\text{инк}}}{d^2p_T dp_L} = E_p \frac{d^3\sigma_{\text{инк}}}{dp}. \quad (7.129)$$

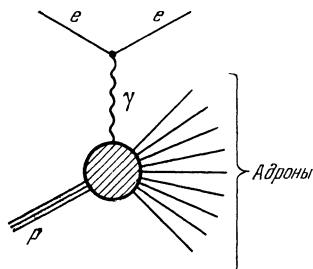


Рис. 7.48. Доминирующая диаграмма инклюзивного процесса: $e^- + p \rightarrow e^- + X$.

Здесь $E_p = c \sqrt{p^2 + M^2 c^2}$ — полная энергия вылетающей частицы, M — ее масса, p_T , p_L — соответственно поперечная и продольная компоненты импульса \mathbf{p} вылетающей частицы. Напомним, что E — суммарная энергия столкновения и что все величины берутся в СЦИ. Инвариантность величины f примем без доказательства.

Нас будет интересовать область ультрарелятивистских энергий, когда E_p , $E \gg M_i$, где M_i — масса любого адрона, участвующего в процессе. Инклюзивные процессы, для которых $E_p \ll E$, называют *глубоко неупругими*. Это название оправдывается тем, что в противоположном предельном случае $E_p - M = E$ (и при одинаковых частицах a и b) рассеяние является чисто упругим. Глубоко неупругие процессы интересны тем, что из них можно извлечь информацию об элементарном акте столкновения с отдельным партоном внутри адрона. Это видно уже из того, что приведенный в п. 1 эксперимент по установлению партонной структуры протона является не чем иным, как инклюзивным процессом (7.127).

Для изучения корреляций между вылетающими частицами используются инклюзивные процессы с вылетом двух частиц:

$$a + h \rightarrow b + c + X, \quad (7.130)$$

в которых в конечном состоянии регистрируются частицы b и c с их характеристиками.

Важной характеристикой адронных столкновений является также множественность \bar{n} . Множественностью называется среднее число частиц, рождающихся в единичном столкновении. Очевидно, что множественность зависит от того, какие именно частицы сталкиваются, и от энергии столкновения.

Для анализа распределения вторичных частиц по продольным импульсам удобно воспользоваться введенным в гл. 1, § 2, п. 8 понятием быстроты y . При трехмерном движении быстротой y называется величина

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right), \quad (7.131)$$

где p_L — составляющая импульса вылетающей частицы вдоль оси столкновения. Напомним, что при одномерном движении $p_T = 0$ быстроты аддитивны, а их разности релятивистски инвариантны. При небольших p_T ($\ll p_L$) эти свойства выполняются приближенно. Для ориентировки в порядках величин быстрот укажем, что для pp-столкновений с $E = 60$ ГэВ (в СЦИ) разность быстрот сталкивающихся протонов $\Delta y = 8,2$.

Перечислим теперь основные опытные свойства адрон-адронных столкновений высоких энергий:

а) Универсальный рост полных сечений с энергией по закону (7.124).

б) При энергиях в асимптотической области и выше упругое рассеяние $\sigma_{\text{упр}}$ является чисто дифракционным и составляет примерно 10—20% от σ_t . Например, $\sigma_{\text{упр}} = 0,18 \sigma_t$ для столкновения $p\bar{p}$ в области роста радиуса взаимодействия. В неупругих столкновениях рождаются новые частицы, в основном пионы.

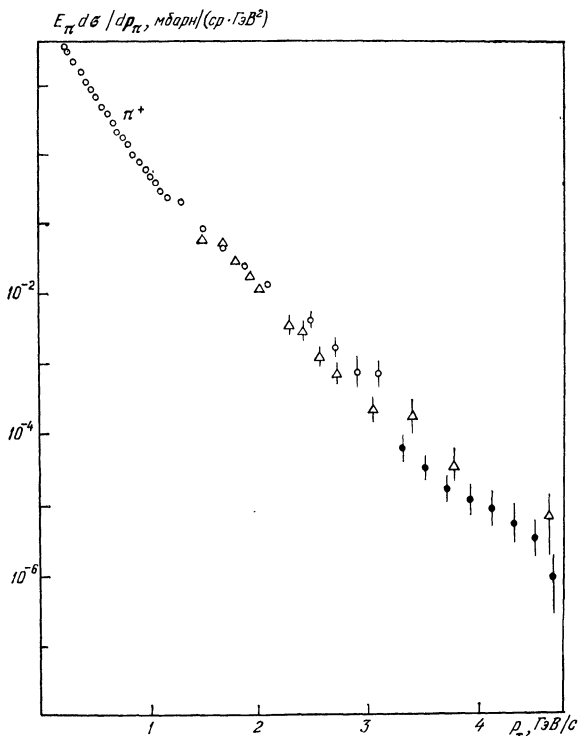


Рис. 7.49. Зависимость инклюзивного сечения $E_{\pi} d^2 \sigma / d p_{\pi}$ процесса $p + p \rightarrow \pi^+ + X$ при $E = 51$ ГэВ от поперечного импульса p_T .

Точки — экспериментальные данные разных лабораторий.

в) Наблюдаемые значения множественности \bar{n} фантастически малы по сравнению с теми, которые разрешены законами сохранения. Так, при энергиях 20—30 ГэВ в одном $p\bar{p}$ -столкновении рождается в среднем 4—5 π -частиц и 0,2 антипротона. Законом же сохранения энергии разрешено рождение более сотни пионов. Поэтому вторичные частицы, как правило, вылетают с большими энергиями.

г) Для инклюзивных адрон-адронных реакций в области ультрарелятивистских энергий $E_p, E \gg M_i$ (где M_i — масса любого из адронов a, b, h в (7.125)) установлена общая закономерность,

получившая название *фейнмановский скейлинг*. Используется также несколько более общий термин *масштабная инвариантность*. Скейлинг состоит в том, что при достаточно малых поперечных импульсах $p_T < 1$ ГэВ/с инвариантная функция $f(p_T, p_L, E)$ из (7.129) с точностью порядка 10% становится функцией только двух переменных p_T и $x = 2p_L/E$:

$$f(p_T, p_L, E) \rightarrow f(p_T, x). \quad (7.132)$$

Безразмерная величина x называется *фейнмановской скейлинговой переменной*. Импульсами с $p_T < 1$ ГэВ/с обладает подавляющее

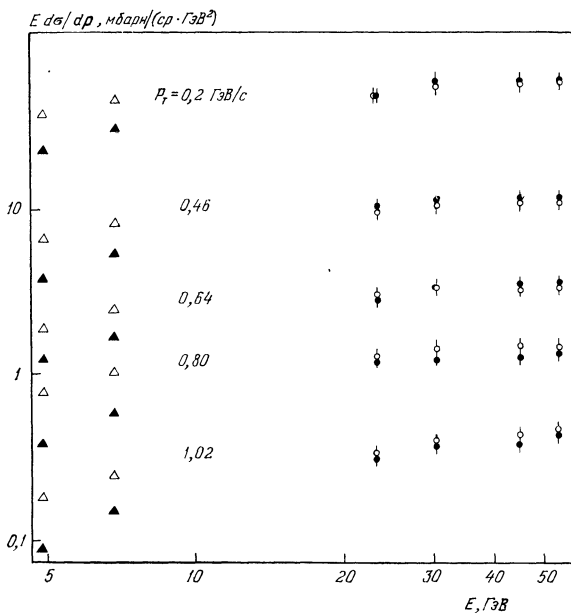


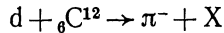
Рис. 7.50. Зависимость инвариантных инклюзивных сечений $E d\sigma/dp$ от энергии при фиксированном $x = 0$ и различных фиксированных p_T .

Черные кружки и треугольники относятся к процессам $p + p \rightarrow \pi^+ + X$, светлые — к процессам $p + p \rightarrow \pi^- + X$. Скейлинг проявляется в том, что, начиная с 20–30 ГэВ, инвариантные сечения почти не зависят от E .

большинство вторичных частиц (рис. 7.49). Поэтому скейлинг является общим свойством инклюзивных сечений в целом. Скейлинг был предсказан теоретически (Р. Фейнман и др., 1969). Экспериментально скейлинг установлен для большого числа инклюзивных сечений во всей изученной области ультррелятивистских энергий (см., например, рис. 7.50).

При релятивистских столкновениях ядро — ядро наблюдается кумулятивный эффект (предсказан и получен в Дубне в 1971 г.),

состоящий в том, что в части столкновений значительная доля энергии передается одной вторичной частице. Например, в инклюзивной реакции



были обнаружены пионы, уносящие до 98% кинетической энергии дейтрона.

д) При экспериментальном изучении корреляций между вылетающими частицами установлено явление *кластеризации*. Оно состоит в том, что вылетающие в результате адрон-адронного столкновения

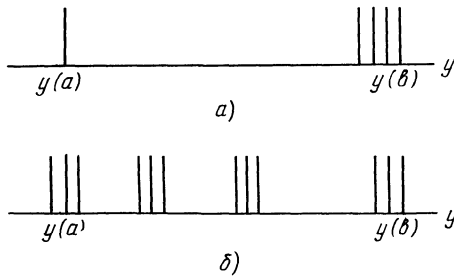


Рис. 7.51. Типичные распределения вылетающих частиц по быстройте в процессах с образованием кластеров (струй) разных типов:

а) дифракционный развал, б) столкновение с образованием фрагментов налетающих частиц и двух струй в области пионизации. $y(a)$, $y(b)$ — быстройты сталкивающихся частиц.

частицы группируются в *сгустки* частиц с разбросом по быстройтам порядка $\Delta y = 1$. Сгустки имеют еще название *кластеры*. Разделяют три типа кластеров. Первый тип соответствует *дифракционному развалу* одной из сталкивающихся частиц. Типичное распределение вылетающих частиц по быстройтам для процесса дифракционного развала приведено на рис. 7.51. Частица *a* рассеивается как целое, квазиупруго. Частица *b* возбуждается в процессе дифракционного отклонения, а затем теряет возбуждение, испуская вторичные частицы,

которые и образуют кластер. Суммарные квантовые числа этого кластера (и его средняя быстройта) такие же, как у налетающей частицы. Второй тип кластера соответствует *фрагментации налетающей частицы*. В этом случае (рис. 7.51, а) быстройты частиц кластера также сгруппированы вокруг быстройты налетающей частицы ($y(a)$ или $y(b)$). Но суммарные квантовые числа кластера уже не совпадают с квантовыми числами соответствующей налетающей частицы. Наконец, кластеры третьего типа образуются в области быстройт, заметно отличающихся от $y(a)$ и $y(b)$ (рис. 7.51, б, в середине). Эти кластеры часто называются *струями*. Они в основном состоят из пионов. Поэтому соответствующая область быстройт $y(a) < y < y(b)$ называется областью *пионизации*.

Отмеченные закономерности, как правило, отчетливо проявляются лишь в области роста радиуса взаимодействия в) энергий столкновения. В этом смысле асимптотическая область б) является переходной.

9. Перейдем к объяснению механизма адрон-адронной динамики на основе кварк-партонной модели. Партонные динамические свойства адронов наиболее отчетливо проявляются при больших быстротах столкновения, когда

$$|y(a) - y(b)| \gg 1. \quad (7.133)$$

Это соответствует энергиям столкновений в СЦИ в десятки ГэВ и выше. В этом случае принимается *первая гипотеза динамики партонов*, согласно которой в начальный момент столкновения каждый адрон можно рассматривать как рой свободных партонов. Напомним, что в самом грубом приближении партонами являются валентные кварки. Более точно, к партонам принадлежат валентные кварки, а также виртуальные кварки, антикварки и глюоны из «моря».

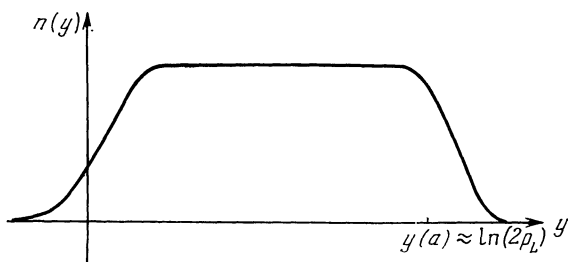


Рис. 7.52. Распределение партонов по быстротам внутри адрона высокой энергии ($|y(a)| \gg 1$).

Соединив первую гипотезу кварковой динамики с гипотезой об асимптотической свободе, можно получить резко противоречащий опыту вывод о том, что при достаточно высокой энергии столкновения полное сечение должно стремиться к нулю. Но здесь положение спасает *вторая гипотеза динамики партонов*, согласно которой распределение $n(y)$ партонов в адроне высокой энергии по быстротам имеет форму плато, простирающегося от нуля до $y(a)$ (рис. 7.52). Согласно (7.131) при $|p_L| \gg cM$

$$y(a) \approx \ln(2\rho_L). \quad (7.134)$$

Вне области $0 < y < y(a)$ функция $n(y)$ быстро спадает до нуля. Если принять эту гипотезу, то в начальный момент столкновения адронов a и b возникает композитная система с распределением по быстротам в виде плато, простирающегося от $y(a)$ до $y(b)$ (рис. 7.53). Из этого рисунка видно, что в композитной системе имеются пары партонов с $|\Delta y| < 1$ (и тем самым могущие интенсивно взаимодействовать) во всей области $y(a) < y < y(b)$. Заметим, что эффективно взаимодействовать могут и партоны, принадлежащие одному и

тому же адрону. До столкновения адронов взаимодействия внутри каждого адрона уравнивались и давали стационарную картину.

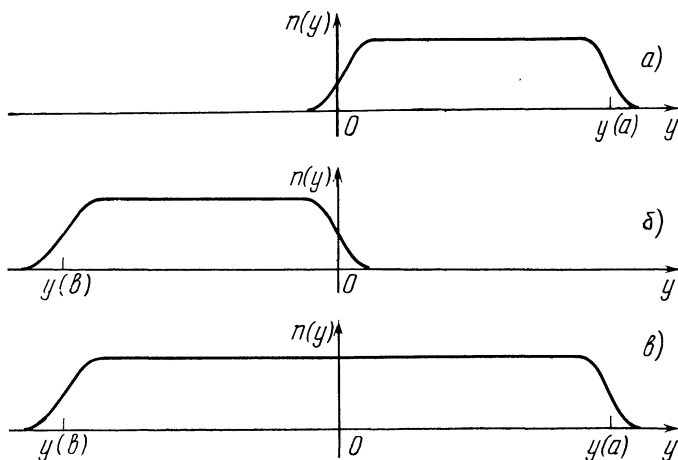


Рис. 7.53. Распределение партонов по быстройтам в частицах a и b (верхние графики) и в системе в целом в начальный момент столкновения (нижний график).

С момента столкновения самосогласованное поле, уравнивавшее адроны, меняется, так что столкновение любой пары партонов может сильно повлиять на дальнейшее течение процесса.

С принятием только что введенных двух гипотез (и с использованием остальных гипотез кварковой модели) общая картина адрон-адронного столкновения выглядит так (рис. 7.54). Первый этап: оба адрона соединяются в единую систему с распределением партонов по быстройтам по рис. 7.53, $в$. Вторым этапом: два партона с близкими быстройтами эффективно сталкиваются и резко меняют направления своих импульсов. Заметим, что эти два партона пространственно должны находиться относительно далеко друг от друга, иначе они взаимодействовать не смогут из-за свойства асимптотической свободы.

После партонных столкновений начинается фаза разлета. Но партоны

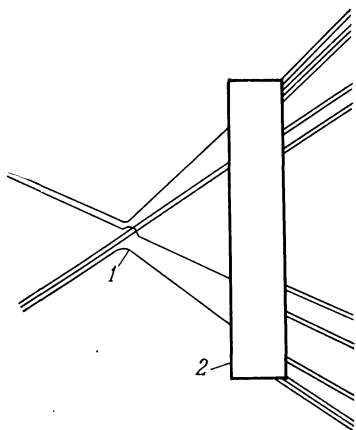


Рис. 7.54. Схематическая кварковая диаграмма столкновения адронов (пр) высокой энергии.

1 — первый и второй этапы разлета кварков, 2 — третий этап.

являются кварками и по свойству инфракрасного пленения не могут вылетать наружу в свободном виде. Поэтому начинается третий, заключительный, этап: возникшие на втором этапе одиночные кварки и другие «не белые» системы (например, из двух кварков) начинают энергично взаимодействовать с кварками и антикварками из «моря». Детали этого процесса не ясны, но конечный результат очевиден: образуется какое-то количество мезонов, а также барионов и антибарионов, которые свободно разлетаются.

Посмотрим теперь, как согласуется такой механизм с опытными данными. Прежде всего заметим, что полные сечения зависят только от первых двух этапов столкновения. В грубом приближении можно считать, что на втором этапе происходит столкновение свободных валентных кварков. Уже отсюда получается простое и, как видно из рис. 7.37, хорошо согласующееся с опытом соотношение

$$\sigma_t(\pi p)/\sigma_t(pp) = 2 : 3 \quad (7.135)$$

между полными сечениями пион — протон и протон — протон. Свойство а) из п. 8 роста полных сечений объясняется тем, что согласно второй гипотезе динамики партонов полное число партонов в адроне логарифмически растет с энергией. Поэтому должны расти и полные адрон-адронные сечения. Свойство б) большого вклада упругого рассеяния не противоречит партонной модели. Как показывают модельные расчеты, удается получить и количественное согласие. Свойство в) низкой множественности объясняется тем, что, как правило, эффективно сталкиваются лишь два партона. При этом превращение возникших «не белых» систем в «белые» согласно правилу Цвейга имеет тенденцию произойти с минимальным рождением кварк-антикварковых пар, т. е. с низкой множественностью и преимущественным рождением мезонов (а не барионов и антибарионов). В отношении свойства г) фейнмановского скейлинга (7.132) ограничимся утверждением, что он может быть выведен из партонной модели. Свойство д) кластеризации вылетающих адронов также прямо следует из кварк-партонной модели, как это видно из того же рис. 7.54. На втором этапе столкновения образуются два разлетающихся кварка и два остатка исходных адронов. На третьем этапе они превращаются в кластеры. Примерная диаграмма порождения струи кварком изображена на рис. 7.55. Аналогично, дифракционный развал трактуется (на втором этапе) как дифракционное рассеяние кварков адрона на разные углы.

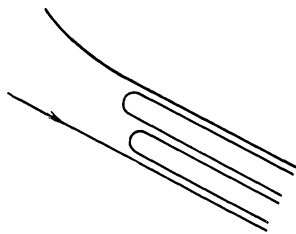


Рис. 7.55. Диаграмма порождения струи кварком пионов.

Мы видим, что все основные опытные факты физики сильных взаимодействий находят естественное объяснение в кварк-партон-

ной модели. Следует подчеркнуть, что изложенная кварк-партоновая модель до сих пор не является единственной используемой. Развиваются и другие варианты («кварковые мешки», «струны» и т. д.). Именно поэтому мы отделили изложение опытных фактов от их модельного объяснения.

10. В резонансной области энергий первое основное допущение кварк-партоновой модели не выполнено. Поэтому все три этапа столкновения сливаются в один. Это означает, что партоновая структура при этих энергиях еще не проявляется, так что за основные частицы приходится принимать сами барионы и мезоны. В таком подходе приходится проводить сложные и громоздкие количественные расчеты, базирующиеся на технике диаграмм Фейнмана. Главная трудность состоит в том, что константы связи адронных узлов велики по сравнению с единицей. Это означает, что в этих взаимодействиях нельзя выделить какой-то основной элементарный процесс, подобный виртуальному рождению фотона (см. рис. 7.9) в квантовой электродинамике. Поэтому в изучаемый процесс заметный вклад вносит большое число различных диаграмм. В электромагнитных взаимодействиях, как и во всех взаимодействиях с малой константой связи, соблюдается простое правило: чем больше узлов имеет диаграмма, тем меньше вероятность описываемого этой диаграммой механизма. В сильных взаимодействиях вероятность того или иного механизма практически не зависит от числа узлов в соответствующей диаграмме. Определяющим фактором здесь становится степень виртуальности промежуточных частиц.

Именно, радиус действия сил, соответствующих определенному механизму процесса, согласно соотношению неопределенностей имеет порядок $\hbar/\Delta M c$, где ΔM — отклонение массы виртуальной частицы от ее реального значения,

$$(\Delta M)^2 c^4 = E^2 - c^2 p^2 - c^4 M^4. \quad (7.136)$$

Отсюда прямо следует, что наибольшим радиусом действия будут обладать силы, соответствующие механизму с наименьшими отклонениями масс виртуальных частиц от реальных. С другой стороны, из-за волновых свойств частица с импульсом p при столкновениях может «чувствовать» расстояния, не меньшие $\lambda = \hbar/p$. Поэтому можно ожидать, что при низких энергиях столкновений основную роль будут играть механизмы с минимальным отклонением виртуальных масс от реальных, а с повышением энергии начнут вступать в игру механизмы, соответствующие более высоким значениям ΔM . Проиллюстрируем все это на примере взаимодействия нуклон — нуклон, которое мы подробно анализировали в гл. V с иных точек зрения. Часто можно встретить утверждение о том, что это взаимодействие осуществляется путем обмена пионом (см. рис. 7.16), подобно тому как взаимодействие электрон — электрон осуществляется путем обмена фотоном (см. рис. 7.12). Однако расчет нук-

лон-нуклонных сил по диаграмме рис. 7.16 не дает даже качественного согласия с опытом. Приходится допустить, что в полную диаграмму нуклон-нуклонного рассеяния дают существенный вклад и другие механизмы, например, обмен двумя пионами (рис. 7.56). Конечно, радиус действия сил, соответствующих механизму с обменом двумя пионами, в два раза меньше радиуса сил с однопионным обменом. Но вполне может оказаться, что взаимодействие через

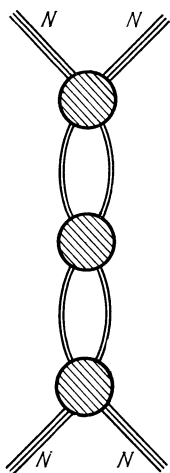


Рис. 7.56. Диаграмма рассеяния нуклона на нуклоне, в которой учитывается взаимодействие пионов.

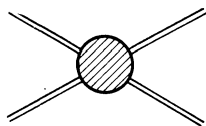


Рис. 7.57. Узел, входящий в диаграмму рассеяния нуклона на нуклоне.

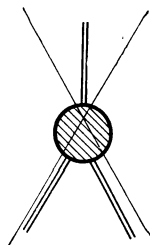


Рис. 7.58. Трехпионный узел в сильных взаимодействиях; он является недопустимым из-за сохранения G -четности.

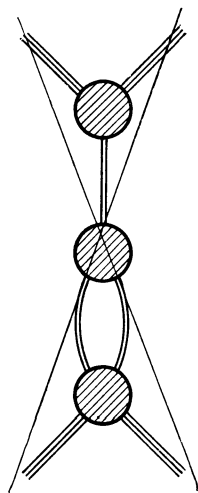


Рис. 7.59. Диаграмма, запрещенная сохранением G -четности.

двухпионный и даже трехпионный обмен будет идти несколько интенсивнее, чем через однопионный. При этом в диаграммах с многопионным обменом следует учесть и возможность взаимодействия между обмениваемыми пионами.

Действительно, от количества узлов амплитуды процессов сильных взаимодействий не зависят, а степень виртуальности у диаграммы рис. 7.56 такая же, как и у диаграммы с простым двухмезонным обменом. Таким образом, мы пришли к выводу, что для расчета нуклон-нуклонного рассеяния необходимо знать амплитуду пионного рассеяния. Из-за относительной малости масс пионов пион-пионный узел (рис. 7.57) существенно входит практически во все процессы сильных взаимодействий и в этом смысле является одним из фундаментальных. Здесь уместно напомнить, что из-за сохранения G -четности (см. § 2, п. 9) в сильных взаимодействиях

нет трехпионного узла (рис. 7.58). Поэтому, например, в сумму диаграмм рис. 7.17 не входит диаграмма рис. 7.59.

Как экспериментальное, так и теоретическое исследование пион-пионного взаимодействия не только очень сложно, но и наталкивается на трудности принципиального характера, преодолеть которые удастся лишь частично. На опыте можно получать пучки заряженных пионов, но нельзя создавать пионных мишеней. Поэтому информация о пион-пионном рассеянии получается из исследования энергетических распределений пионов либо в реакциях типа (7.114), либо в реакциях



Методами, описанными в п. 5, именно на этом пути в сечении $\pi - \pi$ был обнаружен резонанс, соответствующий ρ -мезону. Ширина этого резонанса составляет 155 МэВ, т. е. очень велика. Наличие ρ -мезона сказывается на многих явлениях и, в частности, как мы увидим в следующем пункте, существенно влияет на структуру нуклона. Другой метод получения информации о пион-пионном взаимодействии состоит в изучении реакции

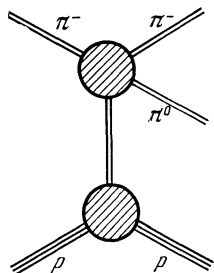
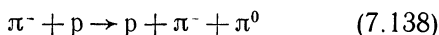


Рис. 7.60. Основная диаграмма, описывающая реакцию (7.138) в околопороговой области.

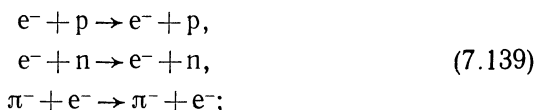
вблизи порога. В околопороговой области основную роль будут играть столкновения на больших расстояниях. Поэтому главным здесь будет механизм, соответствующий диаграмме рис. 7.60, в котором участвует только один виртуальный пион. Из рис. 7.60 видно, что этот процесс идет в две стадии: нуклон рождает виртуальный пион, который затем упруго сталкивается с падающим пионом. Поэтому, изучая процесс (7.138), можно получить некоторые сведения о рассеянии виртуального пиона на реальном. Отсюда путем разумной экстраполяции можно сделать некоторые количественные заключения и о рассеянии реальных пионов. Именно на этом пути было выяснено, что вблизи порога наиболее интенсивно рассеяние пион — пион идет в состоянии с нулевым суммарным изотопическим спином.

Теоретическое исследование $\pi - \pi$ -рассеяния основано на допущении малости вкладов от диаграмм с большими изменениями масс в виртуальных состояниях, а также на некоторых математических допущениях о характере поведения амплитуд рассеяния при комплексных значениях энергии и передаваемого (от одного пиона к другому) импульса. В результате громоздких расчетов здесь удастся получить результаты, качественно согласующиеся с экспериментальными.

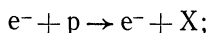
11. Одной из самых интересных областей физики элементарных частиц является изучение процессов, обусловленных совместным влиянием электромагнитных и сильных взаимодействий. Как и в фотоядерных реакциях (гл. IV, § 11), своеобразной чертой этих процессов является переплетение хорошо известного взаимодействия с не столь изученными.

В результате возникают возможности получения новой информации о структуре адронов и о динамике сильных взаимодействий. В основном исследованы следующие комбинированные электромагнитно-сильные процессы:

а) упругое рассеяние электрон—адрон:



б) инклюзивное рассеяние электрон—протон с регистрацией электрона (7.127):



в) рождение адронов в электрон-позитронных столкновениях:



У электрона отсутствует непосредственное взаимодействие с адронами (иначе, например, квантовоэлектродинамический расчет лэмбовского сдвига давал бы результат, не согласующийся с опытом). В низшем порядке по электромагнитной константе связи взаимодействие электронов (позитронов) с адронами идет через посредство одного виртуального фотона. Поэтому амплитуды всех только что перечисленных процессов а) — в) описываются диаграммами с одной внутренней фотонной линией.

Процессы а) дают прямую информацию о распределении электрических зарядов и магнитных моментов внутри соответствующих частиц, точно так же, как упругое рассеяние электронов на ядрах дает информацию о распределении зарядов и магнитных моментов в ядрах (см. гл. II, § 6).

Проследим, почему рассеяние электрон—нуклон (для определенности) дает информацию об электромагнитной структуре нуклона. Рассеяние электрон—нуклон с высокой (порядка $g_{эл}^2/4\pi \approx 10^{-2}$) точностью идет за счет механизма однофотонного обмена, диаграмма которого изображена на рис. 7.61. Электрон испускает (поглощает) виртуальный фотон, который поглощается (испускается) нуклоном. Узел электрон—фотон этой диаграммы является элементарным и точно известен из квантовой электродинамики. А нуклон-фотонный узел уже не элементарен (т. е. описывается не числом, а функцией) и, как оказывается, описывает распределение заряда и магнитного

момента внутри нуклона. Поэтому по измеренному сечению упругого рассеяния электрон—нуклон можно восстановить форму распределения заряда и магнитного момента внутри нуклона.

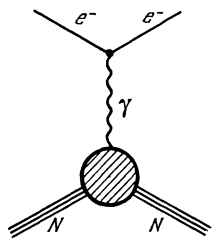
Из опытных данных следует, что для протона среднеквадратичные радиусы распределения заряда и магнитного момента примерно одинаковы:

$$\sqrt{r_{эл\ p}^2} = \sqrt{r_{\mu\ p}^2} = 0,82 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (7.141)$$

При малых r плотность заряда и плотность магнитного момента примерно пропорциональны r . Распределение заряда в нейтроне оказывается всюду близким к нулю, хотя, казалось бы, за счет виртуальных распадов на протон и отрицательный пион в центре нейтрона должны преобладать положительные заряды, а на периферии — отрицательные. Плотность магнитного момента в нейтроне имеет такую же форму, как и в протоне. В 1977 г. группой советских и американских физиков был измерен среднеквадратичный радиус распределения электрического заряда в отрицательном пионе. Оказалось, что

$$\sqrt{r_{эл\ \pi^-}^2} = 0,56 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (7.142)$$

Рис. 7.61. Основная диаграмма, описывающая рассеяние нейтрона на нуклоне.



Отметим, что приведенные электромагнитные радиусы адронов близки к их геометрическим размерам (см. п. 1).

В заключение отметим, что опытное изучение второго и третьего процессов (7.139) затруднено отсутствием соответственно нейтронных и электронных мишеней. Эту трудность обходят так. Электромагнитные свойства дейтрона изучают по неупругому рассеянию электронов на дейтерии



Так как энергия связи в дейтроне аномально мала и так как нейтрон дейтрона 90% времени находится вообще вне поля действия сил со стороны протона (см. гл. V, § 2), то рассеяние электрона высокой (сотни МэВ и выше) энергии на нейтроне дейтрона будет идти почти так же, как на свободном нейтроне. Электрический форм-фактор пиона был измерен в экспериментах, в которых пучок отрицательных пионов с энергией 100 ГэВ рассеивался на атомных электронах мишени. Рассеяние пучка тяжелых частиц на легких (почти в 300 раз легче) частицах мишени очень невыгодно энергетически. Однако энергия 100 ГэВ настолько велика, что соответствующая энергия в СЦИ оказывается равной около 200 МэВ, что согласно (4.64) достаточно для определения среднеквадратичного радиуса пиона.

Перейдем теперь к инклюзивному процессу (7.127). Доминирующая диаграмма инклюзивного процесса (7.127) приведена на

рис. 7.48. Из этой диаграммы видно, что фактически изучается процесс столкновения виртуального кванта γ_v с протоном p :

$$\gamma_v + p \rightarrow X, \quad (7.144)$$

где X — любые системы частиц, допустимые законами сохранения. Сечение исходного процесса (7.127) равно полному сечению σ , процесса (7.144), умноженному на некоторый множитель. Этот множитель вычисляется точно, поскольку он определяется известным из квантовой электродинамики электрон-фотонным узлом рис. 7.9. Импульс q и энергия E_q виртуального фотона в (7.127) равны соответственно

$$q = p - p', \quad E_q = E_p - E_{p'}, \quad (7.145)$$

где p , E_p — соответственно импульс и энергия падающего электрона, а p' , $E_{p'}$ — вылетающего. Сечение σ_t зависит от двух переменных, которые принято обозначать через u и v и которые выбираются следующим образом:

$$u = q^2 - \frac{1}{c^2} E_q^2, \quad v = \frac{1}{c^2} E_q E_p - qp. \quad (7.146)$$

Удобство этих переменных состоит в том, что они согласно (1.13), (1.14) релятивистски инвариантны, т. е. одинаковы во всех инерциальных системах координат. Если выбрать систему координат так, чтобы было $p' = -p$, то получим $u = q^2$. Поэтому переменная u называется квадратом переданного импульса. В этой же системе координат $v = 2p^2$, т. е. с большой точностью $v = 2E_p^2/c^2$, поскольку мы интересуемся областью $|p| \gg mc$. Поэтому переменная v называется квадратом энергии.

Главный опытный факт в отношении сечения σ_t процесса (7.144) состоит в том, что для него с хорошей точностью выполняется *бьеркеновский скейлинг*: безразмерная величина

$$F(v, u) = \sigma_t u \hbar^{-2} \quad (7.147)$$

при больших v , u асимптотически стремится к функции одной безразмерной переменной v/u :

$$F(v, u) \rightarrow f(v/u) \quad \text{при } v, u \rightarrow \infty. \quad (7.148)$$

Простейшее теоретическое объяснение бьеркеновского скейлинга таково: безразмерная функция может зависеть только от безразмерных переменных, за которые можно выбрать v/u и u/M^2 , где M — масса нуклона. При $u \rightarrow \infty$ $u/M^2 \rightarrow \infty$, так что зависимость от второй переменной пропадает. При очень больших u , v скейлинг может нарушиться, если функция F содержит логарифмы типа $\ln(u/M^2)$. Из квантовой теории поля следует, что точное выполнение скейлинга будет свидетельствовать о наличии сингулярности

определенного типа на световом конусе $(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 - c^2 (t_1 - t_2)^2 = 0$ в произведении $j_\mu(\mathbf{r}_1, t_1) \cdot j_\nu(\mathbf{r}_2, t_2)$ квантовых электрических токов.

Третий электронно-адронный процесс (7.140) выдвинулся на ключевую роль в физике элементарных частиц с конца 1974 г. Именно на встречных электронно-позитронных пучках была открыта и исследована система уровней шармония (см. п. 5). Основной вклад в процессы (7.140) вносит диаграмма рис. 7.62. Из этой диаграммы следует, что фактическим объектом изучения является процесс превращения виртуального фотона в адроны

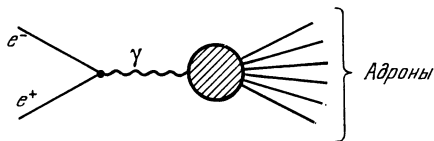


Рис. 7.62. Доминирующая диаграмма процессов $e^+ + e^- \rightarrow$ адроны.

$$\gamma_v \rightarrow \text{адроны.}$$

Тем самым квантовые числа полученной системы адронов совпадают с квантовыми числами виртуального фотона:

$$B = Q = S = L = C = 0, \quad J^{PC} = 1^{--}.$$

Истинная нейтральность фотона приводит к тому, что при достаточно высокой энергии столкновения с вполне заметной интенсивностью идет рождение заряженной частицы с любыми квантовыми числами B, S, L, L', L'', C в паре с ее античастицей. Поэтому e^-e^+ встречные пучки наиболее удобны для получения и изучения «экзотических» частиц, в том числе даже с новыми, ранее неизвестными квантовыми числами.

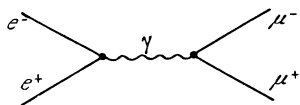


Рис. 7.63. Доминирующая диаграмма процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

Напротив, на встречных pp -пучках в результате каждого столкновения получается система с барионным зарядом $B = 2$. Поэтому среди продуктов должно

быть не менее двух барионов, что резко уменьшает относительную вероятность рождения «экзотических» частиц. Действительно, на встречных pp -пучках с энергией столкновения 60 ГэВ не открыто ни одной новой частицы, а на встречных e^-e^+ -пучках с энергией около 8 ГэВ в те же годы — не менее десятка.

Наряду с (7.140) при e^-e^+ -столкновениях интенсивно идет процесс

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad (7.149)$$

в механизме которого доминирует диаграмма рис. 7.63. Эта диаграмма — чисто квантовоэлектродинамическая и, следовательно, поддающаяся точному расчету. Соответствующее сечение $\sigma_{\mu\mu}$ оказывается равным (при $E \gg m_\mu$)

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi e^4}{3\hbar^2 c^2 E}, \quad (7.150)$$

где E — энергия столкновения в СЦИ. По причинам, которые выяснятся ниже, удобно рассматривать не само сечение $\sigma_{\text{адр}}$ процесса (7.140), а обозначаемое через R отношение

$$R = \frac{\sigma_{\text{адр}}}{(\sigma_{\mu\mu})_{\text{КЭД}}} \quad (7.151)$$

Отметим, что опытное $\sigma_{\mu\mu}$ -сечение отличается от $(\sigma_{\mu\mu})_{\text{КЭД}}$ (см., например, рис. 7.64). Опытная зависимость R от энергии E приведена на рис. 7.65. Следующие особенности этой кривой заслуживают внимания. Во-первых, кривая имеет четкие резонансы, в том числе два очень узких при трех с лишним ГэВ. Во-вторых, кривая имеет два четких плато.

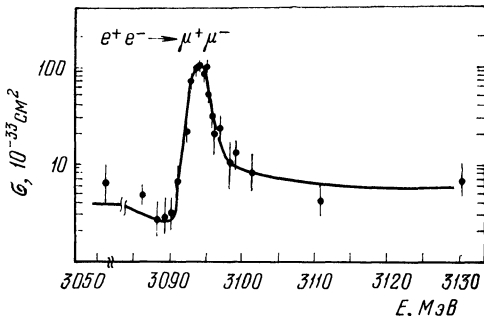


Рис. 7.64. Зависимость сечения процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ от энергии в области резонанса J/ψ .

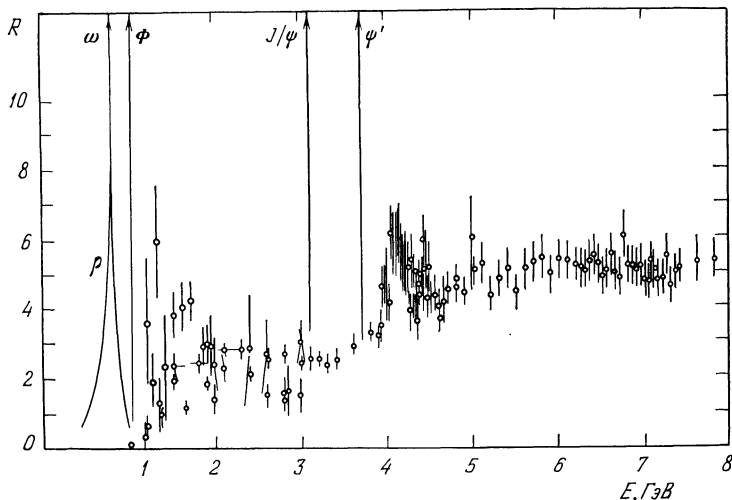


Рис. 7.65. Экспериментальная кривая отношения $R = \sigma_{\text{адр}} / \sigma_{\mu^+\mu^-}$.

По горизонтальной оси отложена суммарная энергия E сталкивающейся пары e^+e^- . Уходящими вверх линиями со стрелками отмечено положение узких резонансов, соответствующих векторным мезонам с характеристикой $J^{PC} = 1^{--}$.

Каждый резонанс соответствует нестабильной истинно нейтральной частице с $J^{PC} = 1^{--}$. Первые три сравнительно низкоэнер-

гетических резонанса соответствуют уже известным (до опытов по e^+e^- -столкновениям) мезонам ρ , ω и Φ . Необычайно узкие резонансы J/ψ и ψ' и следующие за ними ψ'' и др. соответствуют 1^- уровням шармония, открытым и исследованным именно на встречных пучках (см. п. 5).

С резонансами на рис. 7.65 связана группа явлений, получивших собирательное название *векторной доминантности*. Эти явления можно пояснить так.

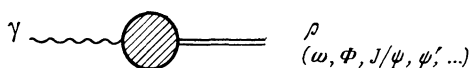


Рис. 7.66. Диаграммный узел, описывающий превращение фотона в нейтральный векторный мезон.

Каждый резонанс свидетельствует о возможности превращения виртуального фотона в соответствующую этому резонансу частицу. На диаграммном языке это соответствует наличию своеобразных узлов фотон — ρ -мезон и др., в каждом из которых сходятся только две линии (рис. 7.66). Наличие таких узлов означает, что фотон часть времени проводит в состоянии ρ -мезона (и других векторных мезонов). Эта часть времени особенно велика для такого фотона, который виртуален и имеет массу, близкую к массе ρ -мезона. Непосредственным экспериментальным доказательством превращения

ρ -мезона в γ -квант является существование канала распада

$$\rho \rightarrow e^+ + e^-, \quad (7.152)$$

который впервые был обнаружен в Дубне (А. М. Балдин и др., 1967). Мы говорим именно о ρ -мезоне, поскольку для него эффект проявления узла рис. 7.66 наиболее отчетлив и наиболее изучен. Простейшая форма гипотезы о векторной доминантности состоит в том, что взаимодействие фотонов (реальных и виртуальных) с адронами при энергиях в несколько сотен МэВ и выше (или же с соответствующими передаваемыми импульсами) в основном происходит через посредство узлов типа рис. 7.67. Интуитивно эта гипотеза базируется на том, что ρ -мезон подвержен сильным взаимодействиям и поэтому, появившись (взамен фотона) на короткое время, успевает провзаимодействовать

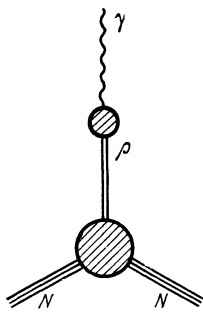


Рис. 7.67. Основная диаграмма взаимодействия нуклона с фотоном в модели векторной доминантности.

с большей вероятностью, чем сам фотон за более длительный промежуток. В качестве примера укажем, что опытное полное сечение $\sigma_t(A)$ фотонов высокой энергии на ядрах пропорционально $A^{2/3}$, а не A . Это означает, что поглощение фотонов происходит на поверхности ядра, а не во всем объеме.

Другие проявления векторной доминантности связаны с тем, что ρ -мезон имеет определенный изотопический спин ($T = 1$), в то время как спин фотона неопределен. Поэтому при доминировании ρ -мезонного полюса фотон можно считать частицей с $T = 1$, для которой сохраняется изотопический спин при столкновениях. На основе векторной доминантности еще до открытия ρ -мезона удалось количественно объяснить изложенное в начале настоящего пункта поведение нуклонных электрических и магнитных форм-факторов. Например, равенство нулю среднеквадратичного электрического радиуса нейтрона объясняется просто тем, что при испускании нейтроном нейтрального виртуального ρ -мезона (рис. 7.67) заряд не появляется.

Перейдем теперь от резонансов на кривой $R(E)$ рис. 7.65 к ее двум плато. Покажем, что эти два плато дают непосредственную информацию о кварковой структуре адронов. Согласно кварковым представлениям элементарным узлом фотон-адронного взаимодействия является узел фотон — кварк, изображенный на рис. 7.68. Этот узел аналогичен фотон-электронному узлу (7.9). Отличия сводятся к тому, что кварки имеют дробные заряды и не могут существовать в свободном виде. Поскольку фотон имеет бесконечно большую быстроту, то для узла рис. 7.68 всегда справедлива первая гипотеза кварк-партоновой динамики (п. 9). Это дает возможность рассчитать полное сечение процесса $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$ вдали от резонансов. Оно будет равно сумме сечений процессов

$$e^+ + e^- \rightarrow q_i + \bar{q}_i \quad (7.153)$$

по всем кварковым состояниям. Сечение же процесса (7.153) вычисляется точно так же, как сечение процесса (7.149), и определяется формулой (7.150) с заменой $e^4 = e^2 e^2$ на $e^2 (e^2 Q_i^2)$, где Q_i — зарядовое число i -го кварка (см. табл. 7.4). Здесь-то и выясняется удобство величины R из (7.151). В R все величины, кроме Q_i^2 , сокращаются, так что мы получаем

$$R = \sum_i Q_i^2. \quad (7.154)$$

Итак, мы получили, что вдали от резонансов величина R должна быть постоянной и иметь вполне определенное значение. Эти значения легко вычисляются с помощью табл. 7.4. Надо только учесть, что кварк каждого аромата существует в трех цветах. На первом плато в области $E = 2$ ГэВ еще не надо учитывать шармированные

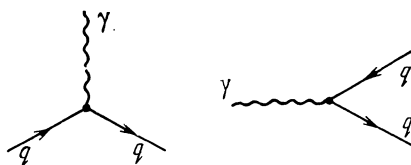


Рис. 7.68. Элементарный узел фотон-адронного взаимодействия.

Приведены два варианта ориентации линий узла.

кварки. Поэтому здесь

$$R = 3 \left\{ \left(\frac{2}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 \right\} = 2. \quad (7.155)$$

При энергиях же $E > 5$ ГэВ выше резонансов шармония получается

$$R = 3 \left\{ \left(\frac{2}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 + \left(\frac{2}{3} \right)^2 \right\} = \frac{10}{3}. \quad (7.156)$$

Значение $R = 2$ прекрасно согласуется с опытным на первом плато. Значение $R = 10/3$ несколько ниже опытного для второго плато. Но в области $E = 4$ ГэВ начинается рождение пар тяжелых лептонов τ , для которых $Q_\tau = 1$. Если допустить, что продуктами распада τ в основном являются мезоны, то Q_τ надо включить в сумму (7.154), что даст значение

$$R' = \frac{10}{3} + 1 = \frac{13}{3}, \quad (7.157)$$

уже хорошо согласующееся с опытом. Следует подчеркнуть, что уже значение (7.156) дает довольно хорошее согласие. Резкое расхождение получилось бы, например, без учета утроения по цвету. Мы видим, что электромагнитные взаимодействия помогают исследовать сильные.

Существует и обратное влияние. Сильные взаимодействия в определенном смысле кладут естественный предел квантовой электродинамике как изолированной науке. Фундаментальность проблемы обнаружения пределов применимости квантовой электродинамики обусловлена тем, что во всей теории элементарных частиц только квантовая электродинамика представляет собой законченную расчетную схему, дающую возможность последовательного расчета всех эффектов практически с любой точностью. Поэтому установление расхождения между предсказанием квантовой электродинамики и экспериментальным результатом явилось бы крупным открытием, устанавливающим предел нашим представлениям о строении материи.

Возможное отклонение опытных данных от значений, предсказываемых квантовой электродинамикой, в принципе может быть обусловлено либо достижением пределов применимости самой квантовой электродинамики, либо вмешательством сильных или слабых взаимодействий. Для теории важно уметь разделить эти возможности.

Эксперименты по проверке квантовой электродинамики четко разделяются на две группы. В первую группу входят радиоспектроскопические измерения с высокой (до $2 \cdot 10^{-5}\%$) точностью низкоэнергетических эффектов. Важнейшими из этих эффектов являются рассмотренные в § 6, п. 8 поправки к магнитным моментам электрона и мюона, а также лэмбовский сдвиг уровней в атоме водорода. Во вторую группу входят опыты при высоких энергиях и больших

переданных импульсах, главным образом на встречных пучках. Основными для проверки являются процессы

$$\begin{aligned} e^- + e^- &\rightarrow e^- + e^-, \\ e^- + e^+ &\rightarrow e^- + e^+, \\ e^- + e^+ &\rightarrow \mu^- + \mu^+. \end{aligned}$$

В экспериментах первой группы изучаются возможные отклонения от эксперимента для расчетов диаграмм высших порядков. В экспериментах второй группы изучаются возможные отклонения в диаграммах низших порядков.

В настоящее время в экспериментах при низких энергиях установлено, что квантовая электродинамика справедлива вплоть до расстояний порядка 10^{-15} см. В экспериментах при высоких энергиях (столкновения с энергией до 7,6 ГэВ в СЦИ) квантовая электродинамика проверена до расстояний того же порядка 10^{-15} см.

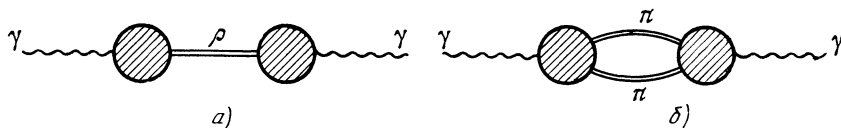


Рис. 7.69. Искажение квантовоэлектродинамической фотонной линии сильно взаимодействующими частицами.

К сожалению, возможности проверки квантовой электродинамики ограничены эффектами, обусловленными процессами с участием сильно взаимодействующих частиц, потому что соответствующие диаграммы уже не поддаются точному расчету. В первую очередь начинает сказываться вкрапление ρ -мезонной линии, а также пионной петли в фотонную линию (рис. 7.69). В опытах первой группы эти поправки становятся существенными, начиная с уже доступных расстояний 10^{-15} см. В опытах второй группы эта поправка сказывается по-разному, в зависимости от конкретных условий. Раньше всего вклад диаграммы рис. 7.69, а становится заметным в ρ -мезонном резонансе для процессов $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$ и $e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+$. Оба экспериментальных сечения при энергии 765 МэВ, соответствующей массе ρ -мезона, имеют отчетливые резонансы, следующие из расчетов по квантовой электродинамике. Это нарушение КЭД происходит уже на расстоянии порядка 10^{-14} см. Однако вдали от резонансов (или для процесса $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$, в котором таких резонансов нет) поправки за счет сильных взаимодействий начнут сказываться только от расстояний порядка 5×10^{-16} см, т. е. при энергиях столкновения порядка 10—15 ГэВ (в СЦИ). Ускорители на встречных пучках на такие энергии сейчас строятся. На них можно будет провести «последнюю» проверку пределов применимости КЭД. При более высоких энергиях эффекты

КЭД уже нельзя будет наблюдать без заметного искажающего вклада от сильных взаимодействий.

Забегая вперед, заметим, что при еще более высоких энергиях e^+e^- -столкновений станет заметным влияние слабых взаимодействий, поскольку электромагнитное e^+e^- -сечение падает, как E^{-1} , а слабое сечение растет пропорционально E . При экстраполяции к $E = 75$ ГэВ эти сечения становятся равными, так что в этой области появится принципиально новая возможность изучения слабых взаимодействий.

12. Несмотря на незавершенность общей теории сильных взаимодействий, в ней удалось получить несколько точных количественных результатов, допускающих экспериментальную проверку и опирающихся только на основные требования теории: релятивистская инвариантность, справедливость исходных положений квантовой теории, причинность, положительность энергии. Примером может служить приведенное в п. 8 ограничение (7.124) на возможную степень роста полного сечения σ_t . Главным экспериментально проверяемым точным результатом теории сильных взаимодействий следует считать дисперсионные соотношения, предложенные М. Гелл-Манном, М. Гольдбергом и В. Тиррингом (1954) и строго доказанные Н. Н. Боголюбовым (1956) для рассеяния пион—нуклон. Боголюбовские дисперсионные соотношения имеют вид

$$T_{\pm}(E) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{E}{M_{\pi}} \right) T_{\pm}(m_{\pi}) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E}{m_{\pi}} \right) T_{\mp}(m_{\pi}) + \frac{2f^2}{m_{\pi}^2} \frac{q^2}{E \mp \frac{m_{\pi}^2}{2M}} + \frac{q^2}{4\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{dE'}{q'} \left[\frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\mp}(E')}{E' + E} \right]. \quad (7.158)$$

Здесь m_{π} , M — массы соответственно пиона и нуклона, E — энергия столкновения в СЦИ, $q = \sqrt{E^2 - m_{\pi}^2}$, $q' = \sqrt{E'^2 - m_{\pi}^2}$, $f = g_{\text{сильн}} m_{\pi} / 2M$, где $g_{\text{сильн}}$ — константа связи пион-нуклонного узла (рис. 7.15). Знаки \pm в индексах всюду относятся соответственно к процессам

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p, \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p;$$

$\sigma_{\pm}(E)$ — полные сечения, $T_{\pm}(E)$ — величины, выражающиеся через полные сечения и сечения упругого рассеяния вперед:

$$\left. \frac{d\sigma_{\pm}}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = T_{\pm}^2(E) + \frac{q^2}{16\pi^2} \sigma_{\pm}(E). \quad (7.159)$$

Наконец, величины $T_{\pm}(m_{\pi})$ выражаются через соответствующие S -волновые амплитуды рассеяния (см. гл. IV, § 3, п. 5). Таким

образом, единственным неизвестным численным параметром является константа связи пион—нуклон $g_{\text{сильн}}$. Поэтому экспериментальная проверка дисперсионных соотношений (7.158) состоит в установлении того, что существует значение $g_{\text{сильн}}$, для которого эти соотношения выполняются при всех энергиях. Экспериментально дисперсионные соотношения (7.158) проверены в широком диапазоне энергий и оказались хорошо соблюдающимися. «Попутно» была определена константа связи сильных взаимодействий, для которой получилось $g_{\text{сильн}}^2/4\pi = 14,7$, т. е. заметно больше единицы. Опытное несоблюдение дисперсионных соотношений для πN -рассеяния явилось бы прямым указанием на то, что какие-то основные принципы теории нарушаются и тем самым требуют пересмотра.

Дисперсионные соотношения можно выписать и для многих других процессов. К сожалению, однако, лишь для небольшого числа процессов строго доказанные дисперсионные соотношения удается записать в такой форме, чтобы они содержали величины, доступные (хотя бы в принципе) непосредственному измерению.

§ 8. Слабые взаимодействия

1. Из известных сейчас опытных данных следует, что роль слабых взаимодействий в окружающем нас мире в основном сводится к тому, что ими обусловлены распады таких частиц, ядер и других микрообъектов, которые без слабых взаимодействий были бы стабильными. Пока не установлена область явлений, для которой вызываемые слабыми взаимодействиями силы между частицами являлись бы определяющими или хотя бы существенными. За одним, правда, очень важным, исключением (см. гл. XII, § 1, п. 5) то же можно сказать и о реакциях, идущих за счет слабых взаимодействий.

Чтобы представить себе роль слабых взаимодействий более наглядно, попробуем вообразить, каким бы был мир при отсутствии тех или иных взаимодействий. В мире без сильных взаимодействий не претерпели бы существенных изменений квантовая электродинамика и вся физика лептонов. И комpton-эффект, и распад мюона протекали бы так же, как и в обычном мире. Но вот сильно взаимодействующих частиц либо не стало бы вовсе, либо вместо них появились бы совершенно другие частицы. Поэтому мир в целом был бы совершенно иным во всей доступной нам области масштабов. Если бы исчезли электромагнитные взаимодействия, то атомные ядра и сильно взаимодействующие частицы остались бы, хотя и в исковерканном виде (или, если хотите, в виде, не исковерканном электромагнитными взаимодействиями). Протон и нейтрон стали бы совершенно неотличимыми друг от друга. Точно так же одинаковыми стали бы частицы внутри каждого изотопического мультиплета (например, три пиона). Начиная же с атомных масштабов и выше, мир изменился бы до полной неузнаваемости. Не стало бы ни молекул, ни атомов, ни электромагнитного излучения. Тем самым не стало бы и привычных нам микроскопических вещей.

Но если бы исчезли слабые взаимодействия, то из всех частиц исчезли бы только нейтрино, а остальные даже не претерпели бы существенных измене-

ний *). Ядра, атомы, молекулы, кристаллы по-прежнему могли бы существовать. Но стабильных частиц стало бы гораздо больше, и это существенно обогатило бы возможные структурные формы материи на атомном и макроскопическом уровне. Прежде всего число стабильных изотопов возросло бы почти на порядок за счет того, что стали бы стабильными все β^{\pm} -активные изотопы. Далее, стали бы стабильными частицы μ^{\pm} , π^{\pm} , K^{\pm} , K^0 , \bar{K}^0 , Λ , Σ^{\pm} , Ξ^{-} , Ξ^0 , Ω^{-} . Поэтому стабильными стали бы все гиперядра с любым числом Λ -гиперонов. В ядре смогли бы существовать и каоны K^{+} и K^0 , если бы только они притягивались к нуклонам сильными взаимодействиями. Отрицательные мюоны смогли бы заменять частично или полностью электроны в атоме, причем размеры атомов с мюонными оболочками были бы в двести раз меньше обычных (стал бы практически осуществим и ядерный катализ, упомянутый нами в § 6, п. 10). Стали бы стабильными различные водородоподобные системы, такие, как $e^{-}-\mu^{+}$, $e^{-}-\mu^{+}$, $\pi^{-}-\mu^{+}$, $e^{+}-K^{-}$ и т. д. (но, конечно, не $\mu^{-}-p$, $K^{-}-K^{+}$ и даже не $\pi^{+}-K^{-}$, $K^{-}-p$). Мы видим, что с атомной и макроскопической точек зрения отсутствие слабых взаимодействий не изменит существующих структур вещества, но сделает их более разнообразными. Включение слабых взаимодействий «всего лишь» лишает стабильности одни формы вещества, не затрагивая других. Таким образом, основной «профессией» слабых взаимодействий является не создание сил, а осуществление распадов частиц. Но если частица подвержена распаду, то она может и возникнуть в результате подходящей реакции. Однако, если интенсивность взаимодействия мала, то его несравненно легче обнаружить в распаде, чем в реакции. Действительно, масштабом времени жизни для элементарных частиц является характерное время пролета, имеющее порядок $10^{-22}-10^{-23}$ с. И если это время за счет малой интенсивности взаимодействия вырастет даже на 25 порядков, то и тогда оно останется легко доступным наблюдению (несколько часов). Но уменьшение на 20—25 порядков сечения реакции делает наблюдение этой реакции исключительно трудным. Поэтому вызываемые слабыми взаимодействиями распады интенсивно изучались с самого рождения ядерной физики, а первая реакция, происходящая за счет слабых взаимодействий, была зарегистрирована лишь в пятидесятых годах.

2. Посмотрим теперь, в каких ситуациях можно ожидать распада, обусловленные слабыми взаимодействиями. Прежде всего тут действует правило: для того чтобы частица (или ядро) заметным образом распадалась за счет слабых взаимодействий, обычно необходимо, чтобы ее распад под влиянием сильных или электромагнитных взаимодействий был запрещен. Например, у нейтрального пиона равны нулю все заряды и странность. Поэтому он может распадаться за счет электромагнитных взаимодействий либо на два фотона, либо на электрон-позитронную пару. Он и распадается в основном на 2 фотона с временем жизни $2 \cdot 10^{-16}$ с. Быть может, у нейтрального пиона и существуют какие-либо слабые распады, но они происходят столь медленно и тем самым редко, что их практически не удастся наблюдать. Единственным исключением из только что приведенного правила являются β -распадные процессы для очень тяжелых ядер. Все эти ядра нестабильны относительно процессов α -распада и спонтанного деления, обусловленных конкуренцией сильных и электромагнитных взаимодействий (см. гл. VI). Но из-за кулоновского барьера эти процессы настолько подавлены,

*) Если только слабые взаимодействия не становятся на сверхмалых расстояниях столь интенсивными, что начинают сильно влиять на массы и структуру частиц.

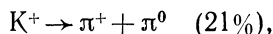
что для многих ядер β -распадные процессы оказываются более вероятными. Во всех остальных случаях (в частности, для всех частиц) правило «распад может идти за счет слабых взаимодействий только тогда, когда за счет сильных или электромагнитных он идти не может» действует безотказно.

Это правило необходимо, но, конечно, не достаточно. Протон не распадается под влиянием сильных и электромагнитных взаимодействий, но и слабые взаимодействия вызвать распад протона не могут. Чтобы слабый распад был возможен, необходимо, чтобы он был разрешен всеми законами сохранения, перечисленными в § 2. Из табл. 7.2, § 2 видно, что законы сохранения а) странности, б) шарма, в) четности и г) зарядовой четности соблюдаются в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушаются в слабых. Поэтому слабые распады будут наблюдаться там, где они запрещены при сохранении странности и разрешены при ее нарушении. Например, Λ -гиперон является самой легкой частицей с барионным зарядом $B = 1$ и странностью $S = -1$. Поэтому сильные и электромагнитные взаимодействия не могут вызвать распад этой частицы. Но масса Λ -частицы больше суммы масс протона и отрицательного пиона — системы, у которой $S = 0$, но все заряды такие же, как и у Λ . Поэтому за счет слабых взаимодействий возможен и действительно идет распад $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Заметим, что законы сохранения четности и зарядовой четности не приводят к существованию частиц, нестабильных относительно слабых взаимодействий и стабильных относительно более интенсивных. Действительно, если какой-либо быстрый, т. е. электромагнитный или сильный, распад запрещен только сохранением четности или зарядовой четности, то всегда будет разрешен аналогичный быстрый распад с испусканием дополнительного достаточно мягкого фотона, уносящего отрицательную четность.

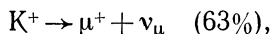
И все же закон сохранения странности не является единственной причиной существования слабых распадов. Второй (и последней) причиной является то, что нейтрино подвержены только слабым (если не считать гравитационных) взаимодействиям. Поэтому, если распад даже с сохранением странности возможен только с участием нейтрино, то он будет слабым. Например, отрицательный пион имеет нулевую странность. Продуктами его распада могут быть только более легкие частицы, т. е. мюоны, электроны, нейтрино и нейтральный пион. Один из продуктов распада должен иметь отрицательный электрический заряд, т. е. быть мюоном или электроном. Обе эти частицы имеют спин половина и тем самым уносят только полущелый момент. Так как спин отрицательного пиона — целый, то наряду с мюоном (или электроном) одним из продуктов его распада должна быть электрически нейтральная частица с полущелым спином. Единственными легкими частицами, удовлетворяющими этому условию, являются нейтрино. Поэтому распад отрицательного

пиона должен быть слабым. И действительно, эта частица живет очень долго ($2,6 \cdot 10^{-8}$ с) и распадается в основном на мюон и мюонное антинейтрино.

Общий вывод: распад является слабым при выполнении хотя бы одного из двух условий: а) нарушение сохранения странности или шарма, б) наличие нейтрино среди продуктов распада. Характерно, что соблюдение обоих условий не делает распад сверхслабым. Так, положительный каон с вероятностью 21% распадается на два пиона:

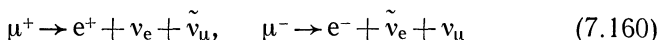


т. е. с нарушением странности и без участия нейтрино, и с вероятностью 63% на мюон и мюонное нейтрино:



т. е. с нарушением странности и с участием нейтрино.

3. Распад мюона



интересен тем, что в нем участвуют только лептоны, т. е. частицы, не подверженные сильным взаимодействиям. Поэтому здесь можно наблюдать слабое взаимодействие в чистом виде без искажений

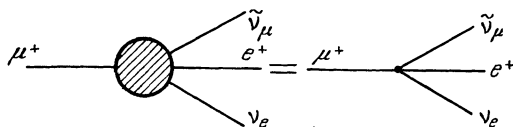


Рис. 7.70. Диаграмма распада мюона в предположении элементарности четырехфермионного узла.

сильным. То, что распад происходит на три, а не на две частицы, можно установить, измеряя энергетический спектр электронов, вылетающих из остановившихся в веществе мюонов. При двухчастичном распаде спектр должен быть монохроматическим, так как в этом случае энергия электрона однозначно определяется законами сохранения энергии и импульса. Реальный спектр энергии размыт (наподобие β -спектра, см. гл. VI, § 4), что явно указывает на распад более чем на две частицы. О слабости взаимодействия, вызывающего распад мюона, свидетельствует колоссальное время его жизни, равное $2,2 \cdot 10^{-6}$ с.

Посмотрим теперь, какую информацию можно получить, изучая распад (7.160). Прежде всего по времени жизни мюона можно определить или по крайней мере оценить величину константы слабого взаимодействия $G_{с.л.}$. Определение этой константы таково. Предположим, что процесс распада является элементарным, т. е. описывается диаграммой с одним элементарным четырехфермионным узлом (рис. 7.70). Как мы знаем из § 5, п. 3, элементарный узел

характеризуется одной константой для бесспиновых частиц и некоторым числом констант — для спиновых. Это означает, что существует лишь небольшое число различных вариантов элементарного четырехфермионного узла рис. 7.70. Все варианты сходны в том отношении, что они приводят примерно к одному и тому же значению константы связи. Различаются они в основном соотношениями между поляризациями, т. е. направлениями спинов частиц. Для уточнения нужного варианта узла рис. 7.70 изучались распределение электронов по энергиям, их продольная поляризация (т. е. проекция спина на импульс), а также угловое распределение электронов при распаде поляризованного мюона (нейтрино в распаде мюона до сих пор наблюдать не удавалось, так как они исключительно слабо взаимодействуют с веществом и практически свободно проходят через регистрирующие устройства). Этими трудоемкими и технически сложными измерениями было установлено, что узел рис. 7.70 описывается так называемым $V - A$ -вариантом (читается «вэ минус а», или «вектор минус аксиал»). Физический смысл этого варианта мы поясним ниже в п. 11. Этому узлу соответствует константа связи (см. § 5, п. 5)

$$G_{cl} = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (7.161)$$

Время жизни τ мюона связано с этой константой связи соотношением

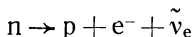
$$\tau = \frac{192\pi^3 \hbar^7}{c^4 m_\mu^5 G_{cl}^2} \text{ с}, \quad (7.162)$$

где m_μ — масса мюона. Такого рода зависимость времени жизни от константы связи следует из нашего диаграммного подхода. Константа связи — это коэффициент при узле (§ 5, п. 5). Амплитуда распада пропорциональна G_{cl} . Вероятность распада пропорциональна квадрату модуля амплитуды, т. е. G_{cl}^2 . А время жизни обратно пропорционально вероятности распада (гл. VI, § 2). Множитель $\hbar^7/c^4 m_\mu^5$ получается из соображений размерности. И только для коэффициента $192\pi^3$ требуется прямое вычисление.

Другим чисто лептонным процессом является лептонный распад τ -лептона. Существующие экспериментальные данные очень неполны. Они не противоречат предположению о том, что диаграммы распадов $\tau^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau$ (и сходных распадов τ^+) аналогичны диаграмме рис. 7.70.

4. Перейдем теперь к распадам адронов с сохранением странности. Согласно сказанному в п. 2 одним из продуктов такого распада должно быть нейтрино (ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_μ или $\tilde{\nu}_\mu$). Лептонные заряды равны нулю для всех адронов. Поэтому для соблюдения сохранения лептонных зарядов нейтрино должно вылетать из адрона в паре с другим лептоном. Примером слабого распада адрона с сохранением странности является β -распад, который мы подробно рассмотрели в гл. VI, § 4. Посмотрим, как связан β -распад с другими

процессами, обусловленными слабыми взаимодействиями. По аналогии с диаграммой рис. 7.70 и для β -распада свободного нейтрона



можно попытаться считать элементарной диаграмму рис. 7.71. Допущение об элементарности узла рис. 7.71 явно неестественно, поскольку нуклон, как мы знаем из § 7, имеет сложную структуру. Более того, даже если и предположить, что элементарное слабое взаимодействие само по себе описывается узлом рис. 7.71, то сильные взаимодействия, казалось бы, должны превратить реальную диаграмму в сумму ряда других. Например, перед испусканием пары $\tilde{\nu}_e - e^-$ нейтрон с вероятностью порядка единицы может испустить виртуальный пион, который затем поглотится протоном (рис. 7.72). Отсюда следует, что порядок времени жизни нейтрона по-прежнему будет определяться слабым узлом рис. 7.71, так как сильные взаимодействия происходят гораздо быстрее слабых. Но относительные ориентации спинов, распределение электронов по энергиям и не-

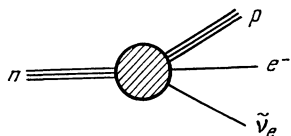


Рис. 7.71. Диаграмма β -распада нейтрона.

которые другие характеристики распада, казалось бы, существенно изменятся. Удивительным образом это изменение оказывается крайне незначительным. Именно, если просто принять, что узлы $(\mu e \nu \tilde{\nu}_\mu)$ (см. рис. 7.70) и $(\mu e \tilde{\nu}_e)$ (см. рис. 7.71) совершенно одинаковы, т. е. описываются тем же $V - A$ -вариантом с одной и той же константой связи (7.162), то для всех величин, характеризующих β -распад нуклона (время жизни, форма энергетического спектра, взаимная ориентация спинов), получается согласие теории с экспериментом с точностью до 2%.

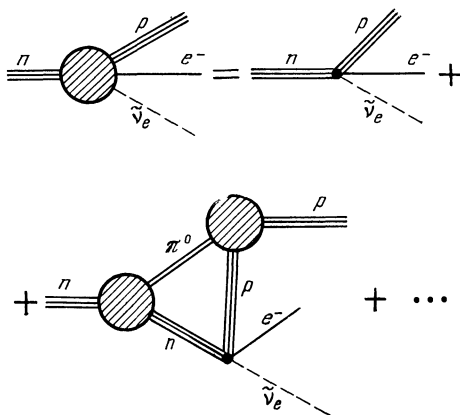


Рис. 7.72. Искажение простейшей диаграммы β -распада нейтрона сильными взаимодействиями.

С точки зрения развитых в § 5 представлений о механизме взаимодействия элементарных частиц изображенное на рис. 7.72 суммирование непременно должно иметь место. Поэтому тот факт, что реально процесс почти полностью описывается первым членом этой суммы, требует объяснений. Мы не можем здесь привести эти объяснения в деталях. Скажем

только, что они основаны на использовании изотопической инвариантности сильных взаимодействий («сохранение векторного тока», С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, 1956), и на феноменологической гипотезе, называемой частичным сохранением аксиального тока.

В результате удалось получить такое описание слабых взаимодействий, в котором объяснены и сходства процессов рис. 7.70 и 7.72, и небольшие различия между ними. Более того, в этом описании удалось предсказать и ряд новых эффектов, получивших опытное подтверждение. Так, было предсказано существование β -распада заряженного пиона

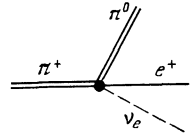
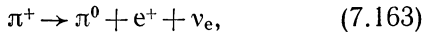
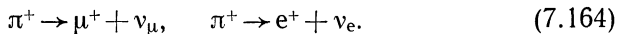


Рис. 7.73. Диаграмма β -распада положительного пиона.

причем этот распад (опять-таки несмотря на влияние сильных взаимодействий) должен хорошо описываться количественно элементарной диаграммой рис. 7.73 с той же самой константой связи $G_{с.л.}$. Наблюдение распада (7.163) крайне сложно и трудоемко, так как его вероятность в 10^8 раз меньше, чем для обычного распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Все же существование распада (7.163) удалось надежно установить (Ю. Д. Прокошкин, 1962), а его вероятность оказалась такой, как предсказали теоретики. Отметим, что из существования β -распада нуклона прямо следуют и другие (кроме (7.163)) способы распада заряженного пиона:



За счет сильных взаимодействий пион может виртуально распасться на нуклон и антинуклон, а нуклон (или антинуклон) уже может подвергнуться β -распаду (рис. 7.74).

Мы видим, что в нейтринных распадах с сохранением странности вырисовывается единый слабых взаимодействий. Все эти распады описываются элементарным узлом одного и того же вида («четырёх-фермионное взаимодействие» — в узле встречаются четыре фермионных линии) с одной и той же константой связи.

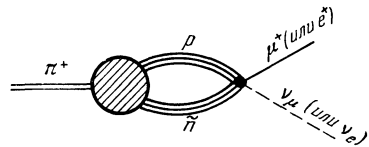
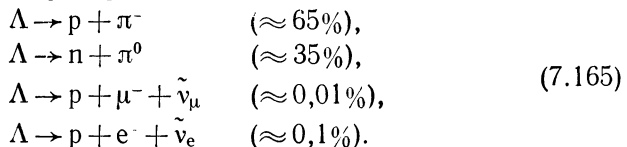


Рис. 7.74. Один из возможных механизмов распада положительного пиона.

5. Посмотрим теперь, что можно сказать о распадах с изменением странности. Эти распады идут как без участия, так и с участием нейтрино. Например,



Для объяснения последних двух распадов можно попытаться ввести по аналогии с рис. 7.70, 7.71, 7.73 узлы, изображенные на рис. 7.75.

Сравнение расчетных цифр с опытными показывает, что узлы рис. 7.75 хорошо описывают лептонные распады Λ -частицы, но

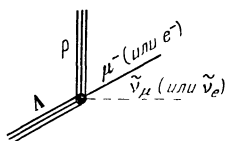


Рис. 7.75. Диаграмма лептонного распада Λ -гиперона

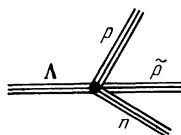


Рис. 7.76. Узел распада Λ -частицы на два нуклона и антинуклон

соответствующие константы связи оказываются примерно в четыре раза меньше $G_{\text{с.л}}$. Общее, хотя и феноменологическое объяснение этой особенности странных частиц будет дано ниже в п. 11.

Для объяснения безнейтринных распадов Λ -частицы необходимо ввести еще один узел, например, соответствующий виртуальному распаду Λ на антинуклон и два нуклона (рис. 7.76). С помощью этого узла и с участием сильных взаимодействий возможны оба безнейтринных распада (7.165), как это указано на рис. 7.77. Конечно, существует много других диаграмм, приводящих к тем же распадам, что и на рис. 7.77, но имеющих большее число узлов сильных взаимодействий. Роль этих диаграмм может и не быть малой. Поэтому точные расчеты распадов $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$; $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ не удастся провести. Качественные оценки дают время жизни Λ -частицы, близкое к опытному по порядку величины.

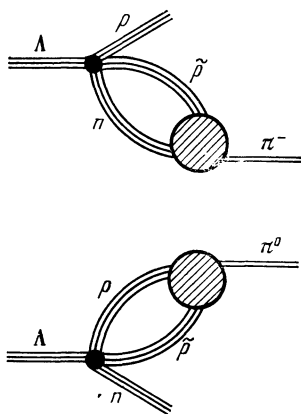
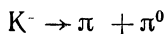


Рис. 7.77. Диаграммы возможных способов распада Λ -частицы.

Надо ли вводить новые узлы для объяснения распадов других странных частиц? Ответ на этот вопрос труден, из-за того, что все эти распады искажаются сильными взаимодействиями, влияние которых никто не умеет учитывать. Можно лишь сказать, что необходимости в новых узлах уже нет в том смысле, что любой известный распад можно выразить через один из приведенных выше узлов слабых взаимодействий и через какие-то узлы сильных взаимодействий. Например, распад



может произойти следующим образом. Сначала сильным взаимодействием каон виртуально расщепится на антипротон и Λ -гиперон, которые за счет слабого узла рис. 7.76 перейдут в антипротон и нейтрон. Последние две частицы путем сильного взаимодействия

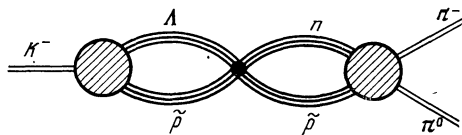


Рис. 7.78 Возможная диаграмма распада $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$.

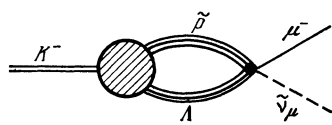


Рис. 7.79. Возможная диаграмма распада $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

превращаются в два пиона. На рис. 7.78 изображена соответствующая диаграмма. Нейтринный распад

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

может идти, например, по диаграмме рис. 7.79, содержащей «слабый» узел рис. 7.75.

Для распада Ξ^- -гиперона

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$$

можно предложить цепочку процессов, выражаемую диаграммой рис. 7.80. И здесь весь процесс состоит из сильных взаимодействий и одного слабого узла рис. 7.76.

Напомним, что в узле можно менять ориентацию концов во времени, заменяя при этом соответствующую частицу античастицей (§ 5, п. 8). К сожалению, все эти картинки носят чисто иллюстративный характер. В лучшем случае по ним можно оценивать порядки времен жизни частиц. Эти оценки подтверждают, что константы связи узлов рис. 7.75 и 7.76 имеют порядок $G_{с.л.}$. Ниже в пп. 10, 11 мы увидим, что вопрос об элементарных узлах для слабых взаимодействий имеет более глубокую и общую трактовку.

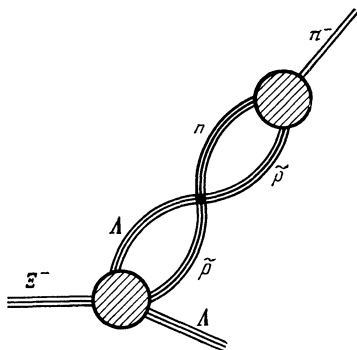


Рис. 7.80. Возможная диаграмма распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$.

6. Для слабых распадов с изменением странности удалось отметить три интересных правила отбора.

Первое из этих правил состоит в том, что абсолютное значение странности при распаде может меняться не более чем на единицу:

$$|\Delta S| = 0, 1. \quad (7.166)$$

Для распадов каонов и гиперонов Λ , Σ^\pm это правило выполняется тривиально, так как здесь $|S| = 1$ для распадающейся частицы и $S = 0$ для всех продуктов распада. Нетривиальным следствием правила (7.166) является запрет распадов гиперонов со странностями $S = -2$ и $S = -3$ сразу на нестранные частицы. Например,

$$\begin{aligned} \Xi^- &\not\rightarrow p + \pi^-, \\ \Xi^0 &\not\rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \\ \Omega^- &\not\rightarrow p + \pi^-. \end{aligned} \quad (7.167)$$

Все эти и им подобные распады до сих пор не наблюдались. Другое подтверждение этого правила мы приведем ниже в п. 8 при рассмотрении свойств нейтральных каонов. Если принять, что распады с изменением странности обусловлены элементарными диаграммами рис. 7.75 и 7.76, то правило $|\Delta S| = 1$ будет выполняться автоматически, поскольку для распада $|\Delta S| = 2$ потребуется два слабых узла, так что соответствующая вероятность получится ничтожно малой. Но это — не столько объяснение правила отбора, сколько принятие его во внимание.

Второе правило отбора состоит в том, что изотопический спин при распаде с изменением странности меняется только на $1/2$:

$$|\Delta T| = 1/2. \quad (7.168)$$

Это правило отбора подсказывается соотношением (7.21), согласно которому из (7.167) следует, что проекция T_z изотопического спина должна меняться на $1/2$:

$$|\Delta T_z| = 1/2. \quad (7.169)$$

Но из (7.169) получается, что сам изотопический спин может измениться не только на $1/2$, но и, например, на $3/2$. Поэтому (7.168) является ограничением, дополнительным к (7.169). Правилom отбора (7.168) предсказывается ряд соотношений между вероятностями w различных распадов. Из табл. 7.9 видно, что эти правила довольно хорошо выполняются.

Наконец, третьим заслуживающим упоминания правилом отбора является соотношение

$$\Delta Q = \Delta S \quad (7.170)$$

для распадов с участием лептонов. Здесь через ΔQ обозначено изменение при распаде суммарного электрического заряда адронов (полный электрический заряд всех частиц измениться не может).

Этим правилом разрешаются распады

$$\begin{aligned} K^0 &\rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-, \\ \Sigma^- &\rightarrow n + e^- + \tilde{\nu}_e, \\ \Xi^0 &\rightarrow \Sigma^+ + e^- + \tilde{\nu}_e \end{aligned} \quad (7.171)$$

и запрещаются сходные распады:

$$\begin{aligned} K^0 & \text{---} // \text{---} \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+, \\ \Sigma^+ & \text{---} // \text{---} \rightarrow p + e^+ + \nu_e, \\ \Xi^0 & \text{---} // \text{---} \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e. \end{aligned} \quad (7.172)$$

Опытные данные хорошо согласуются с запретами (7.172) и им подобными. О происхождении этих интересных правил отбора см. ниже п. 11.

Т а б л и ц а 7.9. Сравнение рассчитанных теоретически с учетом правила $|\Delta T| = 1/2$ и экспериментальных отношений вероятностей распадов

	Теория	Эксперимент
$\frac{\omega(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0)}{\omega(K_S^0 \rightarrow 2\pi^0)}$	0	$2 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\omega(\Lambda \rightarrow p + \pi^-)}{\omega(\Lambda \rightarrow n + \pi^0)}$	2	≈ 2
$\frac{\omega(K_S^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\omega(K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)}$	1/3	$\approx 1/3$
$\frac{\omega(K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-)}{\omega(K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+)}$	4	≈ 3
$\frac{\omega(K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}{\omega(K^+ \rightarrow \pi^+ + 2\pi^0)}$	2	≈ 2

7. Ярким проявлением или, если угодно, сильным аргументом в пользу единства взаимодействий, ответственных за слабые распады, является то, что во всех этих распадах имеет место несохранение четности. Физический смысл несохранения четности и его проявление в β -распаде поляризованных ядер мы уже подробно рассматривали в гл. VI, § 4. Напомним, что несохранение четности указывает на то, что частица не обладает зеркальной симметрией, т. е. не переходит сама в себя при зеркальном отражении. Поэтому при несохранении четности два подобных опыта, проведенных на двух установках, одна из которых является зеркальной копией другой, приводят к результатам, не являющимся зеркальной копией один другого.

Несохранение четности при распаде (7.160) мюона может быть установлено опытом, принцип (но не техническое решение) которого тот же, что и положенный в основу опыта Ву (гл. VI, § 4). Именно, если измерять угловое распределение электронов, вылетающих при распаде покоящегося поляризованного мюона, то оно оказывается несимметричным относительно плоскости, перпендикулярной

спину мюона. Существует и другой способ установления несохранения четности, применимый к любым процессам с участием частиц со спином. Этот способ основан на следующем простом правиле: если при распаде неполяризованной частицы или в результате реакции с неполяризованными частицами вылетают продольно поляризованные частицы, то четность не сохраняется. Продольной называется поляризация (т. е. степень ориентированности спина, см. гл. V, § 5, п. 5) вдоль направления импульса частицы. Это правило легко пояснить на примере некантовых макроскопических частиц (рис. 7.81).

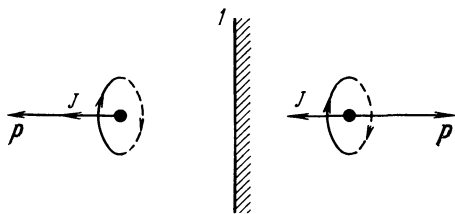


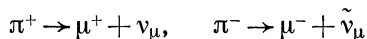
Рис. 7.81. Иллюстрация различного поведения импульса и момента количества движения при отражении в зеркале I .

J — собственный момент количества движения, p — импульс частицы.

Это правило легко пояснить на примере некантовых макроскопических частиц (рис. 7.81).

Из этого рисунка видно, что если ось вращения частицы направлена вдоль импульса, то отдельные точки частицы движутся по винтовым линиям определенной, скажем правой, ориентации. При зеркальном отражении ориентация траекторий частицы меняется. Они становятся левовинтовыми. Это и есть несохранение четности. Для

квантовых микрочастиц классические представления о траекториях становятся чересчур наивными, но вывод о том, что наличие продольной поляризации свидетельствует о несохранении четности, остается в силе. Действительно, наличие продольной поляризации означает, что для частицы не равно нулю скалярное произведение ее спина J на импульс p . Но при отражении в зеркале, показанном на рис. 7.81, импульс изменит знак, а момент не изменится. Поэтому знак продольной поляризации изменится, т. е. опыт, рассматриваемый через зеркало, будет отличаться от реального. Например, установлено, что при пионных распадах



мюон вылетает полностью продольно поляризованным. Значит, и при этом распаде четность не сохраняется.

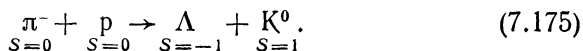
Несохранение четности присуще и нелептонным распадам. Рассмотрим, например, пионные распады заряженных каонов. Здесь все участвующие частицы — бесспиновые, поэтому поляризационные опыты невозможны. Несохранение четности здесь было установлено следующим образом. Каоны могут распадаться как на два, так и на три пиона. Например,



Теперь применим к этим двум реакциям приведенные в гл. IV, § 2 правила отбора по четности. Четность двухпионной системы равна произведению внутренних четностей обоих пионов на $(-1)^l$, где l — их относительный момент количества движения. Так как спины каонов и пионов равны нулю, то из закона сохранения момента следует, что $l = 0$. А поскольку четности обоих пионов отрицательны (см. гл. IV, § 2, п. 5), то для правой части (7.173) получается положительная четность. В трехпионном распаде (7.174) выделяется сравнительно небольшая энергия (75 МэВ). Поэтому распад в основном должен идти в состояние с нулевыми относительными орбитальными моментами пионов. Тем самым четность в правой части (7.174) равна просто произведению внутренних четностей пионов, т. е. отрицательна. (Этот аргумент может показаться недостаточно убедительным, так как энергия 75 МэВ не так уж мала. Не вникая в детали, добавим, что подробный анализ относительных углов разлета пионов подтверждает заключение об отрицательной четности правой части (7.174).) Таким образом, мы видим, что положительный каон распадается как на четную, так и на нечетную системы. Это и значит, что закон сохранения четности нарушается.

Исторически именно распады типа (7.173), (7.174) явились первым указанием на несохранение четности в слабых взаимодействиях. Понимание крушения закона сохранения четности пришло не сразу. Сначала к сосуществованию двух- и трехпионных распадов относились с недоверием. Потом их стали приписывать разным частицам — четному θ -мезону и нечетному τ -мезону. Но массы этих мезонов оказывались поразительно близкими друг к другу. Кроме того, отношение вероятностей распадов (7.173), (7.174) получалось всегда одинаковым, например, не менялось после рассеяния пучка. Наконец, теоретики Ц. Ли и Ч. Янг (1956) решительно заявили, что θ - и τ -частицы тождественны и что в слабых взаимодействиях не сохраняется четность. Для проверки они предложили опыт, вскоре осуществленный Ц. Ву (гл. VI, § 4). Несохранение четности в различных слабых распадах является одним из самых убедительных доказательств единства слабых взаимодействий всех видов.

8. Свообразными свойствами обладает пара нейтральных каонов K^0 и \bar{K}^0 . Это своеобразие обусловлено тем, что эти частицы имеют резко различные свойства по отношению к сильным взаимодействиям и вместе с тем почти не различаются в отношении слабых взаимодействий. Поясним, в чем тут дело. С одной стороны, странности K^0 - и \bar{K}^0 -частиц отличны от нуля и противоположны по знаку. Поэтому, например, при столкновении пиона с нуклоном может возникнуть пара K^0 — гиперон, но не \bar{K}^0 — гиперон:



По той же причине частицы K^0 и \tilde{K}^0 по-разному рассеиваются на различных мишенях. Словом, сильные взаимодействия всегда легко различают, где нейтральный каон, а где антикаон. Если бы слабых взаимодействий не было, то эти частицы являли бы собой нормальную пару частица — античастица. С другой стороны, в слабых взаимодействиях закон сохранения странности нарушается. А так как никаких сохраняющихся зарядов у K^0 -мезонов нет, то они оказываются истинно нейтральными частицами. За счет слабых взаимодействий эти частицы могут переходить друг в друга, причем не только виртуально, но и реально, так как препятствий со стороны законов сохранения энергии и импульса здесь нет:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \rightarrow \tilde{K}^0. \quad (7.176)$$

Под влиянием такого рода переходов между состояниями K^0 и \tilde{K}^0 возникает небольшое взаимодействие. Чтобы понять, к чему это взаимодействие приведет, надо принять во внимание, что если некоторая величина не сохраняется, то она меняется со временем. Поэтому, если в начальный момент у нас был мезон K^0 , так что странность точно равнялась $+1$, то через какое-то время это состояние частично перейдет в \tilde{K}^0 (вспомним, что в квантовой механике возможна суперпозиция, т. е. наложение различных состояний). Этот процесс удобно пояснить аналогией с двумя маятниками, имеющими одинаковые собственные частоты и слабо связанными друг с другом. Если один из маятников (K^0) раскачать, то через некоторое время начнет раскачиваться и второй маятник (\tilde{K}^0), отбирая энергию у первого. Возникает вопрос, существует ли такая суперпозиция состояний K^0 и \tilde{K}^0 , квантовые числа которой не меняются со временем. Если принять (до осени 1964 г. в этом не сомневался никто), что сохраняется CP -четность (см. § 2, п. 9), то эти суперпозиции найти нетрудно. Каон при зарядовом сопряжении C переходит в антикаон, а при инверсии P его волновая функция (при нулевом импульсе) меняет знак (каон нечетен). Обозначая через K^0 и \tilde{K}^0 волновые функции соответствующих частиц, действие операций C и P можно записать в виде

$$CK^0 = \tilde{K}^0, \quad (7.177)$$

$$PK^0 = -K^0, \quad (7.178)$$

откуда

$$CPK^0 = -\tilde{K}^0. \quad (7.179)$$

Очевидно, что состояния K_S^0 и K_L^0 , где

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \tilde{K}^0),$$

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \tilde{K}^0), \quad (7.180)$$

будут под действием операции CP переходить сами в себя:

$$CPK_S^0 = K_S^0, \quad (7.181)$$

$$CPK_L^0 = -K_L^0. \quad (7.182)$$

Из (7.181), (7.182) видно, что состояние K_S^0 является CP -четным ($CP = +1$), а состояние K_L^0 , напротив, CP -нечетное ($CP = -1$). Если комбинированная инверсия CP сохраняется, то состояния K_S^0 и K_L^0 не могут сами по себе переходить друг в друга. В нашей аналогии с двумя слабо связанными одинаковыми маятниками состояниям K_S^0 и K_L^0 соответствуют два собственных колебания: одно, в котором оба маятника качаются с одинаковыми амплитудами синфазно, и другое, в котором маятники качаются в противофазе (рис. 7.82). Из теории колебаний известно, что собственные частоты

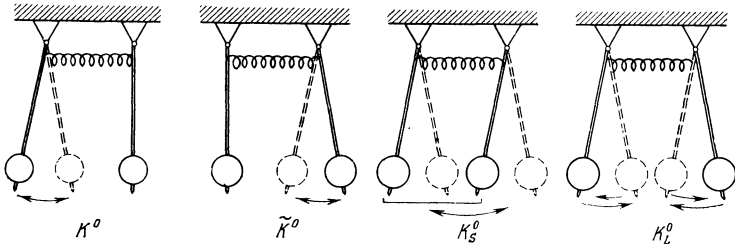


Рис. 7.82. Колебания двух одинаковых слабо связанных маятников.

системы из двух одинаковых связанных колебаний несколько отличаются от частоты свободного колебания. В нашем случае частоте соответствует энергия покоящегося каона, т. е. его масса. Мы приходим к важному результату: в отсутствие слабых взаимодействий массы K^0 и \tilde{K}^0 совпадают (как массы частицы и античастицы), но под влиянием слабых взаимодействий массы частиц K_S^0 и K_L^0 становятся чуть-чуть отличающимися друг от друга. Но главное отличие частиц K_S^0 и K_L^0 состоит в том, что они по-разному распадаются. Это видно из того, что двухпионные системы $\pi^0 - \pi^0$ и $\pi^+ - \pi^-$ при нулевом относительном орбитальном моменте CP -четны:

$$CP = +1 \quad \text{для} \quad \pi^0 - \pi^0 \quad \text{и} \quad \pi^+ - \pi^-. \quad (7.183)$$

Поэтому (опять-таки, если CP сохраняется; из следующего пункта станет ясно, почему мы все время об этом напоминаем) K_L^0 -частица распадаться на 2 пиона не может и вынуждена распадаться более сложными способами, например на три пиона. Поэтому время τ_L жизни K_L^0 -частицы должно значительно превышать время τ_S жизни K_S^0 . И действительно, оказалось, что

$$\tau_S = 0,89 \cdot 10^{-10} \text{ с}, \quad \tau_L = 5,2 \cdot 10^{-8} \text{ с}, \quad (7.184)$$

так что $\tau_L = 600 \tau_S$.

То, что нейтральные каоны в сильных взаимодействиях разделяются по состояниям K^0 и \tilde{K}^0 , а в слабых — по состояниям K_S^0 и K_L^0 , приводит к очень своеобразным эффектам — макроскопическому действию принципа суперпозиции. Например, наблюдался следующий эффект (рис. 7.83), названный опытом Пайса — Пиччиони по именам предложивших его физиков. Пластинка 1 обстреливается пучком отрицательных пионов. В ней образуются K^0 -частицы по реакции (7.175). Частицы \tilde{K}^0 не образуются, так как

у них $S = -1$. Изучаются те каоны, которые вылетают из мишени направо в пустой промежуток между пластинками 1 и 2. Обратив соотношения (7.164), мы получим, что состояние K^0 является суперпозицией K_S^0 и K_L^0 :

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_S^0 + K_L^0). \quad (7.185)$$

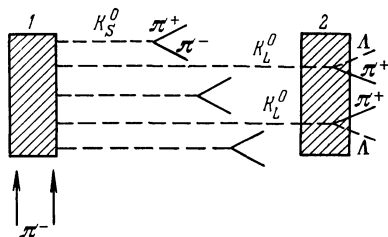
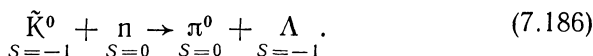


Рис. 7.83. Схема опыта Пайса — Пиччиони.

Расстояние между пластинками подбирается так, что на нем распадается вся короткоживущая компонента K_S^0 . Поэтому в слой 2 вещества попадают частицы K_L^0 , т. е. уже суперпозиция состояний K^0 и \tilde{K}^0 . Таким образом, за счет слабого распада на пути 1—2 в пучке появились каоны противоположной странности. Их можно обнаружить по реакции



Компонента K^0 в этой реакции участвовать не может. Следовательно, при прохождении через слой 2 в пучке уменьшается процент компоненты \tilde{K}^0 и тем самым опять появляется короткоживущая компонента K_S^0 . Такая регенерация частиц за счет только процессов поглощения является типично волновым свойством. Тут есть простая аналогия с оптикой: пусть идет луч света, поляризованный в вертикальной плоскости (K^0). Пропустим этот свет через николю, ориентированный под углом 45° к вертикали (распад K_S^0 -компоненты). Луч станет поляризованным в плоскости под углом 135° к вертикали (K_L^0). В этом луче поляризация имеет как вертикальную (K^0), так и горизонтальную (\tilde{K}^0) составляющие и т. д.

Другим интересным макроскопическим волновым эффектом являются биения в пучке нейтральных каонов, обусловленные разностью масс K_S^0 и K_L^0 -частиц. Эти биения состоят в том, что пучок, состоящий сначала из чистых частиц K^0 , путем процесса (7.176) и ему обратного периодически обогащается и обедняется компонен-

той \tilde{K}^0 . Эти колебания процентного содержания K^0 вокруг равновесного значения постепенно затухают с распадом компоненты K_S^0 . На языке аналогии с маятниками (см. рис. 7.82) эти биения состоят в том, что если первоначально раскачать один маятник (K^0), то со временем сильно раскачается другой (\tilde{K}^0), после чего начнется обратный процесс передачи энергии от второго маятника к первому. Аналогию можно сделать еще более полной, если ввести разные декременты затухания для синфазного (K_S^0) и противофазного (K_L^0) собственных колебаний. Тогда биения (передача энергии от одного маятника к другому) будут постепенно затухать, и система будет стремиться к состоянию собственного колебания с меньшим декрементом затухания (K_L^0). Так как пучок каонов движется, то биения проявляются в том, что процент K^0 осциллирует вдоль пучка. По длине волны этих осцилляций была определена разность масс Δm (т. е. частот) K_S^0 и K_L^0 . Эта разность оказалась очень малой:

$$\Delta m \approx 10^{-5} \text{ эВ} \approx 10^{-38} \text{ г.}$$

Заметим, что эта масса того же порядка, что и ширина размазанности массы K_S^0 -частицы за счет ее нестабильности. Действительно, согласно (2.44)

$$\Gamma_S = \frac{\hbar}{\tau_S} = \frac{10^{-27}}{10^{-10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ эВ} \approx 10^{-5} \text{ эВ.} \quad (7.187)$$

Это совпадение не случайно, а прямо указывает на то, что и распад, и разность масс обусловлены одной и той же причиной — слабыми взаимодействиями. Кстати, если бы не выполнялось приведенное в п. 6 правило отбора $|\Delta S| = 1$, то взаимодействие между K^0 и \tilde{K}^0 (здесь $|\Delta S| = 2$) было бы гораздо более интенсивным, и разность масс Δm оказалась бы больше на много порядков.

9. В экспериментах с нейтральными каонами было сделано одно из фундаментальных и неожиданных открытий шестидесятых годов — несохранение CP -четности. Результаты опыта (Дж. Кристенсон, Дж. Кронин, В. Фитч, Р. Турлей, 1964) заключались в том, что был открыт двухпионный распад K_L^0 -частицы



Этот распад довольно редок. Таким путем распадается лишь 0,2% частиц K_L^0 . В дальнейшем был обнаружен и распад на два нейтральных пиона



Как мы уже объяснили в предыдущем пункте, из существования распадов (7.188), (7.189) прямо следует несохранение CP . Для понимания фундаментальности этого открытия вспомним (гл. VI, § 4), что дало открытие несохранения четности (обычной, т. е. P). С открытием несохранения P выяснилось, что частицы не обладают

зеркальной симметрией. Однако зеркальную симметрию самого пространства удалось спасти допущением о том, что при отражении в зеркале частица переходит в античастицу. Это и означало сохранение CP . Но если CP тоже не сохраняется, зеркальную симметрию самого пространства приходится считать утерянной. Если для опытов с обнаружением процессов (7.188), (7.189) не будет найдено какого-то пока ускользающего от всех объяснения, то придется признать, что мир в зеркале отличается от мира, рассматриваемого непосредственно.

Много труда было потрачено на то, чтобы установить, за счет каких взаимодействий происходит нарушение CP . Из сравнения интенсивностей процессов (7.188) и (7.189) возникает подозрение, что в них нарушается правило $|\Delta T| = 1/2$ (см. п. 6), потому что спин каона равен половине, а в двухпионной системе, получающейся при распаде, велика доля состояния с $T = 2$. Поэтому похоже, что вызывающее этот распад взаимодействие не является чисто слабым. Многие склоняются к тому, что за нарушение CP ответственны электромагнитные взаимодействия. Но и здесь есть трудность, состоящая в том, что такое нарушение привело бы к существованию электрического дипольного момента у нейтрона. Между тем тщательные измерения показали, что с точностью до 10^{-23} см (в единицах элементарного заряда) этот момент равен нулю. Так что вопрос о происхождении нарушения CP пока остается открытым.

Пытались искать нарушение CP и в других процессах. К сожалению, возможности опытов в этом направлении сильно ограничены, так как величина CP имеет определенное значение только в истинно нейтральных системах. Группе Дж. Стейнбергера (1967) удалось установить нарушение CP в лептонных распадах K_L^0 . Оказалось, что распад

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \quad (7.190)$$

идет чуть-чуть более интенсивно, чем распад

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e. \quad (7.191)$$

Именно, отношение вероятностей этих распадов равно

$$\frac{w(\pi^- + e^+ + \nu_e)}{w(\pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e)} = 1 + 5 \cdot 10^{-3}. \quad (7.192)$$

Несмотря на то, что процессы (7.190) и (7.191) очень редки, удалось зарегистрировать 16 миллионов таких распадов, так что цифру (7.192) можно считать вполне надежной. Очевидно, что различие вероятностей прямо указывает на несохранение CP , так как операция CP переводит систему $\pi^- - e^+ - \nu_e$ в $\pi^+ - e^- - \tilde{\nu}_e$.

Открытие несохранения CP стимулировало обсуждение возможности несохранения и других отражений: T (отражение времени), CPT и др. Прямых экспериментов в этом направлении пока не было.

Сохранение CPT следует из общих положений квантовой теории поля. Если же CPT сохраняется, то из несохранения CP следует несохранение T .

10. Изложенный в предыдущих пунктах четырехфермионный вариант теории слабых взаимодействий не является единственным. Приведем более глубокую и получившую наибольшее распространение теорию, основанную на гипотезе существования *промежуточных векторных бозонов*. Основные положения этой теории таковы:

а) Переносчиками слабых взаимодействий являются промежуточные векторные бозоны (т. е. частицы со спином единица). Имеются два заряженных векторных бозона, обозначаемых через W^+ , W^- , и один нейтральный, обозначаемый через Z^0 . Эти бозоны имеют ничтожно малые размеры (так же как лептоны и кварки), очень большие массы (десятки ГэВ) и не подвержены сильным взаимодействиям.

б) Лептоны и кварки подразделяются на левоспиральные дублеты

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L. \quad (7.193)$$

Индекс L означает левоспиральность, т. е. то, что при ультрарелятивистских энергиях (для нейтрино — при всех энергиях) в дублет входит только состояние, в котором спин направлен против импульса. Штрихи у кварков d и s означают, что в дублет входят не сами кварки, а их линейные квантовые суперпозиции

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, \quad s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c. \quad (7.194)$$

Здесь θ_c — подгоночный параметр, называемый углом Каббиво. Из опытных данных следует, что $\theta_c = 0,26$. Не исключено, что существует еще один дублет, содержащий сверхтяжелый Υ -кварк.

в) Каждому дублету (7.193) соответствует элементарный узел слабого взаимодействия, в котором два фермиона связаны с W -бозоном: $\{\nu_e e^- W^-\}$, $\{\nu_\mu \mu^- W^-\}$ и т. д. Эти узлы изображены на рис. 7.84. Все они имеют одну и ту же константу связи g_{cl} .

Разумеется, в соответствии с правилами алгебры реакций § 4, п. 4 и с кроссинг-симметрией узлов (см. § 5, п. 8) задание узлов рис. 7.84 определяет и все узлы, получающиеся из исходных изменением ориентации линий с одновременным изменением знаков всех зарядов частиц, относящихся к этим линиям. Например, из первого узла рис. 7.84, соответствующего элементарному процессу $e^- \rightarrow W^- + \nu_e$, получают узлы элементарных процессов

$$e^- + \tilde{\nu}_e \rightarrow W^-, \quad W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$$

(см. рис. 7.85). Все эти узлы, конечно, имеют ту же константу связи g_{cl} . Кроме того, из сохранения CP (или из сохранения T) следует, что каждому из узлов рис. 7.85 идентичен узел, получающийся

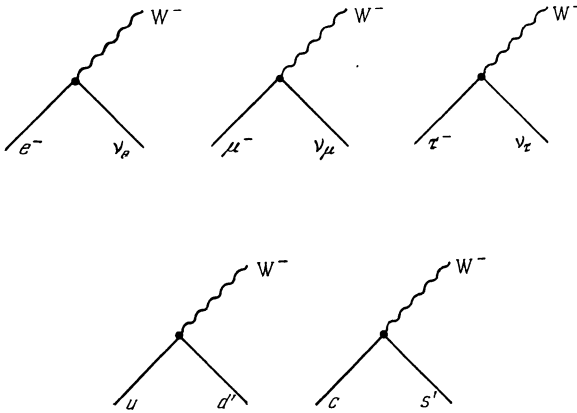
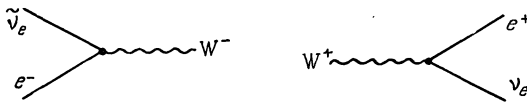
Рис. 7.84. Элементарные узлы слабых взаимодействий, содержащие W^- -бозон.

Рис. 7.85. Узлы, получающиеся из первого узла рис. 7.84 изменением ориентации линий.

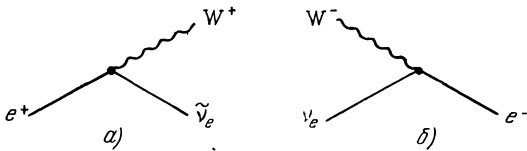
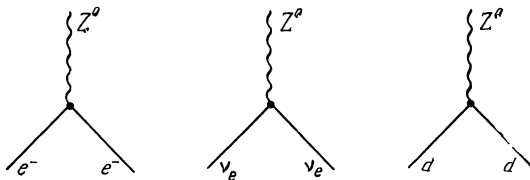
Рис. 7.86. Узлы, получающиеся из первого узла рис. 7.84 действием операций CP (а) и T (б).

Рис. 7.87. Элементарные узлы слабого взаимодействия, содержащие нейтральный векторный бозон.

из исходного либо изменением направлений всех линий, либо изменением знаков всех зарядов на линиях. И в том, и в другом случае возникают все узлы типа изображенных на рис. 7.86.

г) Нейтральный промежуточный векторный бозон Z^0 связан с каждым лептоном (l) и с каждым кварком (q) элементарным узлом типа $\{lZ^0l\}$, $\{qZ^0q\}$. Примеры таких узлов изображены на рис. 7.87. Примеры соответствующих кроссинг-симметричных узлов приведены на рис. 7.88. Все элементарные узлы с Z^0 -бозоном имеют одну и ту же константу связи $g'_{сл}$. Константа $g'_{сл}$ не совпадает с $g_{сл}$, но имеет тот же порядок величины. Явления, обусловленные узлами, содержащими Z^0 -бозон, получили собирательное название процессов с *нейтральными слабыми токами*.

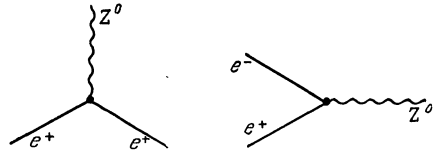


Рис. 7.88. Узлы, получающиеся из 1-го узла рис. 7.87 операциями кроссинг-симметрии.

Рассмотрим теперь, какой вид имеют диаграммы конкретных слабых распадов в теории слабых взаимодействий с промежуточными векторными бозонами W^\pm , Z^0 .

Достижимые в настоящее время энергии столкновений лежат ниже порога рождения этих бозонов. Тем самым сейчас можно исследовать только такие процессы, в которых W^\pm - или Z^0 -частицы участвуют виртуально. На диаграммном языке это соответствует

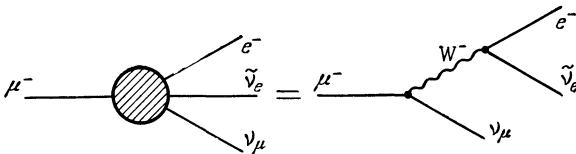


Рис. 7.89. Диаграмма распада мюона с участием векторного бозона.

тому, что бозонная линия должна быть внутренней, т. е. промежуточной (отсюда термин — промежуточный бозон). Поэтому ниже порогов рождения W^\pm -, Z^0 -бозонов процессы слабых взаимодействий описываются четырехфермионными диаграммами типа изображенных на рис. 7.70, 7.71, составленными из трех элементарных узлов: $\{llll\}$, $\{llqq\}$ и $\{qqqq\}$. Каждая такая четырехфермионная диаграмма содержит внешние линии частиц двух (одинаковых или разных) дублетов (7.193). Например, распад мюона описывается диаграммой рис. 7.89. Аналогично, узел β -распада нейтрона (рис. 7.71) расписывается в виде диаграммы рис. 7.90.

Выше в пп. 3, 4 отмечалось, что четырехфермионные узлы $\{\nu_\mu \bar{\nu}_\mu e\}$, $\{\bar{\nu}_\mu \nu_\mu e\}$ и др. с большой точностью можно считать элемен-

тарными. Это обстоятельство объясняется тем, что для всех наблюдаемых слабых распадов масса M распадающейся частицы намного меньше массы бозона: $M \ll M_W$. Действительно, согласно соотношению неопределенностей наличие структуры у четырехфермионного узла начнет проявляться лишь при переданных импульсах порядка $M_W c$ и выше, в то время как импульсы продуктов распада всегда значительно меньше $M c$.

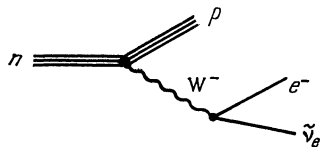


Рис. 7.90. Диаграмма β -распада нейтрона с участием векторного бозона.

Очевидно, что константа связи G_{cl} четырехфермионного узла рис. 7.70, трактуемого как элементарный, пропорциональна g_{cl}^2 . Без доказательства приведем множитель пропорциональности:

$$G_{cl} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{\hbar^2 g_{cl}^2}{M_W^2 c^2}. \quad (7.195)$$

Отметим, что четырехфермионные диаграммы 2-го порядка с виртуальной линией Z^0 -бозона никаких распадов не описывают. О проявлении процессов, соответствующих таким диаграммам, см. ниже в п. 12.

11. Проследим, насколько правильно и полно теория с промежуточными бозонами описывает свойства слабых процессов.

Начнем с правил отбора. Эти правила обеспечиваются прежде всего принятым допущением о том, что W -частица не подвержена сильным взаимодействиям. Это обстоятельство нетривиально, поскольку W -бозон не обладает ни странностью, ни лептонными зарядами. Правило $|\Delta S| = 0, 1$ (7.166) соблюдается ввиду того, что в элементарном узле $\{qqW\}$ странность либо не меняется, либо меняется на единицу в определенную сторону. Так, при рождении W^+ -бозона странность может только возрасти на единицу (например, $\tilde{s} \rightarrow W^+ + \tilde{d}$, $d \rightarrow W^+ + s$ и др.), а при его поглощении, наоборот, только на единицу уменьшиться.

Правило $|\Delta T| = 1/2$ из изложенной теории строго не следует. Приблизительно его можно объяснить так: распад с изменением странности идет через элементарный узел $\{usW\}$, в котором только u -кварк имеет ненулевой изотопический спин, равный как раз $1/2$. Тем самым в этом узле происходит рождение или поглощение изотопического спина $1/2$, что и дает требуемое правило отбора. Следует, однако, учесть, что дополнительное изменение изотопического спина может произойти во втором элементарном узле (например, $\{udW\}$) полного четырехфермионного узла. Реально небольшая доля распадов с $\Delta T = 3/2$ действительно наблюдается. Укажем, что для распадов шармированных мезонов будет $\Delta T = 0$, поскольку изотопический спин равен нулю как для s -, так и для c -кварка.

Правило отбора (7.170) $\Delta Q = \Delta S$ выполняется по той простой причине, что W -бозон заряжен. Поэтому изменение странности

кварка при испускании или поглощении W должно сопровождаться изменением его заряда.

Перейдем к несохранению четности в слабых взаимодействиях. Это явление описывается выбором левоспиральных дублетов в (7.193). Действительно, спиральность частицы меняет знак при отражении P . Поэтому взаимодействию W -бозона в элементарном узле с частицами только одной спиральности (в пределе больших импульсов) как раз и означает несохранение четности, причем максимальное. Отметим, что отбор левоспиральных дублетов в элементарном узле слабого взаимодействия приводит к $V - A$ -варианту четырехфермионного узла (см. п. 3). Отметим еще, что для W -бозона не имеет смысла понятие внутренней P -четности, поскольку эта величина не сохраняется при его участии во взаимодействии.

Ответ на вопрос о степени несохранения четности в Z^0 -бозонном узле в момент написания этих строк неясен. Ясно только, что это несохранение, если оно существует, не может быть максимальным (см. ниже п. 12).

Рассмотрим теперь вопрос об интенсивностях различных распадов. Прежде всего без пояснений укажем, что в теории с промежуточным бозоном сохраняют силу упомянутые в п. 4 соображения, согласно которым учет сильных взаимодействий мало меняет константу связи (теперь уже $g_{c,l}$) для распадов барионов. Поэтому такие опытные факты, как совпадение с высокой точностью констант взаимодействия $G_{c,l}$ для узлов $\{\mu\nu_\mu e\nu_e\}$ и $\{\text{пр}e\nu_e\}$ в предположении их элементарности, сохраняют силу.

Наличие угла Каббиво в дублете (ud') приводит к тому, что константа связи $g_{c,l} \sin \theta_c$ для элементарного узла $\{usW\}$ оказывается в четыре раза меньше константы связи $g_{c,l} \cos \theta_c$ элементарного узла $\{udW\}$, поскольку $\sin \theta_c = 0,26$. Как отмечено в п. 5, именно такое подавление распадов странных частиц наблюдается на опыте. Введение угла Каббиво объясняет универсальность этого эффекта, но, конечно, не его происхождение.

Наличие угла Каббиво в узле (cs') приводит к тому, что для шармированных частиц при прочих равных условиях наиболее вероятными должны быть распады с возникновением одной странной частицы. И действительно, для шармированных D -мезонов преобладающими являются каналы с одним каоном в продуктах распада.

Из других вопросов, связанных с интенсивностями, приведем объяснение наблюдающегося на опыте подавления $e\nu_e$ -канала распада заряженных пионов и каонов. Из таблицы приложения IV видно, что это подавление очень сильное. По сравнению с $\mu\nu_\mu$ -распадом оно составляет четыре порядка для пиона и пять порядков для каона.

Диаграммы распадов пиона и каона приведены на рис. 7.91. Из них прежде всего видно, что процесс невозможен, если вирту-

альный W -бозон имеет точно такой же спин (единица), как и реальный, поскольку пион (или каон), имеющий нулевой спин, даже виртуально может превращаться только в частицу того же спина. Здесь, однако, приходит на помощь отмеченное в § 5, п. 3 свойство виртуальных частиц со спином $J \geq 1$ принимать с некоторой вероятностью значения $J - 1$ и т. д. до нуля (или $1/2$). Поэтому виртуальный W -бозон имеет заметную вероятность возникнуть в состоянии со спином ноль. Только через это состояние и может идти лептонный распад.

Левоспиральность дублетов (7.193) по определению означает, что у вылетающего антинейтрино спин направлен строго по импульсу, а у вылетающего электрона — почти строго против импульса. Поэтому в СЦИ суммарный спин системы $e\bar{\nu}_e$ будет равен

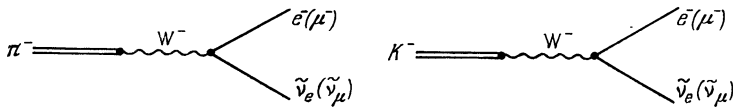


Рис. 7.91. Диаграммы лептонных распадов пионов и каонов.

единице. Тем самым распад $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ может идти либо при вылете пары $e\bar{\nu}_e$ с относительным орбитальным моментом единица, либо при вылете электрона с противоположной спиральностью, т. е. со спином по импульсу. Но первый процесс подавлен из-за малости размеров W -бозона, а второй — из-за ультрарелятивистского характера движения электрона $m_e c^2 \ll E_e$. Это и приводит к подавлению распада. У мюона масса в двести раз больше, чем у электрона. Поэтому его движение не является ультрарелятивистским, так что доля состояния с противоположной спиральностью оказывается немалой. Отношение вероятностей распадов $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ может быть точно рассчитано, поскольку оно не зависит от хотя и неподдающегося расчету, но одинакового для обоих распадов узла $\pi^- \rightarrow W^-$. Расчетное отношение прекрасно согласуется с опытным. Столь же хорошее согласие получается для распадов $K^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Резюмируя, можно сказать, что теория с промежуточным W -бозоном полностью согласуется с опытными данными и дает возможность делать уверенные предсказания во всей области распадных явлений физики слабых взаимодействий.

12. До сих пор мы говорили только о том, как слабые взаимодействия производят распады частиц. Но слабые взаимодействия должны вызывать также реакции рождения и превращения частиц. Обнаружение таких реакций технически крайне трудно, так как из-за малости константы связи соответствующие сечения очень малы. Поэтому наблюдать такие процессы если и можно, то только

в тех случаях, когда они не подавляются конкуренцией сильных и электромагнитных взаимодействий. Другими словами, реакцию, обусловленную слабым взаимодействием, можно надеяться наблюдать только тогда, когда она запрещена для иных взаимодействий. Это условие соблюдается для всех реакций с участием нейтрино или антинейтрино, так как эти частицы участвуют только в слабых взаимодействиях. Соответствующие сечения очень малы, но растут с энергией. Так, для инклюзивных сечений нейтрино-нуклонных столкновений $\nu_{\mu}N$ и $\bar{\nu}_{\mu}N$ с вылетом мюона в интервале энергий 1—10 ГэВ опытные данные таковы:

$$\begin{aligned}\sigma_t(\nu_{\mu}N) &= (0,74 \pm 0,02) E_{\nu_{\mu}} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}, \\ \sigma_t(\bar{\nu}_{\mu}N) &= (0,28 \pm 0,01) E_{\bar{\nu}_{\mu}} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ},\end{aligned}\quad (7.196)$$

где $E_{\nu_{\mu}}$, $E_{\bar{\nu}_{\mu}}$ — энергия нейтрино (антинейтрино) в ГэВ. Малостью нейтринных сечений объясняется крайне медленный прогресс в нейтринных экспериментах. Рост этих сечений с энергией объясняет ускорение развития нейтринных экспериментов с ростом энергии ускорителей и позволяет предсказать еще большее усиление роли нейтринных исследований в будущем.

Реакции под действием нейтрино интересны главным образом в следующих отношениях:

а) регистрация реакций, вызванных нейтрино, является прямым доказательством существования этих частиц;

б) наблюдения реакций под действием нейтрино дают возможность проверить сохранение лептонных зарядов и, в частности, показать, что нейтрино отличаются от антинейтрино, а электронные нейтрино отличаются от мюонных;

в) только в нейтринных реакциях можно установить существование слабых нейтральных токов, т. е. процессов, идущих через виртуальный Z^0 -бозон;

г) только в нейтринных реакциях можно исследовать поведение слабых взаимодействий при больших (порядка 1 ГэВ/с и выше) переданных импульсах.

В будущем нейтринные реакции могут оказаться полезными и в других отношениях, например для поисков новых частиц.

Изложим теперь основные результаты по направлениям а) — г). В 1956 г. Ф. Райнес и К. П. Коуэн провели труднейший опыт (гл. IX, § 4, п. 5), в котором они зарегистрировали реакцию



С другой стороны, Р. Дэвис показал, что аналогичная реакция с превращением нейтрона в протон не идет, т. е. что



В соответствии с теорией сечение реакции (7.197) оказалось равным 10^{-43} см², т. е. примерно на 20 порядков меньше сечений, нормальных для ядерной физики. Чтобы погибнуть в результате такой реакции, нейтрино в среднем должно пройти, например, в свинце расстояние порядка 10^{15} км! Описание этого опыта мы приведем в гл. IX. Регистрация реакции (7.197) является прямым доказательством существования антинейтрино, а отсутствие реакции (7.198) доказывает закон сохранения лептонного заряда.

Вопрос о различии мюонного и электронного нейтрино возник сравнительно поздно. Долгие годы мюонные и электронные нейтрино считались тождественными и тем самым обладающими одинаковыми лептонными зарядами. Соответственно одинаковые лептонные заряды приписывались электрону и отрицательному мюону. Но если так, то все квантовые числа мюона и электрона совпадают, и ничто не препятствует мюону распадаться на электрон и γ -квант. Но, несмотря на усилия экспериментаторов, этот распад не наблюдался:

$$\mu^- - // \rightarrow e^- + \gamma. \quad (7.199)$$

Наконец, следуя принципу «все, что не происходит в микромире, запрещено законами сохранения», разные авторы стали обсуждать гипотезу о различии мюонного и электронного нейтрино и о существовании двух сохраняющихся лептонных зарядов. Проверка этой гипотезы возможна только с помощью реакции. Надо убедиться в том, что нейтрино, вылетающие при мюонном распаде пиона

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (7.200)$$

способны рождать мюоны

$$\nu_\mu + p \rightarrow p + \mu^- \quad (7.201)$$

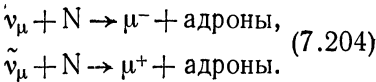
и не способны рождать электроны,

$$\nu_\mu + p - // \rightarrow p + e^-. \quad (7.202)$$

Практическое осуществление такого эксперимента сначала казалось совершенно фантастичным. Действительно, электронное антинейтрино с трудом удалось зарегистрировать, воспользовавшись мощным потоком этих частиц от ядерного реактора. Но мюонные нейтрино в ядерных реакторах не рождаются. Тем не менее и эту задачу удалось решить, воспользовавшись новыми более эффективными методами регистрации и тем, что нейтринные сечения, как и все сечения реакций, обусловленных слабыми взаимодействиями, быстро (линейно в ЛС, см. (7.196)) растут с энергией. О самом опыте мы расскажем в гл. IX, § 4, п. 11. Здесь же отметим, что опыт подтвердил наличие реакции (7.201) и отсутствие реакции (7.202). Тем самым было установлено различие электронного и мюонного нейтрино:

$$\nu_e \neq \nu_\mu. \quad (7.203)$$

В семидесятых годах техника нейтринных экспериментов продвинулась настолько, что различные реакции, возникающие при столкновении нейтрино с нуклонами, стали эффективным средством исследования динамических свойств нуклонов. Так, для инклюзивных сечений были получены соотношения (7.196). Исходные опытные данные приведены на рис. 7.92. Измерялись сечения инклюзивных реакций



Соответствующие диаграммы приведены на рис. 7.93. Из этих диаграмм следует, что величины $\sigma_t(\nu_\mu N)$, $\sigma_t(\tilde{\nu}_\mu N)$ пропорциональны инклюзивному сечению рассеяния виртуального W -бозона на адроне.

Прямолинейность графиков рис. 7.92 свидетельствует о выполнении скейлинга (см. § 7, п. 11) и налагает ограничения на нижнее возможное значение массы W -бозона (см. ниже п. 14).

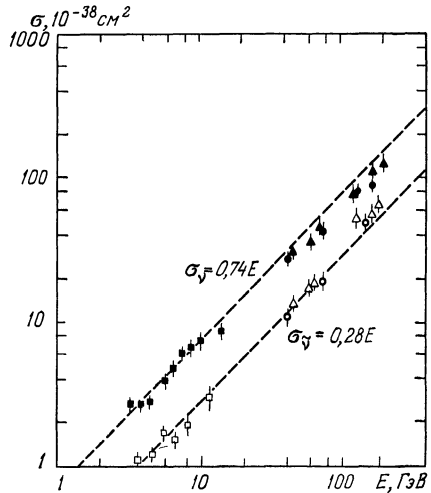


Рис. 7.92. Энергетическая зависимость полных сечений взаимодействия $\nu_\mu N$ и $\tilde{\nu}_\mu N$. Темные обозначения относятся к ν_μ -реакциям, светлые — к $\tilde{\nu}_\mu$ -реакциям. Точки разных типов получены разными группами экспериментаторов.

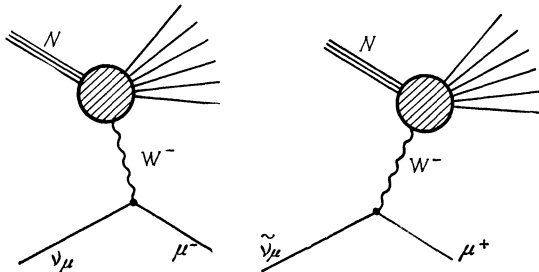


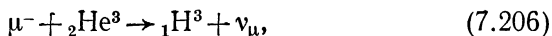
Рис. 7.93. Диаграммы процессов (7.204).

Несмотря на малость нейтринных сечений и даже благодаря этой малости, не исключено, что нейтринные процессы играют существенную роль в балансе энергии звезд и даже Вселенной в целом (см. гл. XII, § 1, п. 12).

13. Упомянем еще об одной реакции, вызываемой слабыми взаимодействиями, а именно, о захвате отрицательных мюонов ядрами. Такой мюон, попадая в вещество, легко (ему не мешает принцип Паули) проникает сквозь электронные оболочки атома и «садится» на свою собственную K -оболочку, радиус которой в двести раз меньше радиуса соответствующей электронной оболочки за счет большей массы мюона. В результате мюон оказывается в непосредственной окрестности ядра и проводит внутри него заметную долю своего времени. Это делает весьма вероятной реакцию μ^- -захвата:



Такая реакция наблюдалась в водороде по энергичным нейтронам отдачи. Наблюдались и процессы мюонного захвата на других ядрах, например,



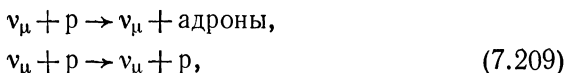
Эти реакции позволили дополнительно проверить некоторые выводы универсальной теории слабых взаимодействий. Например, из сравнения вероятности реакции (7.205) и периода полураспада ядра бора



были получены значения констант связи β -распадного узла рис. 7.71 и родственного ему мюонного узла рис. 7.70. Эти константы оказались совпадающими с точностью до 20%.

14. Перейдем к вопросу о нейтральных слабых токах. Прежде всего легко убедиться, что четырехфермионные узлы, составленные из элементарных узлов типа изображенных на рис. 7.87, 7.88, не описывают никаких распадов, если не считать экзотических и практически недоступных наблюдению процессов превращения нейтрального мезона в пару нейтрино—антинейтрино. Поэтому нейтральные слабые токи, т. е. процессы, идущие через виртуальный Z^0 -бозон, можно обнаружить только в реакциях с участием нейтрино (или антинейтрино). Для однозначного заключения о существовании слабых токов необходимо, чтобы наблюдаемый процесс не мог идти через виртуальный W -бозон.

Таких «чисто нейтральных» процессов довольно много. Например, наблюдались такие столкновения:



а также аналогичные процессы с участием $\tilde{\nu}_{\mu}$ вместо ν_{μ} , например:



Соответствующие диаграммы приведены на рис. 7.94. Экспериментальное наблюдение этих процессов дополнительно затруднено тем, что нейтрино (или антинейтрино) присутствует не только в начальном, но и в конечном состоянии. Поэтому только в 1973 г. был зарегистрирован первый из процессов (7.209).

Установлены такие свойства нейтральных токов.

а) Эффективная константа связи $G_{сл}^{нейтр}$ слабого четырехфермионного узла имеет тот же порядок, что и $G_{сл}$, но немного меньше последней:

$$G_{сл}^{нейтр} = \beta G_{сл}, \quad \beta \leq 1. \quad (7.211)$$

Об этом свидетельствует, например, тот факт, что отношения сечений процессов $\nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + p \rightarrow \mu^- (\mu^+) + \text{адроны}$ к сечениям $\nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + p \rightarrow \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + \text{адроны}$ имеют порядок 3 в исследованной области энергий.

б) В процессах с нейтральными токами четность также не сохраняется, но ее нарушение, видимо, не является максимально возможным. Считается, что выполняется смешанный $V - 0,8A$ -вариант взаимодействия. Это означает, что Z^0 -бозон с вероятностью, пропорциональной 1^2 , является векторным и с вероятностью, пропорциональной $(0,8)^2$, — псевдовекторным.

Отметим, что на ускорителях высоких энергий получают пучки только ν_μ и $\tilde{\nu}_\mu$, но не ν_e и $\tilde{\nu}_e$ (см. гл. IX, § 3). Поэтому процессы под действием $\tilde{\nu}_e$ исследуются только при низких энергиях на реакторах. В частности, обнаружен процесс $\tilde{\nu}_e e^-$ -рассеяния (Ф. Райнес и др., 1976)



К сожалению, этот процесс может идти не только через Z^0 -бозон, но и через W . Поэтому существование этого процесса не дает сведений о взаимодействии $\nu_e, \tilde{\nu}_e$ через Z^0 -бозон.

Через Z^0 -бозон может осуществляться слабое взаимодействие между двумя электронами, а также между электроном и нуклоном. Это взаимодействие ничтожно по сравнению с электромагнитным, но может проявиться в несохранении четности в процессах испускания и поглощения света атомами. Это несохранение четно-

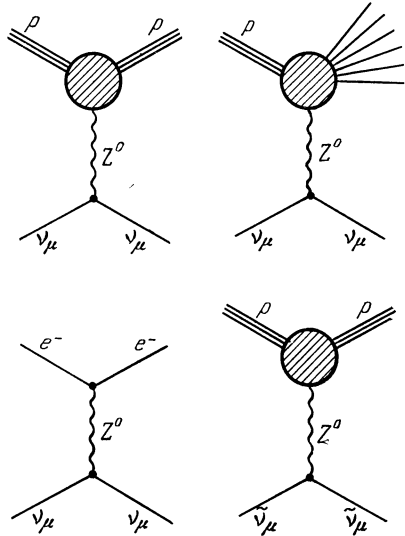


Рис. 7.94. Диаграммы процессов, идущих только с участием нейтральных токов.

сти должно приводить к тому, что, например, в магнитном дипольном (MI , см. гл. VI, § 6) излучении появляется небольшая когерентная примесь электрического дипольного (EI). В тяжелых атомах, в частности для двух линий (6476 и 8755 Å) спектра атома висмута эта примесь должна быть сравнительно большой. Именно, по оценкам отношение амплитуд EI/MI должно составлять $(3-4) \cdot 10^{-7}$. Эта примесь EI -излучения может быть замечена по повороту плоскости поляризации при прохождении поляризованного излучения той же длины волны через пары висмута. Соответствующий тонкий эксперимент был проделан в 1978 г. в Новосибирске и подтвердил теорию Вайнберга — Салама, излагаемую в следующем пункте.

15. В настоящее время существует тенденция рассматривать различные типы взаимодействий не изолированно, а как различные проявления общего единого взаимодействия. Теория таких единых взаимодействий еще находится в процессе становления, а по своей сложности далеко выходит за рамки настоящей книги. Однако эта теория позволила сделать оправдавшиеся предсказания, поразительные по их глубине, общности и абстрактности исходных идей. Поэтому дадим понятие об этих исходных идеях и перечислим главные предсказания.

Теорию слабых взаимодействий можно строить на трех уровнях глубины и сложности.

На первом, самом простом, уровне элементарными считаются четырехфермионные узлы типа $\{\mu e \nu_e \nu_\mu\}$ (см. рис. 7.71) и т. п. Именно на этом уровне проведено изложение в первых девяти пунктах настоящего параграфа. Соответствующая теория называется четырехфермионной. Достоинство четырехфермионной теории состоит в том, что можно установить такой набор четырехфермионных узлов, что получится полное согласие с имеющимися опытными данными. Недостатки этой теории:

а) Для подбора узлов, дающих согласие теории с опытом, нет общего руководящего принципа (другими словами, исходная теория в выборе системы элементарных узлов допускает большой произвол, устраняемый лишь путем подгонки под опытные данные).

б) Теоретические сечения неограниченно растут с энергией.

в) Теория неперенормируема, т. е. вычисления для всех диаграмм с замкнутыми петлями приводят к таким бессмысленным бесконечным выражениям, которые не удастся сделать конечными с помощью техники перенормировок, разработанной для квантовой электродинамики (см. § 6, п. 8).

На втором уровне принимается гипотеза о заряженном промежуточном векторном бозоне W . Здесь уже элементарными считаются узлы типа изображенных на рис. 7.84. Достоинства этой теории таковы:

а) Элементарные узлы уже не подбираются из сравнения с опытными данными, а получаются из общего принципа: каждый узел

имеет три линии, из которых одна W -бозонная, а две фермионные от одного из дублетов (7.193). При этом для составных четырехфермионных узлов (таких как на рис. 7.90) автоматически получается $V-A$ -вариант.

б) При достаточно большой массе W -бозона теория прекрасно согласуется с опытными данными по слабым распадам.

в) Рост сечения прекращается при переданных импульсах $\Delta q \approx M_W c$.

Недостатки этой теории:

а) Свойство неперенормируемости остается, хотя и ослабляется: при $M_W = 0$ теория уже перенормируема.

б) Нейтральные токи (т. е. Z^0 -бозон) могут быть введены в теорию, но не являются для нее необходимыми; точно так же не является необходимым дублет с шармированным кварком. Главным предсказанием теории с промежуточным W -бозоном является само существование этой частицы.

На третьем уровне теория слабых взаимодействий объединяется с теорией электромагнитных взаимодействий (С. Вайнберг и А. Салам, 1967). В этой объединенной теории принимается глубокая фундаментальная гипотеза калибровочной инвариантности.

Поясним это понятие. Калибровочная инвариантность — это такая симметрия уравнений движения, в которой преобразование симметрии определено в каждой точке пространства и в каждый момент времени, причем преобразования в разных точках и в разные моменты времени могут быть различными. Конкретно калибровочная симметрия слабых взаимодействий состоит в следующем. Для дублетов (7.193) существует симметрия типа изотопической инвариантности (см. гл. V, § 6). Именно уравнения движения инвариантны по отношению к преобразованиям типа (5.34), в которых состояния дублетов заменяются на их линейные суперпозиции. Например,

$$\psi'_{\nu_e} = \alpha \psi_{\nu_e} + \beta \psi_{e^-}, \quad \psi'_{\nu_\mu} = \alpha \psi_{\nu_\mu} + \beta \psi_{\mu^-}, \quad (7.213)$$

где коэффициенты α , β подчинены тем же условиям нормировки, что и в (5.34), но могут быть функциями координат и времени:

$$\alpha = \alpha(x, y, z, t), \quad \beta = \beta(x, y, z, t). \quad (7.214)$$

Условие (7.214) и отражает свойство калибровочной инвариантности. Очевидно, что калибровочная инвариантность является существенно более высокой симметрией, чем обычная, поскольку калибровочных преобразований симметрии гораздо больше, чем обычных. Действительно, обычной симметрии изотопического типа соответствует частный случай не зависящих от времени функций α и β в (7.213). Из-за сходства инвариантности (7.213) с изотопической дублеты (7.193) часто называют *слабыми изотопическими дублетами*. Употребляется также термин *слабый изотопический спин*.

Чем выше симметрия, тем больше ограничений она накладывает на возможную форму теории. А чем меньше произвол в теории, тем больше ее предсказательная мощь. Поэтому неудивительно, что принятие существования калибровочной инвариантности довольно жестко фиксирует теорию и тем самым позволяет сделать ряд сильных предсказаний.

В объединенной калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий принимаются следующие исходные допущения:

а) существует калибровочная инвариантность по отношению к преобразованиям типа (7.213) для слабых изотопических дублетов;

б) существует калибровочная инвариантность электромагнитных взаимодействий (одно из проявлений этой инвариантности — возможность добавления произвольного четырехмерного градиента к четырехмерному векторному потенциалу электромагнитного поля);

в) величины $g_{c.l.}$, $g'_{c.l.}$ имеют тот же порядок, что и $g_{e.l.}$;

г) имеет место спонтанное нарушение симметрии вакуума, приводящее к несимметрии свойств компонент дублетов (7.193); спонтанным нарушением обусловлено все различие электромагнитных и слабых взаимодействий;

д) все векторные бозоны, кроме одного (фотона), обладают массой.

Теория, построенная на основе этих допущений, приводит к таким предсказаниям:

а) существование не менее трех массивных векторных бозонов W^\pm , Z^0 и соответственно существование нейтральных токов;

б) из существования слабого изотопического дублета $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ следует существование шармированного кварка и дублета $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$;

в) существование нейтрального скалярного бозона, называемого *хиггсовским*; масса хиггсовского бозона может быть очень велика, например, несколько сотен ГэВ, так что вопрос о его опытным обнаружении еще долго не будет актуальным. Открытия нейтральных токов и шармированных частиц явились сильнейшими аргументами в пользу единой калибровочной теории. Другим важным достоинством калибровочной теории является ее перенормируемость. Недостатком единой калибровочной теории является ее громоздкость, соединенная с серьезными математическими трудностями последовательной квантовой трактовки.

Ключевым вопросом как для второго, так и для третьего уровней теории является существование W^- - и Z^0 -бозонов. Оценка их массы получается, если подставить $g_{c.l.} = g_{e.l.}$ в (7.195), и приводит к величине M_W примерно 70 ГэВ. Более точная оценка дает

$$M_W = \frac{37,5}{\sin \theta_W} \text{ ГэВ}, \quad M_{Z^0} = \frac{75,0}{\sin 2\theta_W} \text{ ГэВ}, \quad (7.215)$$

где величина θ_W , называемая углом Вайнберга, является одной из немногих произвольных констант теории. По оценкам из других опытных данных $\sin^2 \theta_W = 0,3$, так что $M_W = 68$ ГэВ, $M_{Z^0} = 82$ ГэВ. W -бозон будет быстро распадаться на пару частиц одного из дублетов (7.193), а Z^0 -бозон — на пару частица—античастица. Экспериментально массы W - и Z^0 -бозонов должны прежде всего проявиться в отклонениях от линейности для нейтринных инклюзивных сечений типа изображенных на рис. 7.92. Экспериментальная точность линейности этих сечений такова, что должно быть $M_W, M_{Z^0} > 20 - 30$ ГэВ. Следующее поколение ускорителей даст возможность достигнуть гипотетического порога рождения векторных бозонов и проверить гипотезу о их существовании.

16. В заключение всей главы об элементарных частицах отметим, что существует заманчивая идея объединить в единую калибровочную теорию три взаимодействия — сильное, электромагнитное и слабое, так, чтобы все различие между ними было обусловлено спонтанным нарушением симметрии вакуума. Предпосылкой к такому объединению служит глубокое сходство основных элементарных частиц и элементарных узлов всех теорий — в каждой теории элементарный узел содержит две фермионные линии и одну векторную бозонную. Проведение этой идеи в жизнь наталкивается на очень серьезные трудности, как математические, так и физические. Основная физическая трудность состоит в неизбежном появлении многих «лишних» частиц, не укладываемых в совокупность имеющихся опытных данных. Эти «лишние» частицы, как правило, могут иметь массы, намного превышающие массы известных частиц.

Можно надеяться, что появление новых ускорителей более высоких энергий приведет к качественно новому этапу познания фундаментальных свойств микромира.