

ПРОХОЖДЕНИЕ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

§ 1. Вводные замечания

1. Целью этой главы является ответ на вопрос о том, что происходит при прохождении потока заряженных микрочастиц или γ -квантов через различные вещества. Вопрос естественно распадается на два:

а) Что произойдет с частицами (какое расстояние они пройдут, куда денутся и т. д.)?

б) Что произойдет с веществом (ионизация, появление вторичной радиоактивности, ...)?

На первый вопрос мы здесь ответим полностью. Что же касается второго вопроса, то мы рассмотрим лишь непосредственно относящиеся к ядерной физике явления ионизации среды и вторичной активности в ней. Другие воздействия излучений, такие, как изменения структуры, прочности и т. д., будут рассмотрены в гл. XIII. О биологическом действии излучений мы расскажем также в гл. XIII.

Очевидно, что процессы, возникающие при прохождении частиц через вещество, имеют исключительно важное практическое значение как для самой ядерной физики, так и для соприкасающихся с ней областей науки и техники. Без хорошего знания этих процессов нельзя понять методов регистрации ядерных частиц или, например, рассчитать толщину бетонной стены для радиационной защиты от ядерных излучений ускорителя частиц.

2. Мы будем рассматривать прохождение таких заряженных частиц и γ -квантов, энергии которых на несколько или на много порядков превышают среднюю энергию связи электронов в атомах, называемую *средним ионизационным потенциалом* I . Для величины I выполняется эмпирическое соотношение

$$I \approx 13,5 \cdot Z \text{ эВ.} \quad (8.1)$$

Таким образом, мы будем рассматривать прохождение через вещество частиц с энергиями от 0,01—0,1 МэВ и выше вплоть до тысяч ГэВ. Наибольший практический интерес представляет интервал энергий от нескольких кэВ до 10 МэВ. Энергии проходящих

через вещество частиц во всей этой области мы будем здесь называть высокими, подразумевая при этом, что они велики по сравнению с I .

3. Общая картина прохождения частиц высокой энергии через вещество крайне сложна. Частицы сталкиваются с электронами, находящимися на различных оболочках, рассеиваются кулоновскими полями ядер, а при достаточно больших энергиях вызывают и различные ядерные реакции. Кроме того, при достаточно высоких энергиях ядер неизбежно возникают разнообразные вторичные эффекты. Например, как мы увидим ниже, пучок высокоэнергичных электронов порождает в веществе мощный поток вторичных γ -квантов, который необходимо учитывать при расчете, скажем, радиационной защиты. Это, однако, вовсе не значит, что процессы прохождения через вещество совершенно не поддаются расчету. Целый ряд важнейших величин, характеризующих эти процессы, удастся довольно точно рассчитать или хотя бы оценить. Этому способствуют следующие причины.

Во-первых, при прохождении заряженных частиц и γ -квантов через вещество основную роль играют хорошо изученные электромагнитные взаимодействия. Роль ядерных взаимодействий в большинстве случаев мала из-за короткодействия ядерных сил, а также из-за того, что электронов в веществе гораздо больше, чем ядер. Поэтому мы в этой главе будем в основном изучать электромагнитные взаимодействия частиц с веществом. Только в §§ 5 и 6 мы немного коснемся роли ядерных взаимодействий.

Второе серьезное упрощение возникает за счет того, что энергия проходящих частиц значительно превышает энергию связи электронов в атомах. Это часто позволяет пренебрегать энергиями связи электронов вещества с атомами, т. е. трактовать эти электроны как свободные в момент столкновения с проходящей частицей. Там, где это существенно, взаимодействие электронов с ядрами часто можно с хорошей точностью учесть, считая, что каждый электрон имеет энергию связи, равную среднему ионизационному потенциалу (8.1). Ниже при рассмотрении конкретных процессов мы увидим, что возможны и дополнительные достаточно реалистичные упрощающие предположения, справедливые для отдельных конкретных процессов.

Многие величины, определяющие процесс прохождения, не поддаются точному расчету из-за сложности физической картины. Такие величины приходится находить опытным путем. Но даже в этом случае необходимо хотя бы качественно понять основной механизм процесса, чтобы знать, какие именно экспериментальные константы надо определить, чтобы получить нужную информацию о процессах такого рода.

4. Посмотрим теперь, какие факторы определяют течение процесса прохождения частиц через вещество. Из рассуждений преды-

дущего параграфа следует, что основную роль должны играть следующие характеристики частиц и вещества:

масса	}	частицы,
заряд		
энергия		
плотность	}	вещества.
атомный номер		
средний ионизаци-		
онный потенциал		

Заметим, что здесь перечислены далеко не все свойства частиц и вещества. Для процессов прохождения несущественны, например, спин частицы, температура, твердость вещества (защиты из графита и алмаза эквивалентны).

5. Из-за преобладающей роли электромагнитных процессов прохождение заряженных частиц и γ -квантов через вещество является разделом скорее атомной, чем ядерной физики. Но падающие частицы обладают энергиями, характерными для ядерной физики. Поэтому с процессами прохождения исследователи сталкиваются при изучении или использовании ядерных излучений.

6. По механизму прохождения через вещество исследуемые нами частицы можно разбить на три группы: 1) тяжелые заряженные частицы; 2) легкие заряженные частицы и 3) γ -кванты. К легким заряженным частицам мы относим электроны и позитроны, к тяжелым — все остальные. При переходе от одной группы частиц к другой характер прохождения качественно меняется.

7. Для других (отличных от γ -квантов) нейтральных частиц электромагнитное взаимодействие либо полностью отсутствует (для нейтрино), либо очень мало. Огромный практический интерес представляет взаимодействие с веществом интенсивных потоков нейтронов. Эти процессы в основном не атомные, а ядерные. Они будут рассмотрены в гл. X и XI. Нейтрино подвержены только слабым взаимодействиям, так что эти частицы могут свободно проходить в веществе астрономические расстояния. Поэтому вопрос о прохождении потоков нейтрино через вещество интересен главным образом для астрофизики и будет рассмотрен в гл. XII, § 1.

§ 2. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество

1. Основной механизм взаимодействия тяжелых заряженных частиц высокой энергии с веществом таков. Частица, пролетая сквозь вещество, «расталкивает» атомные электроны своим кулоновским полем. За счет этого частица постепенно теряет энергию, а атомы либо ионизируются, либо возбуждаются. Растеряв свою энергию,

частица останавливается. Из-за дальнедействующего характера кулоновских сил пролетающая частица успевает «растолкать» очень большое количество электронов.

Сама пролетающая частица при столкновении с отдельным электроном мало отклоняется от своего пути из-за ее большой массы (сравнительно с массой электрона). К тому же и эти малые отклонения почти целиком компенсируют друг друга при огромном числе хаотически ориентированных столкновений. Поэтому траектория тяжелой заряженной частицы в веществе практически прямолинейна.

2. Основными физическими величинами, характеризующими прохождение тяжелых частиц, являются *потери энергии* $-dE/dx$ на единицу пути и *полный пробег* R частицы в веществе. Частица может терять энергию различными способами (столкновения с электронами, кулоновские столкновения с ядрами, ядерные столкновения с ядрами и т. д.). Соответственно полные потери получаются суммированием потерь, обусловленных различными механизмами. Как мы уже упоминали, для тяжелых заряженных частиц основными являются потери за счет ионизации и возбуждения атомных электронов вещества. Эти потери объединяются под общим названием *ионизационных*. В этом параграфе мы будем рассматривать только ионизационные потери. Рассмотрение других видов потерь мы отложим до § 5.

3. При некоторых разумных допущениях величину ионизационных потерь можно вычислить без особого труда. Эти допущения в их самой простой (несколько грубоватой) форме таковы:

а) Будем считать применимым классическое (неквантовое) рассмотрение процесса столкновения частицы с электроном. В соответствии с соотношением неопределенностей неквантовое рассмотрение применимо при достаточно больших прицельных параметрах столкновения b и при больших импульсах p налетающей частицы:

$$pb \gg \hbar. \quad (8.2)$$

б) Будем считать, что скорости атомных электронов среды настолько малы по сравнению со скоростью налетающей частицы, что эти электроны практически не сдвигаются с места за время столкновения. Для этого необходимо, чтобы и скорость электрона в атоме, и скорость, приобретаемая электроном при столкновении, были бы значительно меньше скорости налетающей частицы. Таким образом, это условие накладывает довольно жесткие ограничения снизу на энергию E налетающей частицы:

$$E \gg \frac{M}{m} E_e, \quad (8.3)$$

где M — масса частицы. Для ориентировки укажем, что даже в таком легком ядре, как кислород, средняя кинетическая энергия

электронов K -оболочки имеет порядок 0,5 кэВ, так что энергия налетающей α -частицы должна превышать 2 МэВ. Более детальная оценка будет проведена немного ниже в п. 6.

в) Будем трактовать электроны вещества как свободные, т. е. пренебрегать энергиями их связи с атомами.

Очевидно, что первые два допущения становятся несправедливыми при очень малых параметрах столкновения, а последнее до-

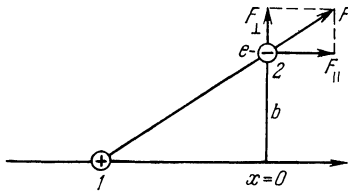


Рис. 8.1. Схема действия кулоновских сил при столкновении заряженной частицы 1 с электроном 2 вещества.

пущение, наоборот, при очень больших. В рамках этих трех допущений величина ионизационных потерь рассчитывается следующим образом. Сначала вычислим потерю энергии частицей при столкновении с одним электроном. Прицельное расстояние обозначим через b . Направим ось x вдоль траектории налетающей частицы и поместим начало отсчета по этой оси в точке максимального сближения частицы с электроном (рис. 8.1).

Пролетая мимо электрона (который

в соответствии с допущением б) мы считаем находящимся на одном и том же месте в течение всего столкновения), частица непрерывно действует на него электростатической силой F , направленной по прямой, соединяющей частицы, и равной по абсолютной величине

$$F = \frac{ze^2}{\sqrt{x^2 + b^2}}, \quad (8.4)$$

где z — заряд частицы в единицах элементарного заряда. Суммарный импульс, переданный электрону за все время столкновения, равен

$$q = \int F dt. \quad (8.5)$$

Рассмотрим проекции F_{\parallel} и F_{\perp} силы F на направления, параллельное и перпендикулярное скорости частицы. Из допущения б) следует, что

$$\int F_{\parallel} dt = 0,$$

так как при подлете компонента F_{\parallel} имеет один знак, а при отлете — противоположный, причем скорость частицы практически постоянна в течение всего столкновения. Поперечная же компонента, наоборот, все время имеет один и тот же знак, так что вклад от нее накапливается. Тем самым полный импульс q , переданный электрону, перпендикулярен скорости частицы и определяется соотношением

$$q = \int F_{\perp} dt.$$

Перейдем теперь от интегрирования по времени к интегрированию по координате x и воспользуемся постоянством скорости v частицы в течение столкновения:

$$q = \int F_{\perp} dt = \frac{1}{v} \int F_{\perp} dx. \quad (8.6)$$

Интеграл (8.6) можно вычислить непосредственно, воспользовавшись выражением (8.4) для абсолютной величины силы. Но проще применить обходный прием. Перейдем от силы F к электрическому полю E частицы:

$$F = -eE \quad (8.7)$$

(знаком минус учтена отрицательность заряда электрона). Применим теперь теорему Гаусса к бесконечному цилиндру радиуса b с осью вдоль оси x . Получим

$$\int E_{\perp} dS = 4\pi ze,$$

где dS — элемент площади цилиндра, т. е.

$$dS = b d\varphi dx.$$

Подынтегральное выражение не зависит от угла φ , так что

$$\int E_{\perp} dS = 2\pi b \int E_{\perp} dx. \quad (8.8)$$

Подставив (8.7) и (8.8) в (8.6), получим, что переданный электрону импульс равен по абсолютной величине

$$q = \frac{2ze^2}{bv}. \quad (8.9)$$

Передав электрону такой импульс, частица потеряет энергию

$$\frac{q^2}{2m} = \frac{2z^2e^4}{v^2mb^2}. \quad (8.10)$$

Для получения суммарного изменения энергии $-dE/dx$ на единицу пути выражение (8.10) надо умножить на число n электронов в единице объема и проинтегрировать по области на плоскости, перпендикулярной направлению движения; тогда

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{q^2}{2m} n 2\pi b db,$$

т. е.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{v^2 m} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \text{ эрг/см.} \quad (8.11)$$

Область интегрирования в (8.11) ограничена окружностями с радиусами b_{\max} и b_{\min} .

4. При интегрировании по всей плоскости пределы b_{\max} и b_{\min} были бы равны соответственно бесконечности и нулю. Но это привело бы к физически бессмысленному результату (частица тормозится мгновенно). Причиной возникновения такого результата является то, что наши упрощающие предположения становятся неправильными при очень больших и очень малых прицельных параметрах. Поэтому область интегрирования в (8.11) приходится ограничить кольцом от b_{\max} до b_{\min} , а области вне этого кольца рассмотреть отдельно.

Найдем допустимые значения величин b_{\max} , b_{\min} . При слишком больших прицельных параметрах нарушается допущение v) и становятся существенными силы, действующие на электрон со стороны внутриатомных полей. Когда же прицельный параметр возрастет настолько, что время столкновения

$$\tau = b/v \quad (8.12)$$

начнет превышать период $2\pi/\omega$ обращения электрона по атомной орбите,

$$\tau \gg 1/\omega, \quad (8.13)$$

то частица перестанет возбуждать атом и поэтому не будет терять энергию. Для пояснения приведем такую аналогию. Если пружину резко толкнуть, то в ней возбуждятся колебания. А если пружину сжать и отпустить достаточно плавно, то колебания в ней не возникнут. Из этих соображений для b_{\max} получается оценка

$$b_{\max} = v/\bar{\omega}, \quad (8.14)$$

где $\bar{\omega}$ — средняя частота обращения электронов вещества по их атомным орбитам. Умножив $\bar{\omega}$ на постоянную Планка, мы получим величину, имеющую размерность энергии:

$$\bar{I} = \hbar\bar{\omega}. \quad (8.15)$$

Эту величину следует приравнять среднему ионизационному потенциалу (8.1).

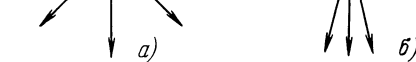


Рис. 8.2. Продольное сжатие электрического поля релятивистской заряженной частицы

а) Силовые линии электрического поля покоящейся частицы, б) силовые линии релятивистской частицы.

При релятивистских скоростях налетающей частицы оценку (8.14) приходится видоизменить. Это изменение обусловлено продольным сжатием поля налетающей частицы (рис. 8.2). В результате этого сжатия время столкновения уменьшается и становится порядка

$$\tau_{\text{рел}} = \frac{b}{v} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (8.16)$$

где $\beta = v/c$. Поэтому в релятивистском случае оценка для b_{\max} принимает вид

$$b_{\max} = \frac{v}{\bar{\omega} \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{рел.}). \quad (8.17)$$

Перейдем теперь к рассмотрению очень малых прицельных параметров. В этой области нарушаются допущения а) и б). Область применимости допущения а) о неквантовом характере столкновения ограничена неравенством (8.2). Из этого неравенства для минимально допустимого значения b'_{\min} прицельного параметра получается оценка

$$b'_{\min} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{mv}, \quad (8.18)$$

или, в релятивистском случае,

$$b'_{\min} = \frac{\hbar}{mv} \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (8.19)$$

Отметим, что в формулы (8.18) и (8.19) подставлена масса электрона, а не налетающей частицы, так как динамика относительного движения двух частиц определяется их приведенной массой (см. приложение I), которая близка к массе легкой частицы, если разнице масс частиц велико.

Рассмотрим теперь область применимости допущения б) о неподвижности электрона в течение всего столкновения. Из (8.10) видно, что в рамках этого допущения при достаточно малом прицельном параметре электрону передавалась бы сколь угодно большая энергия. На самом деле, однако, даже при лобовом столкновении частица, движущаяся со скоростью v , может передать электрону скорость не более $2v$ и тем самым энергию, не превышающую $2mv^2$. (Действительно, в системе покоя частицы электрон в лучшем случае может отскочить от нее, как от абсолютно упругой стенки, т. е. изменить скорость на $2v$.) Поэтому наше рассмотрение заведомо перестанет быть справедливым при $b < b''_{\min}$, где b''_{\min} — такое прицельное расстояние, при котором из формулы (8.10) получается значение $2v$ для скорости электрона:

$$q = 2vt, \quad b''_{\min} = \frac{ze^2}{mv^2}. \quad (8.20)$$

В релятивистском случае для b''_{\min} вместо (8.20) получается формула

$$b''_{\min} = \frac{ze^2}{mv^2} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (\text{рел.}). \quad (8.21)$$

Очевидно, что нижнее предельно допустимое значение прицельного параметра равно

$$b_{\min} = \max \{b'_{\min}, b''_{\min}\}. \quad (8.22)$$

Сравним теперь пределы b'_{\min} и b''_{\min} :

$$\frac{b''_{\min}}{b'_{\min}} = \frac{ze^2}{\hbar v} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{z}{\beta} = \frac{z}{137\beta}. \quad (8.23)$$

Из этого сравнения видно, что практически всегда $b'_{\min} \gg b''_{\min}$, т. е. квантовые эффекты начинают влиять раньше, чем эффекты за счет смещения электронов. Например, для протона с энергией 10 МэВ величина β имеет порядок 0,1, так что

$$b'_{\min} \approx 10b''_{\min}.$$

Таким образом, мы получили оценки (8.17) и (8.19) соответственно для величин b_{\max} и b_{\min} , входящих в формулу (8.11). Заметим, что высокой точности от этих оценок не требуется, поскольку зависимость от оцениваемых величин в формуле (8.11) логарифмическая, т. е. довольно слабая. Как мы уже говорили, столкновения при параметрах удара, превышающих b_{\max} , не создают ионизационных потерь. Можно показать, что и столкновения при $b < b_{\min}$ также дают пренебрежимо малый вклад в ионизационные потери из-за квантового «размазывания» процесса.

Подставив (8.15), (8.17) и (8.19) в (8.11), мы получим окончательное выражение для ионизационных потерь:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{\Gamma(1-\beta^2)}. \quad (8.24)$$

Это соотношение называется *формулой Бора*. Имеется несколько уточненных вариантов этой формулы. Например, более точной, чем (8.24), считается формула

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \left\{ \ln \frac{2mv^2}{\Gamma(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\}. \quad (8.25)$$

Формула Бора позволяет, по крайней мере качественно, а часто и количественно, понять характерные черты процесса торможения тяжелых заряженных частиц в веществе в обширной области энергий частиц (от нескольких МэВ до десятков и сотен ГэВ.)

5. Посмотрим, какие выводы можно сделать из формул Бора (8.24) или (8.25). Прежде всего из этих формул видно, что ионизационные потери определяются небольшим числом физических величин — скоростью и зарядом частицы, а также числом электронов в единице объема и средним ионизационным потенциалом вещества. При этом зависимость от среднего ионизационного потенциала — логарифмическая, т. е. довольно слабая. Число n электронов в единице объема пропорционально плотности ρ вещества:

$$n = \frac{Z\rho N}{A}. \quad (8.26)$$

(Здесь N — число Авогадро, A — атомная масса, Z — число электронов в атоме.) Поэтому потери прямо пропорциональны плотности

вещества. Отсюда, в частности, следует, что величина $-dE/d(\rho x)$ примерно одинакова для всех веществ. Величину ρx , имеющую размерность г/см², здесь удобно принять за единицу длины. Например, в этих единицах обычно рассчитывается требуемая толщина защиты от радиоактивных излучений. Очень характерна сильная зависимость потерь от скорости. При этом в противоположность силам сопротивления в газах и жидкостях потери тем больше, чем ниже скорость. Именно поэтому треки частиц в камере Вильсона или в фотоэмульсии (гл. IX, § 4) резко утолщаются к концу. В следующем пункте мы увидим, что при очень малых скоростях реальная зависимость потерь от скорости становится менее сильной, чем в формуле (8.24), благодаря эффекту перезарядки. При очень больших энергиях скорость стремится к своему верхнему пределу ($v \rightarrow c$), так что выражение перед логарифмом приближается сверху к константе. Зато логарифм растет, хотя и медленно, из-за убывания множителя $(1 - \beta^2 \rightarrow 0)$ в знаменателе под знаком логарифма. Поэтому на кривой потери — энергия имеется минимум, лежащий примерно при $E = 2Mc^2$, где M — масса частицы. Логарифмическое возрастание потерь с ростом энергии является существенно релятивистским эффектом.

В формулу Бора (8.24) не входят ни масса, ни энергия частицы. Поэтому при одной и той же скорости потери, скажем, для пиона и протона, одинаковы. Выразим теперь в этой формуле скорость через энергию и массу частицы (нерелятивистский случай):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 n M}{Em} \ln \frac{2mE}{\hbar \omega M}. \quad (8.27)$$

Из (8.27) видно, что при нерелятивистских скоростях потери при одной и той же энергии с хорошей точностью пропорциональны массе. Поэтому треки у тяжелых частиц жирнее и короче, чем у легких. Напротив, в ультрарелятивистском случае, как мы увидим ниже в п. 2 следующего параграфа, ионизационные потери при одной и той же энергии почти не зависят от массы частицы. В заключение этого пункта отметим, что квадратичная зависимость потерь от заряда частицы на практике редко бывает существенной, так как в большинстве случаев проходящие частицы имеют один и тот же единичный заряд (в единицах элементарного заряда). Но именно благодаря этой зависимости α -частицы и особенно многократно заряженные тяжелые ионы очень сильно тормозятся в веществе.

6. Формула Бора (8.24) перестает быть справедливой при очень малых и очень больших энергиях частицы. При этом в обоих случаях реальные потери оказываются меньше расчетных. Посмотрим, чем вызваны эти отклонения. При малых скоростях налетающих частиц, когда

$$v \ll u,$$

где u — средняя скорость движения электрона в атоме, становится существенным эффект перезарядки. Этот эффект состоит в том, что пролетающая частица захватывает (а иногда, наоборот, теряет) электроны. Перезарядка в среднем приводит к уменьшению ионизационных потерь. Например, медленный протон, захватив электрон, становится нейтральной (правда, сравнительно громоздкой) системой, что сразу же снижает потери. Особенно сильно эффект перезарядки проявляется для тяжелых многократно заряженных ионов, таких, как шестикратно заряженный (т. е. потерявший шесть электронов) ион кислорода. Такие ионы «жадно» захватывают электроны и к тому же имеют относительно большие энергии при низких скоростях. Благодаря перезарядке при уменьшении энергии

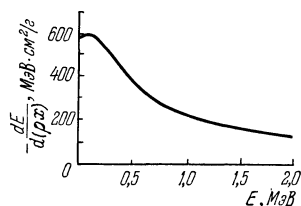


Рис. 8.3. Кривая ионизационных потерь $-dE/d(\rho x)$ протона в воздухе (ρ — плотность воздуха).

частицы кривая потерь не уходит в бесконечность, как это следовало бы из (8.24), а достигает максимума и с дальнейшим уменьшением скорости слегка падает (рис. 8.3).

При очень высоких энергиях сказывается эффект электрической поляризации среды под действием поля частицы. Поляризация приводит к резкому уменьшению или, как говорят, к экранировке поля частицы и тем самым к уменьшению потерь. При нерелятивистских скоростях частицы радиус экранировки (т. е. расстояние, начиная с которого поляризация среды компенсирует поле частицы) превышает размеры атома. В этом случае экранировка проявляется лишь на расстояниях, больших b_{\max} , т. е. там, где ионизационных потерь и так нет. Но в ультрарелятивистском случае поле частицы сплющивается, становится сильно неоднородным. В результате поляризация начинает проявляться на сравнительно малых расстояниях. Точный количественный расчет явлений поляризации и особенно перезарядки сложен. Поэтому для учета этих явлений пользуются эмпирическими данными. Эти данные обычно приводят в виде соотношения пробег — энергия.

7. Потеряв всю энергию, частица останавливается. Расстояние, пройденное частицей в веществе, называется *пробегом*. Пробег, конечно, зависит от энергии, массы и заряда частицы. Пробег R определяется формулой

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-dE/dx}, \quad (8.28)$$

где E_0 — энергия частицы до попадания в вещество. Если принять для величины потерь выражение (8.24), то для пробега получится

выражение

$$R = \frac{M}{z^2} f(v), \quad (8.29)$$

где функция $f(v)$ для заданного вещества одинакова для всех частиц. Если пренебречь слабой логарифмической зависимостью от скорости, то функция $f(v)$ будет пропорциональна v^4 ; следовательно,

$$R \propto v^4. \quad (8.30)$$

Однако реально, как мы говорили в предыдущем пункте, формула (8.24) перестает быть справедливой при малых энергиях налетающей частицы. Поэтому истинный пробег зависит от энергии частицы и от типа вещества более сложным образом, чем это диктуется формулами (8.29), (8.30). Уточненное выражение для пробега можно получить так. Разделим полный пробег на две части: пробег до того момента, когда становится существенным эффект перезарядки, и остаточный пробег. Очевидно, что вторая часть пробега не зависит от начальной энергии, т. е. равна некоторой постоянной C . Значение постоянной C различно для разных частиц и разных веществ. Это значение приходится определять опытным путем. Для первой же части пробега выполняется соотношение (8.29), где функция $f(v)$ зависит, причем слабо, только от рода вещества, но не от сорта налетающих частиц. Выражение для полного пробега теперь примет вид

$$R = \frac{M}{z^2} f(v) + C. \quad (8.31)$$

В качестве примера укажем, что экспериментальное значение постоянной C для пробегов протонов и α -частиц в воздухе при комнатной температуре и нормальном давлении равно 0,2 см. Наконец, для ориентировки в порядках величин отметим, что в алюминии пробег протона с энергией 5 МэВ равен 0,06 мм, а с энергией 10 МэВ — 0,17 мм.

§ 3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество

1. Прохождение электронов и позитронов через вещество качественно отличается от прохождения остальных заряженных частиц. Главной причиной этого является малость масс электрона и позитрона. Напомним, что среди остальных заряженных частиц легкой является мюон, масса которого в 200 раз больше электронной. Из-за малости массы для налетающего электрона (позитрона) относительно велико изменение импульса при каждом столкновении в веществе. А это в свою очередь приводит к тому, что электрон, во-первых, может значительно отклониться от первоначального направления движения и, во-вторых, может породить

при столкновениях кванты электромагнитного излучения. Первый из только что упомянутых эффектов проявляется в том, что электрон движется в веществе не по прямой; за счет же второго эффекта для электронов становятся существенными радиационные потери, т. е. потери энергии на электромагнитное излучение.

Кроме того, при столкновении налетающего электрона с электронами вещества проявляются так называемые обменные эффекты, возникающие из-за неразличимости сталкивающихся электронов. Обменные эффекты имеют существенно квантовое происхождение (см. гл. V, § 5, п. 4). Поэтому их влияние на процесс прохождения не очень велико. При прохождении позитронов обменные эффекты не возникают, но зато становится возможным процесс аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества (см. гл. VII, § 6). Относительная роль аннигиляционных эффектов также невелика. Поэтому процесс торможения примерно одинаков для электронов и позитронов.

В дальнейшем в этом параграфе мы для определенности будем говорить об электронах, поскольку с позитронными пучками на практике работают несравненно реже, чем с электронными.

2. Механизм ионизационных потерь для электронов в общем такой же, как и у других заряженных частиц. Поэтому эти потери и в случае электронов описываются формулой (8.11). Однако b_{\max} и b_{\min} в этой формуле приходится выбирать несколько по-другому из-за малости массы электрона и из-за действия эффектов квантово-механического обмена. С учетом этих и некоторых других поправочных эффектов для ионизационных потерь электронов получается выражение

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mv^2} \left\{ \ln \frac{mv^2 E}{2I^2 (1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right\}, \quad (8.32)$$

где под E подразумевается релятивистская кинетическая энергия электрона:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2.$$

При нерелятивистских энергиях $\beta \ll 1$, и формула (8.32) сведется к виду

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2I} \quad (\text{нерел.}). \quad (8.33)$$

В ультрарелятивистском случае $E \gg mc^2$, и формула (8.32) примет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \left\{ \ln \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right\} \quad (\text{ультрарел.}). \quad (8.34)$$

В отличие от тяжелых частиц, для электронов на практике важны оба эти предельных случая, так как граничная энергия mc^2 равна 0,5 МэВ. Поэтому электрон становится ультрарелятивистским уже при энергии в несколько МэВ.

Сравним теперь ионизационные потери для электронов и для тяжелых заряженных частиц.

Прежде всего обратим внимание на то, что множители перед логарифмом в (8.25) и в (8.32) одинаковы. Это означает, что при одной и той же скорости потери примерно одинаковы для однократно заряженных частиц любых масс, в том числе, например, для протонов и для электронов. Так, при $1/\sqrt{1-\beta^2} = 10$ ионизационные потери электрона и протона различаются всего на 5%. Потери при одной и той же энергии в нерелятивистском случае, как мы уже говорили в п. 5 предыдущего параграфа, пропорциональны массе частицы. Таким образом, потери для протона низкой энергии примерно в 2000 раз превышают потери для электрона той же энергии. Это различие очень важно на практике, особенно для методов регистрации заряженных частиц (см. следующую главу). Например, в ядерных фотоэмульсиях протон с энергией в 5 МэВ оставляет отчетливый след, а электрон такой же энергии практически незаметен. Но при высоких энергиях ситуация коренным образом меняется. Скорость v приближается к своему пределу c , и выражение перед фигурными скобками в (8.25) и в (8.32) превращается в константу. Остается существенной лишь зависимость от энергии (или, что то же самое, от $1/\sqrt{1-\beta^2}$) под логарифмом. Поэтому ионизационные потери для ультрарелятивистских частиц слабо зависят и от энергий частиц, и от их масс. Например, при энергии 10 ГэВ

$$\frac{(-dE/dx)_e}{(-dE/dx)_p} \approx 2,$$

т. е. различие масс в 2000 раз изменяет потери всего в два раза. Поэтому релятивистские частицы (например, в пузырьковой камере, см. следующую главу) трудно отличать друг от друга по толщине треков, так как треки всех заряженных релятивистских частиц имеют практически одинаковую толщину.

3. В электродинамике доказывается, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, обязательно излучает электромагнитные волны. Поэтому заряженная частица излучает при столкновениях с частицами вещества, через которое она проходит. Это излучение называется *тормозным*. Потери энергии частицы на тормозное излучение называются *радиационными*. Интенсивность W тормозного излучения (т. е. количество энергии, излучаемой за секунду) для частицы с ускорением \dot{v} в нерелятивистском некантовом случае определяется соотношением

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 z^2}{c^3} |\dot{v}|^2.$$

Заменив в этой формуле ускорение на силу, деленную на массу, $\dot{v} = F/M$, получим, что интенсивность тормозного излучения при кулоновском столкновении частицы с заряженным центром обратно пропорциональна квадрату массы частицы и прямо пропорциональна квадрату заряда рассеивающего центра. Отсюда прежде всего следует, что если радиационные потери и важны, то только для электронов, но не для тяжелых частиц. Например, радиационные потери для протонов в $(M_p/m)^2 \approx 3 \cdot 10^6$ раз меньше, чем для электронов. Далее, если в ионизационные потери основной вклад дают столкновения налетающей частицы с атомными электронами, то радиационные потери, наоборот, обусловлены столкновениями с ядрами. Действительно, излучение при столкновении с ядром в Z^2 больше, чем при столкновении с электроном, а число электронов лишь в Z раз больше, чем ядер.

Учет квантовых и релятивистских свойств не изменяет этих качественных оценок.

Последовательный релятивистский квантовый расчет приводит к следующей простой формуле для величины $(-dE/dx)_{\text{рад}}$ радиационных потерь:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{E}{t_r}, \quad (8.35)$$

где t_r — постоянная, называемая *радиационной длиной*. Радиационная длина зависит от рода вещества. Так, для воздуха $t_r = 300,5$ м, для свинца $t_r = 0,5$ см.

Так как согласно (8.35) радиационные потери линейно растут с энергией, то, начиная с какой-то критической энергии $E_{\text{кр}}$, они станут преобладающими (конечно, практически только для электронов). Для оценок этой критической энергии полезно приближенное соотношение

$$\frac{(-dE/dx)_{\text{рад}}}{(-dE/dx)_{\text{иониз}}} \approx \frac{ZE \text{ (МэВ)}}{800}. \quad (8.36)$$

Из этой формулы следует, что радиационные потери превышают ионизационные при $E > 800/Z$ МэВ. В области энергий, в которой радиационные потери являются основными, соотношение (8.35) можно проинтегрировать и получить, что энергия электронов высокой энергии экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

$$E = E_0 e^{-x/t_r}.$$

Радиационные длины для ряда веществ приведены в табл. 8.1. Большая величина радиационных потерь у электронов высоких энергий используется в электронных ускорителях для получения пучков γ -лучей (см. гл. IX, § 2).

Таблица 8.1. Радиационные длины и критические энергии для различных веществ

Вещество	Радиационная длина $l_r, \text{г/см}^2$	$E_{кр}, \text{МэВ}$	Вещество	Радиационная длина $l_r, \text{г/см}^2$	$E_{кр}, \text{МэВ}$
H	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Fe	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Воздух	36,2	83	Pb	6,4	6,9

4. Рассмотрим теперь вопрос о пути, проходимом электроном в веществе. При небольших энергиях, т. е. в той области, где преобладают ионизационные потери, путь электрона не будет прямолинейным, поскольку полная релятивистская масса падающего электрона по порядку величины еще близка к массе атомного электрона. Поэтому понятие пробега для электрона данной энергии в данном веществе не является однозначным. Эта неоднозначность

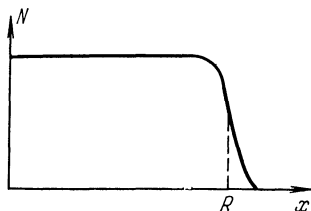


Рис. 8.4. Зависимость числа тяжелых заряженных частиц N , прошедших через слой вещества, от толщины x этого слоя. Пунктиром отмечен пробег R частиц.

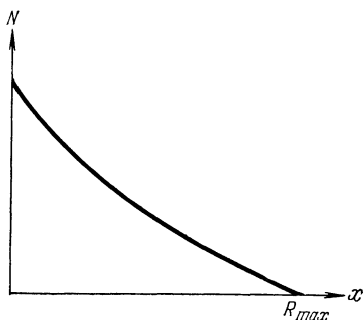


Рис. 8.5. Зависимость числа N электронов, прошедших через слой вещества, от толщины x этого слоя.

иллюстрируется на рис. 8.4 и 8.5. На этих рисунках изображена зависимость числа частиц, прошедших через слой вещества, от толщины этого слоя.

Как видно, для тяжелых частиц кривая этой зависимости сначала идет горизонтально (все частицы проходят слой насквозь), а при толщине, равной пробегу, резко падает до нуля. Для электронов же эта кривая плавно падает с увеличением толщины. Поэтому для электронов вводят две величины, соответствующие пробегу: максимальный пробег и средний пробег. *Максимальным* (или, как иногда говорят, *экстраполированным*) *пробегом* называется минимальная толщина слоя вещества, в котором задерживаются все электроны. Очевидно, что максимальный пробег совпадает с полным,

обычно криволинейным путем, который электрон проходит в веществе. *Средним пробегом* называется толщина слоя, которую проходит электрон в среднем. На практике более удобной величиной является максимальный пробег. Теоретически рассчитать максимальный пробег R_{\max} трудно. Поэтому для оценок обычно пользуются таблицами и полуэмпирическими формулами. Например, для моноэнергетических электронов с энергиями $E < E_{\text{критич}}$ хорошо действует простая формула

$$R_{\max} = 0,526E - 0,24, \quad (8.37)$$

где энергия E выражена в МэВ, а R_{\max} в г/см².

5. Для практических целей часто бывает важно знать среднеквадратичный угол $\sqrt{\overline{\theta^2}}$ отклонения электрона от первоначального пути после прохождения слоя вещества. При прохождении тонких фольг, когда электрон замедляется незначительно, средний угол отклонения пропорционален квадратному корню из толщины x фольги и может быть рассчитан по формуле

$$\sqrt{\overline{\theta^2}} = \frac{21}{p \cdot v/c} \sqrt{\frac{x}{t_r}}, \quad (8.38)$$

где p — импульс в МэВ/с.

При прохождении толстых фольг ситуация меняется. Качественная картина здесь такова. Сначала быстрый электрон летит, почти не отклоняясь, но постепенно теряя энергию. С уменьшением энергии отклонение от первоначального направления становится все более и более заметным. Угловое распределение электронов в этой области имеет гауссовскую форму

$$n(\theta) d\theta \sim \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\overline{\theta^2}}\right) d\theta.$$

При дальнейшем уменьшении энергии и соответственно возрастании числа столкновений отклонения становятся столь сильными и частыми, что электроны «забывают» о первоначальном направлении движения и начинают равномерно диффундировать во все стороны. На этой стадии среднеквадратичный угол отклонения уже перестает зависеть от толщины фольги. Например, для алюминия этот предельный угол равен 30°.

§ 4. Прохождение γ -квантов через вещество

1. К γ -излучению относят электромагнитные волны, длина которых значительно меньше межатомных расстояний:

$$\lambda \ll a,$$

где a имеет порядок 10^{-8} см. В корпускулярной картине это излучение представляет собой поток частиц, называемых γ -квантами.

Нижний предел энергии γ -квантов

$$E = 2\pi\hbar c/\lambda$$

имеет порядок десятков кэВ. Естественного верхнего предела энергии нет. В современных ускорителях получают кванты с энергией вплоть до 20 ГэВ. Для практических приложений наибольший интерес представляет область от десятков кэВ до 200—300 МэВ.

Подобно заряженным частицам (и в отличие от нейтронов), пучок γ -квантов поглощается веществом в основном за счет электромагнитных взаимодействий. Однако механизм этого поглощения существенно иной. На это есть две причины. Во-первых, γ -кванты не имеют электрического заряда и тем самым не подвержены влиянию далекодействующих кулоновских сил. Как мы установили в гл. VII, § 6, взаимодействие γ -лучей с электронами происходит в областях с радиусом порядка 10^{-11} см, что на три порядка меньше межатомных расстояний. Поэтому γ -кванты при прохождении через вещество сравнительно редко сталкиваются с электронами и ядрами, но зато при столкновении, как правило, резко отклоняются от своего пути, т. е. практически выбывают из пучка. Вторая отличительная особенность γ -квантов состоит в том, что они обладают нулевой массой покоя и, следовательно, не могут иметь скорости, отличной от скорости света (см. гл. I, § 2). А это значит, что γ -кванты в среде не могут замедляться. Они либо поглощаются, либо рассеиваются, причем в основном на большие углы.

Для γ -квантов не существует понятий пробега, максимального пробега, потерь энергии на единицу длины. При прохождении пучка γ -квантов через вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений постепенно ослабляется интенсивность пучка. Нетрудно получить закон, по которому происходит это ослабление. Обозначим через J монохроматический поток падающих частиц, т. е. число частиц, проходящих через 1 см^2 в 1 с. Пройдя слой вещества dx , пучок ослабнет на величину dJ . Очевидно, что dJ пропорционально потоку и толщине слоя:

$$dJ = -\mu J dx. \quad (8.39)$$

Если среда однородна, то коэффициент μ постоянен. В этом случае уравнение (8.39) легко интегрируется:

$$J = J_0 e^{-\mu x}, \quad (8.40)$$

где J_0 — начальная интенсивность. Величина μ называется *коэффициентом поглощения*. Часто пользуются понятием *массового коэффициента поглощения*, равного μ/ρ , где ρ — плотность вещества. В этом случае толщину удобно измерять в единицах $\text{г}/\text{см}^2$. С этой единицей длины мы уже встречались при рассмотрении ионизационных потерь. Коэффициент поглощения полностью характеризует процесс прохождения γ -излучения через вещество. Он зависит

от свойств среды и от энергии квантов. Задачей настоящего параграфа является получение вида этой зависимости.

Если поглощение идет за счет нескольких различных процессов, то каждому процессу будет соответствовать свой коэффициент поглощения μ_i , а полный (т. е. входящий в формулу (8.40)) коэффициент поглощения μ будет суммой всех μ_i :

$$\mu = \sum_i \mu_i. \quad (8.41)$$

Величины μ , μ_i имеют размерность см^{-1} . Если коэффициент поглощения μ_i , соответствующий определенному процессу, разделить на число n_i поглощающих центров в 1 см^3 , то мы получим полное сечение σ_i данного процесса:

$$\mu_i = n_i \sigma_i. \quad (8.42)$$

Таким образом, для определения μ надо понять, какие процессы дают существенный вклад в общее поглощение, и определить зависимость сечений этих процессов от энергии квантов и от рода вещества.

2. При рассмотрении механизма прохождения γ -излучения через вещество нельзя ограничиться классическими волновыми представлениями об излучении, а приходится учитывать квантовую, корпускулярную природу света. Квантовые свойства становятся важными потому, что длина волны γ -кванта по определению значительно меньше расстояний между атомами и между электронами.

Последовательный квантовомеханический расчет взаимодействия γ -квантов с атомами может быть проведен лишь на основе квантовой электродинамики (см. гл. VII, § 6). Поскольку ее знание у читателя не предполагается, мы приведем результаты расчетов без выводов, а лишь с качественными пояснениями.

3. Поглощение γ -излучения веществом в основном происходит за счет трех процессов: а) фотоэффекта, б) комптон-эффекта и в) рождения электронно-позитронных пар в кулоновском поле ядра (гл. VII, § 6). В первых двух процессах кванты сталкиваются с электронами, в третьем — с ядрами. Столкновения с электронами преобладают при низких энергиях, а столкновения с ядрами — при высоких. Подчеркнем, что в процесс в) входят далеко не все виды столкновений γ -квантов с ядрами (см. ниже § 5, п. 6).

4. *Фотоэффектом* называется процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон. С достаточной для практических приложений точностью можно считать, что каждый квант поглощается одним атомным электроном.

Основные особенности фотоэффекта связаны с тем, что свободный электрон не может поглотить фотон из-за совместного действия законов сохранения энергии и импульса (см. гл. VII, § 6). Отсюда следует, что фотоэффект наиболее интенсивно будет идти для γ -квантов с энергиями E , сравнимыми с энергиями связи электронов

в атомах. При повышении энергии сечение должно резко падать, поскольку электроны становятся все более и более похожими на свободные. Энергия связи электрона в атоме тем больше, чем глубже электронная оболочка и чем больше атомный номер Z . Поэтому фотоэффект идет, во-первых, в основном (примерно на 80%) с низшей, т. е. с K -оболочки, а во-вторых, тем интенсивней, чем больше средний атомный номер Z вещества.

Общая формула для сечения σ_f фотоэффекта очень громоздка. Она приводит к следующей зависимости сечения от энергии кванта и от атомного номера вещества. Сечение пропорционально Z^5 , т. е. очень сильно растет при переходе к тяжелым элементам.

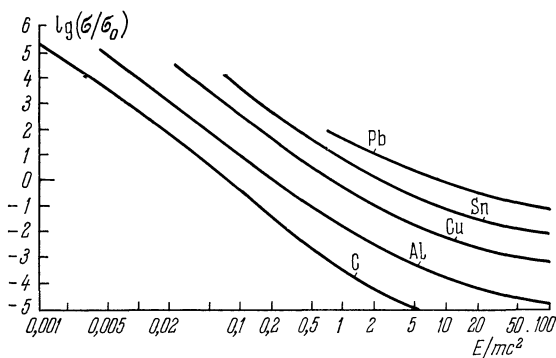


Рис. 8.6. Зависимость эффективных сечений фотоэффекта на различных элементах от энергии E γ -кванта ($\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$).

При энергиях, ненамного больших энергии связи атомных электронов, сечение $\sigma_f(E)$ пропорционально примерно $E^{-3,5}$, т. е. очень быстро падает с ростом энергии. При энергиях, намного превышающих энергии связи, это сечение падает медленнее, примерно как E^{-1} . Наконец, в области атомных энергий связи сечение изменяется скачкообразно. Например, сечение имеет резкий максимум чуть выше энергии связи K -электронов, поскольку ниже этой энергии K -электроны перестают участвовать в фотоэффекте из-за запрета по энергии. В области атомных энергий связи сечение фотоэффекта очень велико сравнительно с сечениями других процессов. Например, для алюминия

$\sigma_f \approx 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ при $E = 1 \text{ кэВ}$, $\sigma_f = 6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ при $E = 0,1 \text{ МэВ}$.

Поэтому фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения при низких энергиях, а при высоких энергиях его роль становится ничтожной. Графики зависимости сечения фотоэффекта от энергии для разных материалов приведены на рис. 8.6 Для полноты еще раз отметим (см. гл. VII, § 6), что реакция фотоэффекта

имеет энергетический порог, равный энергии связи последнего электрона. Поэтому при низких энергиях квантов энергия электрона равна (см. также (7.93))

$$E_e = E - I, \quad (8.43)$$

где I — ионизационный потенциал атома.

5. С увеличением энергии квантов фотоэлектрическое поглощение отходит на задний план, уступая место комптон-эффекту. Комpton-эффект как механизм поглощения становится существенным в области энергий, значительно превышающих среднюю энергию связи электрона с атомом. Поэтому при расчете сечения комптон-эффекта электроны с достаточной для практических целей точностью можно считать свободными.

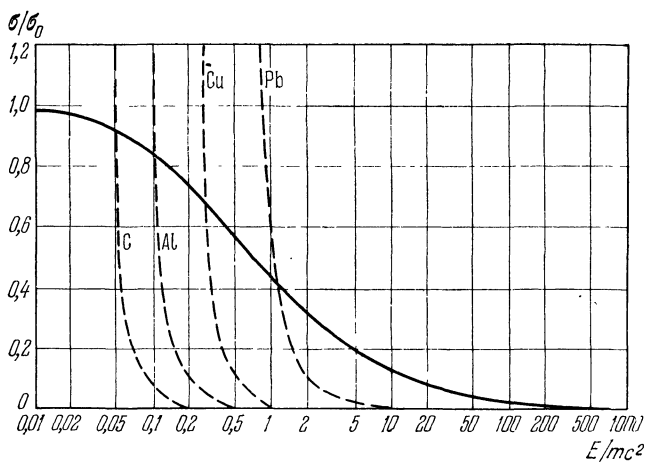


Рис. 8.7. Полные сечения комптон-эффекта (сплошная линия) и фотоэффекта (пунктирные линии) для различных веществ ($\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-26}$ см²).

На рис. 8.7 изображен график зависимости полного сечения σ_c комптон-эффекта от энергии на фоне графиков сечений фотоэффекта на различных веществах. На этом рисунке видно, как с повышением энергии кванта комптон-эффект становится преобладающим механизмом поглощения.

Сечение σ_c , очевидно, не зависит от заряда ядра. Коэффициент поглощения μ_c за счет комптон-эффекта по определению равен произведению σ_c на число электронов в единице объема вещества:

$$\mu_c = NZ\sigma_c, \quad (8.44)$$

где N — число атомов в единице объема. Из (8.44) следует, что массовый коэффициент для комптоновского поглощения (μ , как

мы увидим, только для него) в первом приближении не зависит от рода вещества.

В заключение этого пункта отметим, что комптоновское рассеяние на ядрах пренебрежимо мало из-за того, что у ядер очень мал их «классический электромагнитный радиус» $Z^2 e^2 / M_{\text{ядерн}} c^2$.

6. Процесс рождения электронно-позитронных пар в поле ядра состоит в том, что квант поглощается, а рождаются и вылетают электрон и позитрон. При этом ядро получает некоторый импульс отдачи (см. также гл. VII, § 6). Согласующийся с опытом квантовоэлектродинамический расчет показывает, что поглощение фотона и рождение пары происходит не внутри ядра, а около него в области, имеющей размер порядка комптоновской длины волны электрона. Передача импульса отдачи ядру происходит через посредство его кулоновского поля. Без передачи импульса постороннему телу превращение фотона в электронно-позитронную пару запрещено законами сохранения энергии-импульса.

Так как масса фотона равна нулю, то превратиться в пару он может, только имея энергию больше суммы энергий покоя электрона и позитрона $2mc^2 = 1,02$ МэВ. Поэтому сечение σ_{π} рождения пар равно нулю при $E < 2mc^2$. Выше пороговой энергии сечение постепенно возрастает, а при очень больших (порядка $1000 mc^2$) энергиях практически стремится к константе:

$$\sigma_{\pi} \approx 0,08 Z^2 r_0^2 \quad (E \gg mc^2). \quad (8.45)$$

Поскольку сечения фотоэффекта и комптон-эффекта в области высоких энергий спадают практически до нуля, то рождение пар становится здесь основным механизмом поглощения γ -излучения. Пропорциональность сечения величине Z^2 имеет место практически при всех энергиях. График зависимости σ_{π} от энергии для свинца и алюминия приведен на рис. 8.8. Универсальная кривая «без экранирования» рассчитана в пренебрежении экранированием заряда ядра атомными электронами.

Электронно-позитронные пары могут рождаться фотонами в кулоновском поле не только ядра, но и электрона. Однако последний процесс приводит к гораздо более слабому поглощению γ -излучения из-за малости соответствующего сечения (для электрона $Z = 1$), несмотря на то, что электронов в веществе больше, чем ядер.

7. Полный коэффициент поглощения μ γ -излучения в веществе представляет собой сумму коэффициентов поглощения за счет всех возможных механизмов. Поэтому, если учесть рассмотренные нами три основных механизма, то

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_{\pi}. \quad (8.46)$$

При переходе к сечениям надо учесть, что для фотоэффекта и рождения пар рассеивающими центрами являются атомы, а для

комpton-эффекта — электроны. Поэтому

$$\mu = N\sigma_f + NZ\sigma_c + N\sigma_\pi, \quad (8.47)$$

где N — число атомов в единице объема вещества.

Как следует из нашего рассмотрения, первое слагаемое в (8.46) преобладает при низких энергиях, второе — при средних (несколько МэВ), а третье — при высоких. Поэтому суммарный коэффициент поглощения имеет минимум в области, где вклад комптоновского

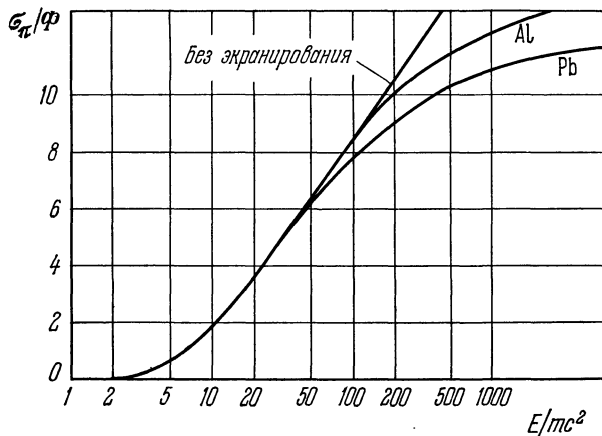


Рис. 8.8. Зависимость эффективного сечения рождения пар на свинце и алюминии от энергии E γ -кванта ($\Phi = \frac{1}{137} Z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = Z^2 \cdot 0,58 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$).

рассеяния наибольший. Этот минимум особенно резко выражен для тяжелых элементов, так как величины μ_f , μ_π пропорциональны соответственно Z^5 и Z^2 , а μ_c пропорционально Z . На рис. 8.9 приведены кривые полных коэффициентов поглощения для алюминия, меди, олова и свинца. Пунктиром для свинца приведены кривые коэффициентов μ_f , μ_c , μ_π в отдельности. В важной для практики области энергий от двух до десяти МэВ комpton-эффект является преобладающим, так что коэффициент поглощения пропорционален числу электронов в единице объема, т. е. плотности вещества. Поэтому и для γ -квантов толщины поглотителей часто измеряют в г/см^2 (ср. § 2, формула (8.26)). Соответственно используется понятие массового коэффициента поглощения

$$\mu_m = \mu/\rho.$$

В только что отмеченной области энергий массовый коэффициент поглощения примерно одинаков для всех веществ, а защитные стенки из любых материалов эквивалентны при одной и той же толщине, выраженной в г/см^2 .

Полный коэффициент поглощения γ -квантов нетрудно измерять, пользуясь формулой (8.40). А зная коэффициент поглощения, по кривым на рис. 8.9 можно определить энергию монохроматического пучка γ -квантов. Так как одному и тому же значению коэффициента поглощения могут соответствовать две различные энергии, то измерение обычно приходится проводить на двух различных материалах. Следует также учитывать, что для применимости формулы (8.40) необходимо, чтобы размеры поглотителя были малы по сравнению с расстояниями от поглотителя до источника и до детектора. Кроме того, даже в условиях хорошей геометрии эксперимента формула (8.40) может нарушаться за счет различных вторичных процессов, рассматриваемых в следующем параграфе.

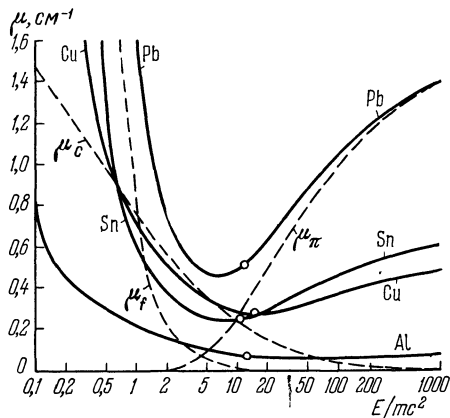


Рис. 8.9. Зависимость полного коэффициента μ поглощения фотонов от энергии в различных веществах.

§ 5. Другие механизмы взаимодействия ядерных частиц с веществом

1. В предшествующих трех параграфах были изложены основные механизмы взаимодействия заряженных частиц и γ -квантов с веществом. На практике в подавляющем большинстве случаев именно этими механизмами определяется процесс прохождения частиц. Однако в отдельных случаях важное значение приобретают некоторые другие механизмы. Кроме того, часто оказываются существенными разного рода вторичные процессы, сопровождающие прохождение. Этот круг вопросов и будет рассмотрен в настоящем параграфе.

2. Заряженные частицы, проходя через вещество, испытывают кулоновские столкновения не только с электронами, но и с ядрами. Потери энергии $(-dE/dx)_{\text{яд. кул}}$ за счет таких столкновений описываются формулой типа (8.11) с учетом отличия массы и заряда ядра от соответствующих величин для электрона:

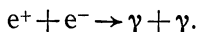
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{яд. кул.}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{v^2 M_{\text{ядро}}} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}} = \frac{mZ}{AM_p} \frac{4\pi z^2 e^4 n}{v^2 m} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}}, \quad (8.48)$$

где $N = n/Z$ — число ядер в единице объема, M_p — масса протона. Множитель mZ/AM_p имеет порядок $1/4000$, так что ядерные кулонов-

ские потери в несколько тысяч раз меньше ионизационных. Однако иногда этот малый эффект может оказаться существенным из-за его качественного своеобразия. Именно, из-за большой массы ядра кулоновское рассеяние на нем может идти на большие углы (даже назад). Напомним, что Резерфорд в своих классических опытах именно по кулоновскому рассеянию α -частиц назад сделал вывод о существовании атомных ядер.

3. Протоны, пионы и большинство других заряженных частиц, кроме электронов и мюонов, начиная с энергий 20—30 МэВ, способны вступать в сильное взаимодействие с ядрами. Из-за короткодействия ядерных сил столкновения с их участием происходят в $Z (R_{\text{атомн}}/R_{\text{ядерн}})^2$, т. е. примерно в 10^{17} раз реже кулоновских столкновений с электронами. С другой стороны, если при единичном кулоновском столкновении с электроном частица лишь теряет очень малую энергию, то при ядерном столкновении частица почти всегда выбывает из пучка (либо рассеивается на большой угол, либо поглощается, либо превращается в другую частицу). Поэтому при прохождении пучка адронов достаточно высокой (> 20 МэВ) энергии через вещество уменьшается не только энергия первичных частиц, но и плотность их числа. Соответствующее уменьшение потока описывается коэффициентом поглощения $\mu_{\text{ядерн}}$. Величина $\mu_{\text{ядерн}}^{-1}$ в твердых телах и жидкостях имеет порядок десятков сантиметров. Это значит, что в среднем частица проходит в веществе десятки сантиметров, подвергаясь только ионизационному торможению. Это обстоятельство делает возможным рассмотрение действия приборов для регистрации частиц (см. следующую главу) без учета ядерных взаимодействий регистрируемых заряженных частиц. С другой стороны, при расчете радиационной защиты для релятивистских ускорителей и космических кораблей учет ядерных взаимодействий необходим.

4. При прохождении позитронов через вещество в дополнение к ионизационным и радиационным потерям возникают аннигиляционные потери за счет двухфотонной аннигиляции позитронов с электронами вещества (см. гл. VII, § 6)



Аннигиляционные потери сравнительно невелики. Они характерны тем, что приводят к возникновению аннигиляционных квантов даже в той области энергий налетающих частиц, где тормозное излучение практически отсутствует.

5. Скорость света c' в среде определяется формулой

$$c' = c/n, \quad (8.49)$$

где n — показатель преломления. Так как $n > 1$, то частица высокой энергии в среде может двигаться быстрее света. Такая сверхсветовая частица, если она заряжена, будет излучать свет даже при

неускоренном движении. Это излучение было открыто П. А. Черенковым в лаборатории С. И. Вавилова (1934). Теория этого явления создана И. Е. Таммом и И. М. Франком. Причина возникновения черенковского излучения та же, что и причина возникновения волн на воде от парохода или ударной волны в воздухе от пули.

Фронт волны черенковского излучения (рис. 8.10) является огибающей сферических волн, испущенных частицей. Эту огибающую, как легко видеть, можно провести только в том случае, если частица движется со скоростью v , большей скорости $c' = c/n$ света в среде. Отсюда следует, что при $v < c/n$ черенковское излучение отсутствует. Угол ϑ , под которым испускается черенковское излучение, легко найти из треугольника ABO (рис. 8.10):

$$\cos \vartheta = \frac{AB}{AO} = \frac{c}{vn}. \quad (8.50)$$

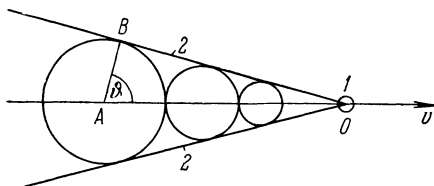


Рис. 8.10 Схема возникновения черенковского излучения

1 — «сверхсветовая» частица, 2 — фронт излучаемой волны; он направлен под углом ϑ к скорости частицы

Потери энергии частицы на черенковское излучение (разумеется, эти потери должны содержаться в найденных нами границах ионизационных потерях, см. § 2) имеют тот же порядок, что и радиационные.

По углу ϑ распространения излучения можно из (8.50) определять скорость частицы. Эта возможность используется в черенковских счетчиках (гл. IX, § 4).

6. Гамма-кванты с энергией примерно от 10 МэВ и выше могут вступать в неупругое взаимодействие с ядрами, выбивая из них протоны, нейтроны и другие частицы (см. гл. IV, § 11). Этот процесс (ядерный фотоэффект) вносит малый вклад в суммарный коэффициент поглощения, но характерен возникновением вторичных нуклонов.

7. Перейдем теперь к вторичным эффектам, сопровождающим действие основных механизмов взаимодействия заряженных частиц.

При тормозном излучении электронов возникает мощный вторичный поток γ -квантов, летящих преимущественно вперед. Так как проникающая способность γ -излучения значительно выше проникающей способности электронов, то это излучение необходимо учитывать, например, при расчете защиты.

При очень высоких энергиях (1 ГэВ и выше) первичных электронов или γ -квантов возникает новое явление — электронно-позитронные (или мягкие) ливни. Ливень развивается следующим образом. Первичная частица, например электрон, тормозясь в поле ядра, испускает γ -квант высокой энергии. Этот квант рождает электронно-позитронную пару на другом ядре. Электрон и позитрон

этой пары в свою очередь порождают по одному тормозному кванту и т. д. В результате энергия первичного электрона распределяется между большим количеством вторичных электронов, позитронов и квантов. Наконец, энергии отдельных электронов и позитронов уменьшаются настолько, что ионизационные потери начинают преобладать над радиационными, после чего ливень прекращается. Заметим, что все компоненты ливня летят практически в том же направлении, что и первичная частица, из-за ультрарелятивистского характера процесса (см. гл. VII, § 4). При наличии ливневой поток частиц, попадая в вещество, сначала резко усиливается и, только пройдя некоторое расстояние, начинает падать.

При ядерном взаимодействии тяжелых заряженных частиц с ядрами возникает большое количество вторичных частиц. При энергии падающей частицы от 20 МэВ примерно до десятков — сотен МэВ вторичными частицами в основном являются нуклоны. При более высоких энергиях вторичный пучок в основном состоит из пионов. Все эти вторичные частицы (в особенности нейтроны) сильно осложняют расчет эффективной радиационной защиты для ускорителей и космических кораблей.

§ 6. Ионизирующее действие ядерных излучений и наведенная активность

1. Действие ядерных излучений на вещество в общих чертах состоит из следующих процессов. Во-первых, налетающие частицы, сталкиваясь с электронами, выбивают их, производя в веществе ионизацию (иногда возбуждение) атомов. Во-вторых, налетающие частицы достаточно высоких энергий при неупругом ядерном столкновении с ядрами могут частично разрушать ядра, например, выбивая из них протоны и нейтроны. Это ведет к появлению в веществе новых изотопов, в том числе новых элементов. Эти новые изотопы часто оказываются радиоактивными. В результате в веществе возникает *наведенная активность*. В-третьих, при выбивании электронов во многих веществах, особенно органических, могут разрушаться или, наоборот, возникать различные химические связи, что приводит к изменению химической структуры вещества. В-четвертых, при упругих столкновениях налетающих частиц с ядрами атомы вещества выбиваются из своих положений в кристаллической решетке в другие узлы или в междоузлия. В результате в решетке образуются разного рода дефекты, влияющие на различные физические свойства кристаллов.

Здесь мы рассмотрим только важные для самой ядерной физики процессы ионизации и появления наведенной активности. Воздействие излучений на химические и физические свойства вещества, а также биологическое действие излучений будут рассмотрены ниже в гл. XIII.

2. Начнем с ионизации вещества под действием заряженных частиц. Кулоновское взаимодействие проходящих частиц с электронами вещества в основном происходит на сравнительно больших (порядка межатомных) расстояниях. Поэтому за единичное столкновение электрону в среднем передается довольно малая энергия, имеющая порядок 10 эВ. Эта энергия, как правило, достаточна для выбивания электрона только из наружной атомной оболочки. Электроны внутренних оболочек, получив такую энергию, только возбуждаются. Из-за этого, а также из-за большого разброса передаваемых энергий вокруг среднего значения не каждое столкновение с электроном ведет к ионизации атома.

Расчет ионизационной способности заряженных частиц довольно сложен. Он был проведен для воздуха и дал следующий просто формулируемый результат: в воздухе пролетающая заряженная частица в среднем образует одну пару ионов противоположного знака на 33 эВ потерь. Так что, например, α -частица с энергией 5 МэВ, тормозясь в воздухе, образует $5 \cdot 10^6 / 33 = 150\,000$ пар ионов. Ионизационная способность частиц в других средах примерно такая же, как и в воздухе.

Как мы увидим в следующей главе, ионизационная способность ядерных частиц лежит в основе почти всех устройств для их регистрации.

3. Гамма-кванты, проходя через вещество, передают свою энергию электронам. Поэтому их ионизационная способность примерно такая же, как и у заряженных частиц. Но проникающая способность γ -излучения очень велика. Поэтому при облучении заряженными частицами ионизируется лишь тонкий поверхностный слой вещества, а при облучении γ -квантами — вся толщина вещества.

4. Возникновение наведенной активности обусловлено ядерными реакциями, производимыми налетающими частицами. Эти реакции обычно затруднены целым рядом факторов. Прежде всего, реакции выбивания протона или нейтрона из ядра электроном или γ -квантом сильно эндотермичны, их пороги имеют порядок 10 МэВ. Ниже порога реакции не идут, и наведенная активность, следовательно, не возникает. Но даже выше порога сечения реакций, производимых электронами и γ -квантами, очень малы (на несколько порядков меньше поперечной площади ядра) из-за слабости электромагнитного взаимодействия.

Для протонов и α -частиц пороги ядерных реакций могут быть и не очень велики. Но в этом случае при не очень высоких энергиях (примерно до 10 МэВ) реакции, особенно на тяжелых ядрах, не идут из-за кулоновского барьера, препятствующего частице подойти вплотную к ядру. Поэтому протоны и α -частицы создают заметную наведенную активность лишь при сравнительно высоких энергиях.

Так как при радиоактивных распадах из ядер вылетают α -частицы, электроны, позитроны и γ -кванты и так как энергия радиоактивных излучений обычно не превышает нескольких МэВ, то из только что сказанного следует важный вывод: радиоактивные излучения, как правило, не создают вторичной радиоактивности.

Возникновение наведенной активности — вредное явление, так как она отравляет материал и делает опасной работу с ним. С другой стороны, в исследовательских работах по ядерным реакциям явление наведенной активности часто используется для идентификации и изучения выхода различных реакций (см. гл. IV, § 1).

§ 7. Прохождение тяжелых положительно заряженных частиц через монокристаллы

1. Прохождение тяжелых положительно заряженных частиц через монокристаллы отличается от прохождения через аморфные и поликристаллические среды только для частиц, движущихся под

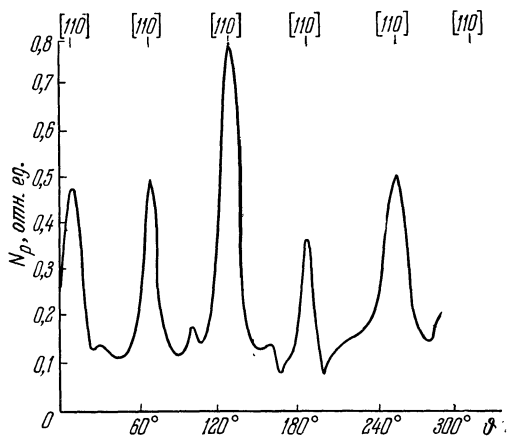


Рис. 8.11. Зависимость числа прошедших через монокристаллическую пленку золота протонов от угла ориентации плоскости пленки относительно протонного пучка.

Вверху указаны миллеровские индексы кристаллографических осей. Энергия протонов равняется 75 кэВ.

малыми углами к кристаллографическим осям низшего порядка. Это отличие состоит прежде всего в том, что у частиц, движущихся вдоль этих осей, резко уменьшаются ионизационные потери энергии и, следовательно, резко возрастают пробеги. Рис. 8.11 и 8.12 иллюстрируют это утверждение. На рис. 8.11 изображена зависимость числа протонов, прошедших через монокристаллическую пленку золота, от угла поворота монокристалла относительно на-

правления пучка налетающих протонов. Как видно из рисунка, если направление пучка совпадает с одной из кристаллографических осей, то число прошедших через монокристалл протонов резко возрастает. На рис. 8.12 приведено энергетическое распределение протонов, прошедших через тонкую пластинку монокристалла кремния. Из этого рисунка видно, что если протоны движутся вдоль оси [110] (диагональ грани куба), то их ионизационные потери в среднем сильно уменьшаются.

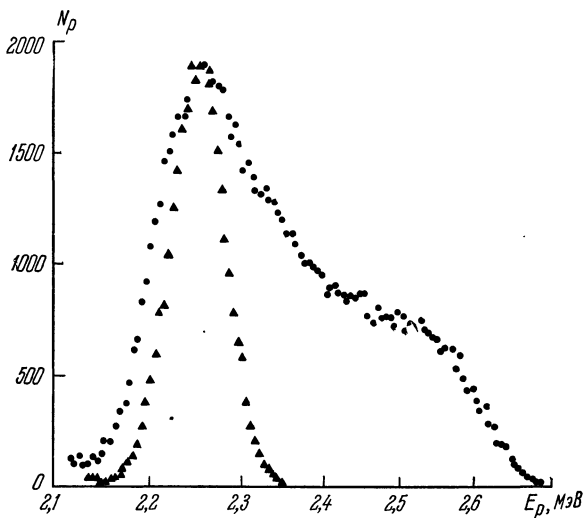


Рис. 8.12. Энергетические спектры протонов, прошедших через тонкую пластинку кремния.

Энергия налетающих протонов 3 МэВ. Треугольники — направление протонного пучка отличается от направления кристаллографических осей; кружочки — направление протонного пучка совпадает с осью [110].

Кроме ионизационных потерь у значительной доли частиц, движущихся вдоль осей, резко уменьшаются выход характеристического рентгеновского излучения, испускаемого атомами монокристалла в результате выбивания частицей электронов с K - и L -оболочек, а также вероятность вступить в ядерную реакцию. Последнее можно видеть на рис. 8.13, где изображена зависимость выхода резонансной реакции (p, γ) на ядре изотопа алюминия ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ($E_p = 405$ кэВ) от угла между направлением пучка и осью [110] монокристалла алюминия.

2. Монокристалл можно рассматривать как систему цепочек атомов или ионов, выстроенных вдоль направления кристаллографической оси. Отмеченные выше особенности прохождения частиц через монокристаллы обусловлены тем, что частицы, движущиеся

в монокристалле под малыми углами к его оси, испытывают отражение от встречающихся на их пути цепочек атомов, выстроенных вдоль этой оси (рис. 8.14). В этом случае говорят, что частицы движутся в режиме *каналирования*. Вследствие отражения от цепочек атомов каналированные частицы *удерживаются на больших расстояниях от атомов*. Поэтому прохождение каналированных частиц характеризуется теми особенностями, о которых мы говорили в п. 1.

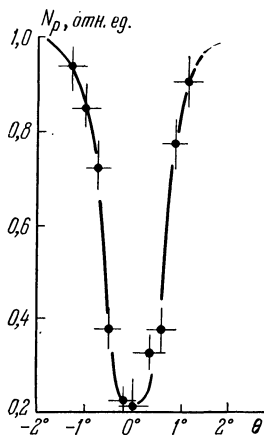


Рис. 8.13. Зависимость выхода γ -квантов в резонансной реакции (p, γ) в монокристалле алюминия от угла между направлением пучка протонов и осью [110].

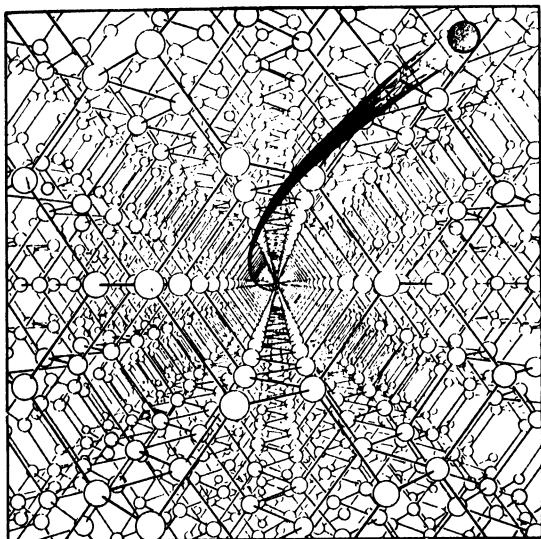


Рис. 8.14. Движение положительно заряженных частиц в режиме каналирования.

Чтобы убедиться в том, что налетающие на цепочку под достаточно малыми углами частицы будут отражаться от нее, рассмотрим сначала обратную задачу о движении частиц, испущенных из узлов цепочки. Ограничимся простейшей моделью, в которой на испущенную из узла частицу действует только кулоновское поле ядра соседнего узла. В такой модели угол вылета частицы из цепочки будет следующим образом выражаться через параметр p столкновения частицы с ядром (рис. 8.15):

$$\theta = \vartheta_0 + \vartheta = \frac{p}{d} + \frac{b}{p}; \quad (8.51)$$

смысл углов ϑ_0 и ϑ очевиден из рисунка, d — расстояние между соседними ионами, $b = zZ_1^2/E$ и E — энергия частицы. Из формулы (8.51) следует, что существует минимальный угол θ_T (угол тени)

вылета частицы из цепочки, который дается соотношением

$$\theta_{\tau} = 2 \sqrt{\frac{b}{d}} = 2 \sqrt{\frac{E_1}{E}}, \quad (8.52)$$

где $E_1 = zZe^2/d$. Для ориентировки в порядках величин укажем, что для цепочки монокристалла вольфрама, направленной вдоль оси [100], $E_1 = 340$ эВ, и следовательно, испущенные из узла этой цепочки протоны с энергией 1 МэВ характеризуются углом θ_{τ} , равным 2° .

Оценка (8.52) угла тени получена при довольно грубых предположениях. Однако более точное рассмотрение не меняет вывода о том, что существует минимальный угол вылета частиц из цепочки, и дает тот же самый порядок величины угла тени.

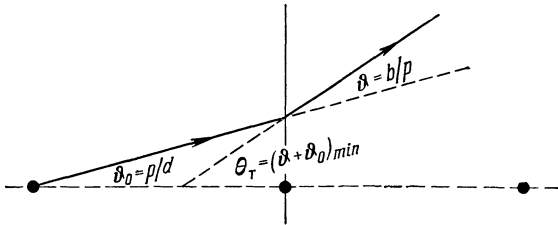


Рис 8.15. Схема рассеяния положительно заряженной частицы, вылетающей из узла решетки, ядром соседнего узла.

Линия со стрелкой — траектория частицы, черные кружочки — находящиеся в узлах атомные ядра. Масштабы углов завышены.

Из обратимости механического движения следует, что если испущенные из узлов цепочки частицы не могут вылететь под углом θ_{τ} к ее оси, то и частицы, налетающие на цепочку под углом, меньшим θ_{τ} , не смогут достичь этой оси и должны, следовательно, отражаться от цепочки. Если частицы налетают на цепочку под углами, только «чуть-чуть» меньшими угла тени, то углы отражения (которые мы отсчитываем от оси цепочки) будут, как правило, большими. Это связано с тем, что такие частицы движутся по траекториям, близко подходящим к атомным ядрам. При дальнейшем уменьшении угла падения он становится равным углу отражения.

Угол $\theta_{\text{кан}}$ падения частицы на цепочку, начиная с которого происходит захват частицы в режим каналирования, называется *углом каналирования*. Оценки показывают, что угол каналирования примерно в полтора раза меньше угла тени.

Кристаллические плоскости также обладают свойством отражать частицы, налетающие на них под достаточно малыми углами. Поэтому наряду с «осевым» каналированием можно говорить и о «плоскостном» каналировании. При этом углы θ_{τ} и $\theta_{\text{кан}}$ для плоскостей в несколько раз меньше соответствующих углов для цепочек.

Режим каналирования может поддерживаться длительное время только в идеальных монокристаллах, у которых атомы закреплены в узлах цепочек. В реальных же монокристаллах каналированные частицы могут рассеиваться на углы, превышающие угол каналирования, и выбывать из режима каналирования, например, в результате столкновений с атомами, внедренными в пространство между цепочками. Поэтому число каналированных частиц сильно уменьшается с увеличением глубины их проникновения в монокристалл.

В режим каналирования могут захватываться также и электроны. При этом монокристаллический канал играет роль ондулятора, вызывая поперечные колебания электронов. В результате возникают мощные, остро направленные потоки фотонов.

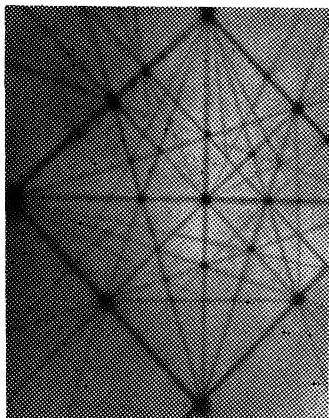


Рис. 8.16. Система теней, образованных упруго рассеянными протонами в монокристалле вольфрама.

3. В предшествующем пункте мы видели, что для частиц, вылетающих из узлов решетки, направления вдоль кристаллографических осей и плоскостей являются закрытыми. Поэтому, если узлы монокристалла в результате ядерных процессов (α -распад, упругое и неупругое рассеяние протонов) станут излучателями частиц, то в направлениях осей и плоскостей должны наблюдаться своеобразные тени. Это явление было предсказано и обнаружено А. Ф. Тулиновым (1965) и названо им «эффектом теней». На рис. 8.16 приведена система теней, которая создана на фотопластинке протонами, упруго рассеянными в монокристалле вольфрама. Фотографическая пластинка располагалась перпендикулярно оси [110].

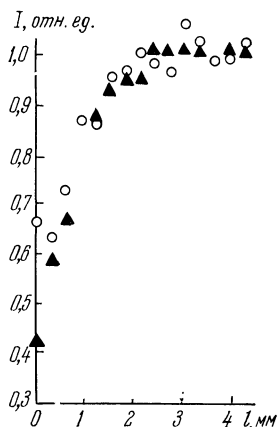
Пятно в центре представляет собой тень от цепочек, выстроенных вдоль этой оси. Остальные точечные тени образованы цепочками других направлений. Наконец, темные линии представляют собой тени от кристаллических плоскостей.

Эффект теней открывает принципиальную возможность прямого измерения времени протекания ядерных реакций. В качестве иллюстрации этого утверждения рассмотрим эксперимент по измерению времени жизни составного ядра изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{239}$, образующегося при облучении ядра ${}_{92}\text{U}^{238}$ нейтронами с энергией 1,7 МэВ (опыт был поставлен в НИИ ядерной физики МГУ в 1970 г.). Принципиальная схема опыта такова. Пучок нейтронов направлялся на монокристалл UO_2 , ориентированный таким образом, чтобы одна из осей [111] (диагональ куба) была направлена вдоль пучка, а другая—

перпендикулярно ему. Вдоль обеих осей наблюдались тени, образованные осколками деления. Нетрудно видеть, что тень вдоль перпендикулярной пучку оси должна быть менее «глубокой», чем вдоль оси, параллельной пучку. Действительно, некоторые составные ядра, образующиеся в перпендикулярных пучку цепочках, за счет отдачи успеют до акта деления выйти в пространство между

Рис. 8.17. Тени, образованные осколками деления в монокристалле UO_2 .

Кружочками отмечена интенсивность в направлении оси, перпендикулярной пучку нейтронов, треугольниками — в направлении оси, параллельной пучку. Углы заменены расстояниями в плоскостях, перпендикулярных соответствующим осям и удаленных от монокристалла на 50 мм (в этих плоскостях находились детекторы).



цепочками. Осколки деления таких ядер могут двигаться вдоль цепочки и будут, следовательно, уменьшать глубину тени. На рис. 8.17 приведены кривые зависимости интенсивности вылетающих из монокристалла осколков от угла, под которым они движутся к выделенным ранее осям. Как видно из рисунка, глубина тени от параллельных пучку цепочек больше, чем от цепочек, перпендикулярных пучку. По тому, насколько уменьшается глубина тени, можно определить расстояния, на которые смещаются ядра, и, следовательно, время жизни составного ядра. В данном случае это время оказалось равным примерно $2 \cdot 10^{-16}$ с.

**ИСТОЧНИКИ И МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ
ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ****§ 1. Вводные замечания**

1. В общих курсах физики не принято подробно останавливаться на вопросах, связанных с измерительной аппаратурой. Однако в ядерной физике вопрос о методах и возможностях измерений является принципиальным, затрагивающим фундаментальные законы физики микромира. Действительно, в мире ядер и элементарных частиц сплошь и рядом возникают ситуации, когда ту или иную величину либо нельзя измерить с нужной точностью, либо нельзя измерить вообще, так как это измерение настолько нарушит ход исследуемого процесса, что сам опыт потеряет смысл. Допустим, например, что мы захотели измерить скорость нейтрона внутри ядра. Для этого в соответствии с определением скорости полагается измерить с точностью не меньшей, чем $\Delta x = 5 \cdot 10^{-14}$ см (т. е. порядка 0,1 радиуса ядра), положения нейтрона в два близких момента времени. Но при первом измерении положения в соответствии с квантовым соотношением неопределенностей нейтрону обязательно будет передан импульс, не меньший $\hbar/(2\Delta x)$, что соответствует кинетической энергии 20 МэВ. Получив такую энергию, нейтрон либо вылетит из ядра, либо выбьет другую частицу, так что второе измерение положения нейтрона в том же ядре провести не удастся. Отсюда следует, что скорость нейтрона в ядре измерить невозможно не только существующими, но и какими бы то ни было мыслимыми приборами. С другой стороны, мы все-таки вводим понятие средней скорости нейтрона в ядре, и эта величина оказывается полезной для объяснения некоторых свойств ядра. Вводить понятие средней скорости можно, так как ее можно измерить, хотя и довольно грубо. Измерив массы нейтрона, исходного ядра и ядра-остатка (после вырывания нейтрона), мы, пользуясь связью массы с энергией (см. гл. II, § 3), получаем полную энергию нейтрона в ядре. Эта энергия равна сумме кинетической и потенциальной. Форму кривой потенциальной энергии можно определить, измеряя рассеяние нейтронов на ядре-остатке. Вычтя из полной энергии потенциальную, мы получим кинетическую энергию, а из нее и скорость. Самым слабым звеном в этой цепи является оценка средней потенциальной энергии. Эту оценку можно провести только с небольшой точностью. Лишь с этой точностью и можно говорить о средней скорости нейтрона

в ядре. В целом мы приходим к выводу, что в ядерной физике надо все время следить за тем, чтобы используемые физические величины были хотя бы в принципе доступны измерению с требуемой точностью.

Существует и другая, более важная практически причина, по которой в ядерной физике желательно знать существующую аппаратуру. В ядерной физике и особенно в физике элементарных частиц мы имеем дело с такими масштабами длин, времен и концентраций энергии, которые на много порядков отличаются от масштабов тех же величин в повседневных, привычных нам явлениях. Проникновение человека в эти новые для него области масштабов сопряжено с колоссальными техническими трудностями и требует необычайной изобретательности, большого труда и материальных затрат. Это проникновение по необходимости происходит крайне неравномерно. В одних случаях удается изучать явления в областях вплоть до $2 \cdot 10^{-15}$ см, в других, казалось бы, сходных ситуациях оказываются недоступными измерения в несравненно больших областях. Например, при изучении рассеяния протон — протон на Серпуховском ускорителе (лабораторная энергия пучка протонов равна 76 ГэВ, так что кинетическая энергия в системе центра инерции равна 10 ГэВ; см. гл. VII, § 4) можно получать сведения о структуре нуклона до расстояний порядка $\hbar c/E_{\text{сци}} = 2 \cdot 10^{-15}$ см. Но рассеяние гиперона на гипероне не удается измерить ни при каких энергиях из-за отсутствия гиперонных мишеней. Здесь даже длины, скажем, порядка 10^{-13} см оказываются недоступными. Поэтому надо хорошо знать физические принципы, используемые в приборах и установках ядерной физики, и отчетливо представлять область возможностей этих приборов и установок, для того чтобы понимать существующие границы возможностей сравнения теории с экспериментом.

2. Попробуем теперь понять, какими способами можно изучать ядра и элементарные частицы. За очень немногими исключениями, единственным способом исследования ядер и элементарных частиц является осуществление столкновений одних частиц с другими с последующей регистрацией частиц, вылетевших после столкновения. Не прибегая к столкновениям и распадам, можно изучать лишь некоторые статические характеристики ядер, такие, как спины, магнитные моменты и электрические квадрупольные моменты (см. гл. II, §§ 4, 5 и 7).

Для того чтобы изучать столкновения, надо уметь: во-первых, создавать пучки налетающих частиц достаточно высоких энергий; во-вторых, готовить мишени, содержащие ядра или частицы, с которыми происходят столкновения, и, в-третьих, регистрировать требуемое число характеристик вылетающих частиц. Для исследования распадов ядер надо уметь готовить эти ядра и опять-таки регистрировать характеристики продуктов распада. Поэтому

предметом настоящей главы являются источники и методы регистрации ядерных частиц.

Для полноты скажем несколько слов и о мишенях. Мишенями могут быть только те частицы и ядра, которые достаточно долго живут и которые могут входить в состав макроскопических тел. Поэтому список доступных мишеней четко ограничен. В него входят все стабильные и достаточно долго (примерно не менее нескольких минут) живущие ядра, а также протон и электрон. Из всех остальных ядер и частиц мишеней делать нельзя. Уже, например, о рассеянии нейтрон — нейтрон нет прямых экспериментальных данных, в то время как рассеяние нейтрон — протон и особенно протон — протон исследовано с большой полнотой в широкой области энергий (см. гл. V, §§ 3 — 5). Проблема создания методики исследования столкновений нестабильных и нейтральных частиц друг с другом еще ждет своего решения. Небольшое, но важное расширение списка возможных мишеней достигается на встречных пучках (см. § 2, п. 13).

Перечень принципиально различных типов источников невелик. Исторически первыми источниками были естественно-радиоактивные ядра, испускающие α -частицы, электроны и γ -кванты с энергиями до нескольких МэВ. Позднее в реакторах и циклотронах стали создавать большое количество искусственных радиоактивных препаратов, что дало возможность в промышленном масштабе производить радиоактивные источники с различными временами жизни и различными энергиями вылетающих частиц. Однако область энергий вылетающих частиц во всех этих источниках ограничена теми же несколькими МэВ, что заметно ниже порогов большинства ядерных реакций, не говоря уже о реакциях с элементарными частицами. Поэтому радиоактивные источники за редчайшими исключениями (например, эффект Мёссбауэра, см. гл. VI, § 6, п. 6) и сейчас применяются не для осуществления ядерных реакций, а для исследования самого явления радиоактивности и для прикладных целей.

Заряженные частицы можно разгонять по определенным траекториям комбинированным действием электрических и магнитных полей. Устройство, в котором под действием электрических и магнитных полей создается пучок заряженных частиц высокой энергии, называется *ускорителем*. В настоящее время ускорители различных типов являются практически единственными источниками заряженных частиц, используемых для осуществления ядерных реакций и реакций с элементарными частицами. В ускорителях получают пучки частиц с энергиями от нескольких МэВ до сотен ГэВ, причем верхний предел обусловлен не принципиальными трудностями, а существующим состоянием ускорительной техники. По грубой оценке технический прогресс приводит к повышению максимальной энергии ускорителя на порядок за десятилетие.

В ускорителях непосредственно ускоряются лишь стабильные заряженные частицы, входящие в состав земной коры. Поскольку основной интерес для физики представляют элементарные акты взаимодействия, то в большинстве ускорителей получают пучки протонов или электронов. Используются пучки дейтронов и α -частиц. Имеется также небольшое количество ускорителей тяжелых ионов, таких, как многократно заряженные ионы углерода, азота, кислорода и более тяжелых ядер. Решена задача создания достаточно интенсивных источников для ускорителей позитронов и антипротонов.

Пучки других частиц, как заряженных, так и нейтральных, получают, используя вторичные реакции в мишени, обстреливаемой первичным пучком. В мишени происходят реакции, в результате которых из нее вылетают новые частицы. Если этих новых частиц достаточно много, то можно изучать реакции, производимые новыми частицами при их столкновениях с другими мишенями. Этим методом на ускорителях получают вторичные пучки γ -квантов, нейтронов, пионов, каонов, антинуклонов и некоторых других частиц. Мюоны и нейтрино не генерируются во вторичных пучках. Эти частицы в ускорителях высоких энергий получают в третичных и т. д. пучках. Третичные пучки порождаются распадами нестабильных частиц вторичных пучков.

Для получения нейтронных пучков с энергиями до 14 МэВ существуют методы, не связанные с использованием ускорителей. Во-первых, исключительно мощным источником нейтронов в этой области энергии является ядерный реактор (см. гл. XI, § 3). Во-вторых, в этой же области энергий используются простые и широко доступные источники, в которых нейтроны получают в α -активном препарате за счет вторичной реакции α -частиц с ядрами примесей определенного вида (см. § 3, п. 2).

Для полноты укажем, что постоянным источником различных частиц в широчайшем диапазоне энергий (до тысяч ГэВ, а изредка и гораздо выше) являются космические лучи (см. гл. XII, § 3). Именно в космических лучах до начала пятидесятых годов в основном открывались новые элементарные частицы. Однако в космических лучах можно проводить не контролируемые эксперименты, а лишь природные наблюдения, в которых не все физические условия фиксированы с достаточной точностью. Поэтому с ростом энергий, доступных ускорительной технике, область применимости космического излучения как метода исследования ядер и элементарных частиц все больше ограничивается снизу по энергии. Кроме того, столкновения космических частиц сверхвысоких энергий происходят крайне редко и лишь на очень большой высоте. В настоящее время исследования реакций с элементарными частицами в космических лучах продолжают играть ограниченную, но важную роль как единственный источник информации о взаимодействиях частиц при энергиях выше ускорительных.

Таким образом, все существующие типы источников элементарных частиц (и ядер) разделяются на: радиоактивные препараты (первичные и вторичные частицы), ускорители (первичные, вторичные, третичные пучки и т. д.), ядерные реакторы и космические лучи. Для изучения реакций сейчас используются только ускорители и реакторы. В прикладных исследованиях широко используются радиоактивные источники.

3. *Детектором*, или, что то же, *регистратором ядерных частиц*, мы будем называть устройство, дающее информацию о прохождении отдельных частиц через определенные макроскопические области пространства. Основная трудность регистрации состоит в том, что эффект воздействия отдельной частицы на вещество с макроскопической точки зрения крайне мал. Наиболее заметным эффектом такого рода является ионизация вещества заряженной частицей. Поэтому работа подавляющего большинства существующих типов детекторов заряженных частиц основана на принципе использования ионизационной способности частиц. В немногих типах детекторов используется электромагнитное излучение заряженных частиц в среде. Действие нейтральных частиц на вещество слишком ничтожно для того, чтобы их можно было регистрировать непосредственно. Поэтому нейтральные частицы регистрируются по вторичным процессам: исследуемые нейтральные частицы порождают заряженные, которые регистрируются по их ионизирующему действию.

Из-за малости ионизационного действия отдельной частицы для регистрации необходимо высокоэффективное усиление. Поэтому в ядерной радиотехнике широко используются импульсные радиотехнические усилители. Но на первой ступени усиления обычно радиотехнические усилители непригодны. В таких случаях используются усилители, главной частью которых является то или иное неустойчивое состояние физической системы: переохлажденный пар, перегретая жидкость, газ в предразрядном состоянии и т. д. В этом отношении регистрационный прибор похож на заряженное ружье. Пролетающая частица, образно говоря, нажимает на спусковой крючок, высвобождая большую энергию, за счет которой и производится регистрация.

§ 2. Источники заряженных частиц и γ -квантов

1. Теория ускорителей составляет предмет не ядерной и даже не общей физики, а относится к технической физике электромагнитных явлений. Поэтому мы будем вести изложение в потребительском плане, подчеркивая главным образом, что именно можно получить от ускорителя того или иного типа.

Результатом действия ускорителя является образование пучка заряженных частиц с энергией от нескольких МэВ до десятков

ГэВ и выше. Главными характеристиками ускорителя являются *энергия частиц* и *интенсивность*, т. е. количество частиц, вылетающих за одну секунду. Интенсивность часто характеризуют полным электрическим током, создаваемым пучком. Для получения тока, очевидно, надо умножить число частиц, вылетающих за одну секунду, на заряд отдельной частицы.

Все ускорители подразделяются на *непрерывные* или непрерывного действия и *импульсные*. Ускоритель непрерывного действия создает равномерный во времени пучок. Из импульсного ускорителя частицы вылетают порциями — импульсами. Как правило, ускорители непрерывного действия дают более высокие токи, а импульсные ускорители — более высокие энергии. Интенсивность импульсного ускорителя характеризуется двумя параметрами: количеством импульсов в секунду (или в минуту) и количеством частиц в отдельном импульсе. Очевидно, что средний ток j в импульсном ускорителе определяется формулой

$$j = Zenv, \quad (9.1)$$

где Ze — заряд ускоряемых частиц, n — число частиц в импульсе, v — число импульсов в секунду.

К более тонким характеристикам пучка относятся разброс частиц по энергиям, а для импульсных ускорителей еще и длительность каждого импульса. Малая длительность мощного импульса часто является недостатком, поскольку при каждом импульсе за очень короткое время происходит слишком много актов исследуемых процессов, так что регистрирующая аппаратура успевает «засечь» лишь их небольшую долю. Поэтому, например, третичные (см. ниже п. 14) электронные пучки, получаемые на больших протонных ускорителях, из-за большой растяжки импульсов способны конкурировать с электронными пучками больших электронных ускорителей, дающих в миллионы раз более сильные средние токи.

2. В ускорителях на частицу действуют электрические и магнитные поля. Как известно, частица с массой M , зарядом Ze и скоростью v при движении вдоль электрического поля \mathcal{E} ускоряется, так что ее энергия E возрастает в соответствии с формулой

$$\frac{dE}{dt} = Zev\mathcal{E}.$$

При движении поперек магнитного поля H частица равномерно движется по окружности радиуса R , где

$$R = \frac{Mvc}{ZeH\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{pc}{ZeH}, \quad (9.2)$$

причем период T одного оборота определяется формулой

$$T = \frac{2\pi Mc}{ZeH\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (9.3)$$

На основе этих элементарных фактов можно объяснить принцип действия любого ускорителя. Фактически расчет и конструирование реальных ускорителей, особенно дающих частицы высоких энергий, очень сложен. Основными трудностями являются обеспечение *фокусировки*, препятствующей пучку расплываться, и *фазировки*, препятствующей выбыванию пучка из режима ускорения по времени.

По принципу действия ускорители разделяются на два класса: а) *ускорители прямого действия* (используется также термин *высоковольтные ускорители*) и б) *ускорители многократного действия*. В ускорителях прямого действия частицы разгоняются в вакууме под действием электростатического поля, создаваемого постоянной разностью потенциалов. В ускорителях многократного действия частицы разгоняются переменными электрическими полями.

В свою очередь ускорители многократного действия делятся на *линейные* и *циклические*. В линейных ускорителях частицы движутся по прямой, а в циклических — по окружности или спиралям.

Основным типом ускорителя прямого действия является *генератор Ван-де-Граафа*, работающий в непрерывном режиме. Все линейные ускорители являются импульсными. К циклическим ускорителям относятся: *циклотрон*, его усовершенствованные варианты — *фазотрон*, *синхротрон*, *синхрофазотрон*, *изохронный циклотрон*, а также *бетатрон* и *микротрон*. Из них циклотрон и изохронный циклотрон обычно являются ускорителями непрерывного действия, микротроны могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме, а все остальные циклические ускорители — существенно импульсные.

3. В *генераторе Ван-де-Граафа* ускорение осуществляется электростатическим полем. Полый металлический шар заряжается до очень высокого потенциала. Изнутри шара выходит многосекционная вакуумная трубка, из которой и вылетает пучок частиц. Энергия частиц пучка в электронвольтах по определению этой единицы равна потенциалу шара для протонов и дейтронов, а для α -частиц — в два раза больше.

Максимальная энергия частиц в генераторе Ван-де-Граафа, как и во всяком ускорителе прямого действия, ограничена напряжением пробоя между шаром и окружающими предметами. Даже при самых тщательных предосторожностях в существующих установках напряжение пробоя не удается поднимать выше десяти миллионов вольт. Поэтому генераторы Ван-де-Граафа обычно дают пучки однозарядных ионов с энергиями 2—5 МэВ, усовершенствованные генераторы — до 20 МэВ. Ток пучка доходит до нескольких сотен мкА, т. е. довольно велик.

Интересным усовершенствованием генератора Ван-де-Граафа является тандем. В тандеме используется явление перезарядки ионов. Например, отрицательные ионы водорода H^- ускоряются в направлении положительного высоковольтного электрода. На этом

электроде они проходят через тонкую фольгу, где многие из них теряют по два электрона, превращаясь в положительно заряженные протоны. Эти протоны уже отталкиваются электродом, т. е. ускоряются еще раз. В результате получается пучок удвоенной энергии. Известны тандемы с неоднократной перезарядкой, дающие однозарядные ионы с утроенной энергией.

Очевидным недостатком генератора Ван-де-Граафа является жесткое ограничение энергии пучка. Но электростатические генераторы обладают рядом преимуществ, главными из которых являются высокая монокromaticность пучка (до 10^{-6} , выше, чем на любом другом ускорителе) и легкость регулирования энергии. Именно на генераторе Ван-де-Граафа сечение протон — протон при низких энергиях было измерено с точностью, с которой не измерено ни одно другое сечение во всей ядерной физике (см. гл. V, § 4). Поэтому генераторы Ван-де-Граафа до сих пор широко используются для исследований при низких энергиях.

Важным для прикладных целей преимуществом генератора Ван-де-Граафа и других высоковольтных ускорителей является возможность получения больших мощностей при высоком к. п. д.

4. В *линейных резонансных* ускорителях частицы разгоняются прямолинейно переменным электрическим полем. Ускоряющая камера электронного ускорителя представляет собой волновод, в котором возбуждается волна электрического типа, т. е. такая, у которой электрическое поле имеет компоненту, направленную по оси камеры. Фазовая скорость этой волны подбирается так, чтобы она все время совпадала со скоростью частиц, а частицы подаются в камеру в такие моменты, чтобы они все время «сидели» близко к максимуму электрического поля. Таким образом, сгустки частиц движутся на гребнях волн. Имеются и другие варианты линейных резонансных ускорителей. Например, у ускорителей протонов и других тяжелых заряженных частиц фазовая скорость волны может быть бесконечной. В этом случае в камеру вставляются металлические дрейфовые трубки, размеры и расположение которых таковы, что частицы «прячутся» внутрь трубок, когда поле направлено против движения. Трубки экранируют поле, так что внутри них частицы движутся свободно (рис. 9.1). В линейных ускорителях удается получать прирост энергии до 10—15 МэВ на метр длины. Теоретически можно, построив достаточно длинный ускоритель, получить пучок сколь угодно большой энергии. Практические ограничения связаны с конструктивной сложностью и высокой стоимостью длинных ускорителей. Линейный резонансный ускоритель является импульсным. Средний ток обычно составляет несколько мкА (иногда до 20—30 мкА), а ток в импульсе — до 50 мА.

Преимуществами линейных резонансных ускорителей являются довольно большой ток и простота инжекции (впуска) и выпуска частиц. Кроме того, в линейных ускорителях частицы пучка практи-

чески не испускают электромагнитного излучения из-за прямолинейности их траекторий. Последнее обстоятельство не играет роли для тяжелых частиц, но важно для электронов высоких энергий (от не-

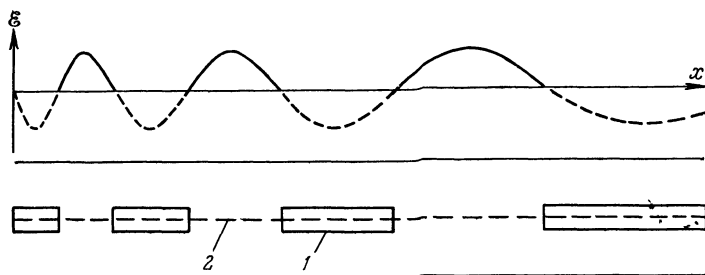


Рис 9.1 Схема резонансного линейного ускорителя с бесконечной фазовой скоростью. 1 — дрейфовые трубки, 2 — зазоры, в которых происходит ускорение частиц. Сверху дан график зависимости напряженности электрического поля в ускорителе от пути x , проходимого ускоряющейся частицей. Пунктиром изображено тормозящее поле.

скольких сотен МэВ и выше). Поэтому линейные ускорители строятся в основном для электронов, так как при энергиях от нескольких ГэВ и выше разгон электронов в кольцевых ускорителях крайне затрудняется потерями на электромагнитное излучение.

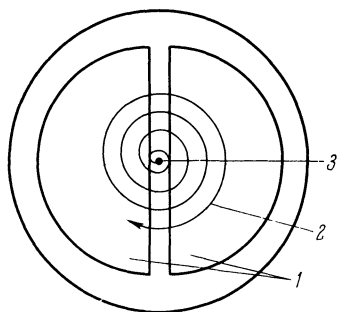


Рис. 9.2. Схема циклотрона.

1 — дуанты, 2 — траектория частицы, 3 — источник заряженных частиц. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости дуантов.

Ускорение тяжелых частиц обычно целесообразнее производить на кольцевых ускорителях. Но из-за большой интенсивности и простоты выпуска частиц инжекторы (т. е. предускорители) гигантских циклических ускорителей тяжелых частиц являются линейными. Так, на циклическом ускорителе в Серпухове в качестве инжектора используется линейный ускоритель протонов на 100 МэВ (см. ниже п. 9).

5. Классическим типом *циклического ускорителя* является циклотрон (Э. О. Лоуренс, 1931). В циклотроне существенно используется тот факт,

что согласно (9.2), (9.3) для нерелятивистской частицы в постоянном однородном магнитном поле радиус орбиты пропорционален скорости, а период обращения не зависит от энергии. Принцип действия циклотрона таков (рис. 9.2). Ускоряющая камера находится в сильном однородном магнитном поле. Частицы попадают

из инжектора близко к центру камеры и начинают вращаться по орбите малого радиуса. В зазоре между дуантами частицы ускоряются импульсным электрическим полем. В результате энергия и радиус орбиты возрастают. Повторяя ускорение электрическим полем на каждом обороте, энергию и радиус орбиты доводят до максимально допустимых значений. В результате частицы движутся по раскручивающейся спирали. На последнем витке спирали включается отклоняющее электрическое поле, выводящее пучок наружу. Ускоряющие электроды ставятся так, чтобы щель между ними была направлена вдоль радиуса. В этом случае из-за постоянства периода обращения частицы будут синхронно ускоряться на всех витках спирали. Напряжение ускоряющего поля лимитируется возможностью пробоя. Оно обычно не превышает 100 кВ, так что приращение энергии за оборот имеет порядок 100 кэВ. Таким образом, в циклотроне на 20 МэВ частица делает примерно 200 оборотов.

Очевидно, что главным недостатком циклотрона является ограничение существенно нерелятивистскими энергиями частиц, так как даже не очень большие релятивистские поправки в соответствии с (9.3) нарушают синхронность ускорения на разных витках. Поэтому на циклотроне протоны можно эффективно разгонять лишь до энергий 20—25 МэВ, а электроны ускорять практически нельзя.

С другой стороны, в области низких энергий циклотрон значительно превосходит все другие ускорители по интенсивности, так как он может давать токи до 1 мА. Поэтому циклотроны до сих пор широко используются для исследования ядерных реакций при низких энергиях, а также для промышленного получения тех изотопов (как правило, нейтронно-дефицитных, т. е. с количеством нейтронов меньше равновесного), которые нельзя получать в реакторах.

Циклотроны используются также для получения пучков дейтронов, α -частиц, тяжелых многократно ионизованных ионов, таких, как углерод, азот, кислород. В последнем случае удается получать энергии до нескольких сотен МэВ, так как из-за большой массы ионов релятивистские поправки для них становятся существенными при более высоких (чем для протонов) энергиях.

Для того чтобы сделать циклотронный принцип ускорения пригодным для частиц релятивистских энергий, необходимо менять либо режим ускорения, либо распределение магнитных полей. Это было осуществлено разными способами в фазотронах, синхротронах, синхрофазотронах, изохронных циклотронах.

6. *Фазотрон* (другое употребительное название — *синхроциклотрон*) отличается от циклотрона тем, что резонансное ускорение производится электрическим полем *переменной частоты*. Изменение частоты во времени подбирается так, чтобы в соответствии с (9.3) ускоряющее поле разгоняло частицу на каждом витке даже при наличии заметных релятивистских поправок. Очевидно, что фазо-

трон может работать только в импульсном режиме: в каждый момент в камере может находиться только один сгусток (иногда несколько сгустков) частиц, потому что при каждом значении частоты резонансного поля ускорение происходит только на орбите определенного радиуса.

Фазотроны используются для ускорения тяжелых частиц — протонов, дейтронов, α -частиц. Имеются фазотроны с энергиями до 1 ГэВ для протонов и до 890 МэВ для α -частиц. Часто используется комбинация фазотрона с циклотроном.

В секунду фазотрон дает от нескольких десятков до нескольких сотен импульсов. Поэтому его интенсивность намного меньше, чем у циклотрона, но все же имеет порядок 1 мкА, т. е. довольно велика. В одном импульсе ускорителя содержится 10^9 — 10^{10} частиц.

Ускоряющее поле имеет напряжение 10—30 кВ. Поэтому в фазотроне с энергией 700 МэВ частица должна сделать примерно 10^5 оборотов.

Идея фазотрона была выдвинута В. И. Векслером (1944) в СССР и несколько позднее Е. М. Мак-Милланом (1945) в США. Главным моментом идеи В. И. Векслера является открытый им *принцип автофазировки*, суть которого сводится к следующему. Частицы попадают из инжектора в ускорительную камеру с некоторым разбросом по скоростям. Поэтому в процессе резонансного ускорения часть частиц начнет отставать, а часть убежать вперед. Если, однако, частицы проходят ускоряющий промежуток в период нарастания электрического поля, то — в этом и состоит явление автофазировки — на отстающие и опережающие частицы действуют поля, «загоняющие» эти частицы обратно в резонансный режим.

Принцип автофазировки Векслера — Мак-Миллана справедлив не только для фазотронов, но и для других ускорителей высоких энергий — синхротронов, линейных резонансных ускорителей, микротронов и др.

Верхний предел энергии, достигаемый на фазотроне, определяется не физическими, а экономическими ограничениями и равен примерно 1 ГэВ. Дело в том, что в соответствии с (9.2) при скоростях, близких к c , радиус орбиты пропорционален энергии. Поэтому вес магнита пропорционален кубу энергии, так как магнитное поле должно создаваться во всей камере от центра до краев. Магнит делается из высококачественного трансформаторного железа и является самой дорогой частью ускорителя. Тем самым стоимость фазотрона, грубо говоря, пропорциональна кубу энергии. Из-за этого для получения частиц с энергиями от 1 ГэВ и выше используют *кольцевые* циклические ускорители, в которых частицы разгоняются не по спирали, а по кольцу, что приводит к значительному снижению веса магнита, т. е. стоимости. В области от 25 до сотен МэВ фазотронный метод ускорения протонов, дейтронов и α -частиц сейчас является основным.

7. Электроны становятся ультрарелятивистскими уже при энергиях в несколько МэВ, так что, начиная примерно с 10 МэВ, скорость электрона почти не зависит от энергии и практически равна c . Независимым от энергии становится и период обращения при фиксированном радиусе орбиты:

$$T_{\text{ультрарел}} = 2\pi R/c. \quad (9.4)$$

Поэтому можно так подобрать режим изменения магнитного поля во времени, чтобы и радиус орбиты, и частота ускоряющего поля были постоянны. Электронный ускоритель такого типа называется синхротроном. Очевидным преимуществом синхротрона является сравнительно малый вес магнита, обусловленный тем, что магнитное поле надо создавать только вдоль ускоряющего кольца (но не в середине).

Примерно от энергии 100 МэВ электроны на кольцевой орбите начинают заметно терять энергию на электромагнитное излучение, обусловленное центростремительным ускорением. Это излучение не мешает работе синхротрона (в отличие от бетатрона, см. ниже) в довольно широком диапазоне энергий. Но именно это излучение ставит предел высшей энергии, достижимой в синхротронах.

В синхротроне относительно сложными являются проблемы инжекции и выпуска частиц. Инжекция осложняется тем, что в синхротронном режиме могут ускоряться только ультрарелятивистские частицы. Поэтому приходится либо начинать ускорение с другого, бетатронного (см. ниже), режима, либо подавать в синхротрон пучок, предварительно ускоренный до энергии 1—50 МэВ. Задача выпуска пучка осложнена постоянством радиуса орбиты. В настоящее время выпуск частиц осуществляется на большинстве современных синхротронов. Часто пучок электронов в синхротроне направляют на внутреннюю мишень, в которой создается пучок тормозных γ -квантов. Эти γ -кванты используются для разнообразных научных и прикладных исследований.

Электронные синхротроны создают на энергии от 100 МэВ до 12 ГэВ. При меньших энергиях более экономичны описываемые ниже бетатроны и микротроны, а при больших — линейные резонансные ускорители. В синхротронах высоких энергий число частиц в импульсе имеет порядок 10^{10} , а число импульсов в секунду составляет несколько десятков, так что средний ток имеет порядок 0,1 мкА.

8. Для ускорения тяжелых частиц до энергий от 1 ГэВ и выше используется *синхрофазотрон* — кольцевой ускоритель, в котором меняется во времени как магнитное поле, так и частота импульсов ускоряющего электрического поля. Изменение частоты электрического поля здесь необходимо, поскольку протоны с энергией в 1 ГэВ еще не являются достаточно ультрарелятивистскими, так что период их обращения по орбите постоянного радиуса зависит от энергии. В разных странах сооружены протонные синхрофазотроны на энер-

гии от 1 ГэВ до 10 ГэВ. Интенсивность синхрофазотронных пучков относительно низка, особенно при высокой энергии. Синхрофазотрон на 10 ГэВ в Дубне дает в среднем за цикл ускорения $3,3 \cdot 10^{11}$ протонов (7,5 импульса в минуту). Отметим, что Дубненский синхрофазотрон может ускорять не только протоны, но и атомные ядра до энергии 10 ГэВ на один протонный заряд. Так, полностью ионизованный атом изотопа углерода C^{12} ускоряется на этом ускорителе до энергии 5 ГэВ/нуклон (интенсивность в импульсе 10^4 ядер C^{12}). Ускорение атомных ядер до релятивистских энергий положило начало новому направлению в ядерной физике — физике релятивистских ядер.

9. Интенсивность синхрофазотронов удалось заметно повысить путем использования открытого в 1950 г. (Н. Кристофилос) *метода сильной фокусировки* пучков. Идея метода состоит в том, что в ускорительном кольце чередуются фокусирующие и дефокусирующие магнитные линзы. При соответствующем подборе параметров линз такая система создает сильный фокусирующий эффект за счет того, что пучок проходит через рассеивающую линзу ближе к главной оси, чем через предшествующую ей собирающую.

Применение жесткой фокусировки в синхрофазотронах дало возможность строить ускорители на более высокие энергии. При жесткой фокусировке сильно уменьшается диаметр пучка, что на порядок уменьшает вес магнита. Один из крупнейших в мире синхрофазотронов с жесткой фокусировкой пущен в конце 1967 г. в Серпухове (В. В. Владимирский, Д. Г. Кошкарев, А. А. Кузьмин, А. А. Логунов, И. Ф. Малышев, Р. М. Суляев и др.).

Серпуховский ускоритель дает протоны с энергией 76 ГэВ. Средний ток равен $2 \cdot 10^{-2}$ мкА (10^{12} частиц в импульсе, 8 импульсов в минуту). Прирост энергии за один оборот равен 190 кэВ, так что за полный цикл ускорения частица проходит в ускорителе около 400 000 оборотов. Радиус ускорительного кольца равен 236,14 м. В то же время поперечные размеры вакуумной камеры невелики: высота 11,5 см, ширина 17 см (при длине в 1,5 км).

Жесткая фокусировка возможна не только в синхрофазотронах, но и в ускорителях других типов. В настоящее время разрабатываются различные варианты таких ускорителей.

10. Из формул (9.2), (9.3) следует, что если в циклотроне магнитное поле постоянно во времени, но неоднородно в радиальном направлении, а именно растет с увеличением радиуса по закону

$$H(R) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - (R/R_\infty)^2}}, \quad (9.5)$$

где $R_\infty = cT/2\pi$, то период T будет оставаться постоянным при любом радиусе. В этом случае возрастание периода за счет релятивистских эффектов компенсируется радиальным возрастанием магнитного поля. Ускорители такого типа называются *изохронными*

циклотронами. Изохронный циклотрон работает в непрерывном режиме. Очевидно, что сильной стороной изохронных циклотронов является возможность получения сильных (примерно таких же, как в циклотронах, т. е. 0,1—1 мА) токов при релятивистских энергиях ускоряемых тяжелых частиц.

Изохронные циклотроны имеют огромные магниты и поэтому довольно дороги. Особенностью изохронных циклотронов является то, что в них орбиты частиц неустойчивы в вертикальном направлении. Для создания вертикальной устойчивости приходится делать магнитное поле азимутально неоднородным, причем с довольно сложной конфигурацией. Но даже и в этом случае вертикальную устойчивость по расчетам удается обеспечить до энергии не выше 1 ГэВ, считающейся в настоящее время верхней границей для изохронных циклотронов. Большинство изохронных циклотронов проектируется и строится для протонов с энергиями 50—100 МэВ. Построены и действуют *мезонные фабрики* — изохронные циклотроны на 520—650 МэВ. Важнейшей проблемой при создании мезонных фабрик является вывод пучка и радиационная защита, так как мощность пучка составляет десятки и даже сотни кВт. Область применимости изохронных циклотронов — изучение редких процессов в реакциях с протонами от 50 до 1000 МэВ, а также изучение реакций на вторичных мезонных пучках (см. п. 14). Серьезными конкурентами изохронных циклотронов является линейные ускорители тяжелых частиц. Так, в Лос-Аламосе (США) в 1972 г. создан линейный ускоритель с энергией 800 МэВ. В 1978 г. его интенсивность достигла 300 мкА.

11. В циклотроне нельзя ускорять электроны, поскольку они быстро достигают релятивистских скоростей. Тем не менее существуют ускорители, в которых электроны ускоряются импульсами электрического поля в постоянном однородном магнитном поле. Ускорители такого типа называются *микротронами* (иногда употребляется название электронный циклотрон). В микротроне частицы вводятся в ускорительную камеру не в центральной части магнитного поля, а на его краю. В месте вывода частиц помещается полый ускоряющий резонатор. В резонансе при каждом обороте электроны получают энергию 0,511 МэВ, точно равную энергии покоя электрона. Следовательно, в соответствии с (9.3) период T_n n -го оборота кратен периоду первого:

$$T_n = nT_1 = \frac{2\pi nmc}{eH \sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (9.6)$$

Поэтому электроны попадают в резонатор в момент ускорения на каждом витке. Электроны движутся по окружностям увеличивающегося радиуса, причем все окружности касаются друг друга внутри резонатора (рис. 9.3). Микротроны могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Предельно достижимая

микротронным методом энергия ускорения обычно оценивается в 50—100 МэВ. Дальнейшее повышение энергии в микротронах требует весьма жестких допусков на магнитное поле. Существующие микротроны имеют энергии от 4 до 30 МэВ. Интенсивность микротронов резко падает с ростом энергии. Так, микротрон на 13 МэВ дает ток в импульсе 100 мА, а микротрон на 30 МэВ — всего лишь 0,05 мА. Средний ток обычно на три порядка ниже импульсного значения.

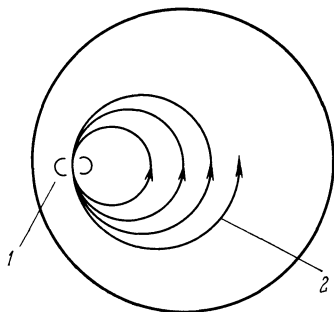


Рис 9.3 Схема микротрона.

1 — резонатор, 2 — траектория электрона

Достоинствами микротрона являются простота вывода пучка, высокая (уступающая только электростатическим ускорителям) моноэнергетичность пучка и довольно высокая интенсивность при низких энергиях. Поэтому микротрон является перспективным типом ускорителя электронов низких энергий.

12. Распространенным ускорителем электронов низких энергий является *бетатрон*. Бетатрон отличается от всех других ускорителей тем, что в нем необходимое для ускорения электрическое поле не подается извне, а создается быстрым изменением во времени магнитного поля, удерживающего частицы на круговой орбите. Действительно, если аксиально симметричное магнитное поле менять во времени, то в соответствии с уравнением Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}$$

появится электрическое поле \mathcal{E} , силовыми линиями которого являются концентрические окружности. При этом оказывается, что для электронов благодаря их ультрарелятивистским свойствам радиальную зависимость магнитного поля $H(R)$ можно подобрать так, что радиус электронной орбиты будет постоянным во времени.

Бетатроны обычно применяются для ускорения электронов до энергий от нескольких до 50 МэВ. Одно время делались бетатроны и на более высокие энергии, вплоть до 240 МэВ. Однако при таких энергиях бетатронный метод ускорения невыгоден из-за большого (по сравнению с синхротронами) веса магнита, а также из-за того, что при энергиях от 100 МэВ и выше режим ускорения в бетатронах все сильнее и сильнее нарушается электромагнитным излучением электронов.

Интенсивность в бетатронах невелика. Средний ток обычно не превышает 10^{-2} мкА при 10^9 — 10^{10} частиц в импульсе. К недостат-

кам бетатронов относится и практическая невозможность вывода пучка. Поэтому бетатроны используются только как источники тормозных γ -квантов.

В настоящее время бетатроны в основном используются не в самой ядерной физике, а в прикладных исследованиях.

13. Для изучения процессов при ультрарелятивистских энергиях очень перспективны ускорители на встречных пучках. В этих ускорителях изучаются не столкновения пучка частиц с мишенью, а столкновения двух встречных пучков, имеющих одинаковую энергию.

Выгодность использования встречных пучков становится понятной, если учесть, что при столкновении двух частиц физически существенной является кинетическая энергия в системе центра инерции, в то время как энергия движения самого центра инерции ни к каким новым физическим явлениям не приводит, т. е. является бесполезной для изучения процесса столкновения (но не бесполезной вообще, см. следующий пункт).

В обычном ускорителе при ультрарелятивистских энергиях основная часть энергии пучка тратится именно на разгон центра инерции. А в ускорителе на встречных пучках, наоборот, вся энергия пучков является полезной. Действительно, из соотношений гл. VII, § 4 для столкновения двух частиц равных масс легко получить, что если обычный ускоритель с кинетической энергией E частиц пучка и ускоритель на встречных пучках с кинетической энергией E_0 в каждом из пучков дают одну и ту же энергию в системе центра инерции, то

$$E = \frac{2E_0^2}{m} + 4E_0. \quad (9.7)$$

Из (9.7) видно, что в нерелятивистской области ($E_0 \ll m$) энергия E растет линейно по E_0 , так что в этой области ускорители на встречных пучках не нужны. Но в ультрарелятивистской области ($E_0 \gg m$) энергия E пропорциональна уже E_0^2 , т. е. растет очень быстро. Например, для Серпуховского ускорителя $E = 76$ ГэВ. Отсюда, учитывая, что энергия покоя протона равна 0,94 ГэВ, получим, что соответствующее значение E_0 равно 5,5 ГэВ. Это значит, что ускоритель на встречных протонных пучках с энергиями по 5,5 ГэВ в отношении исследования протон-протонных столкновений был бы эквивалентен Серпуховскому. Еще более разительные цифры получаются для электронов и позитронов из-за их очень малых масс. Так, при столкновении двух электронов с энергиями по 1,5 ГэВ энергия в системе центра инерции такая же, как при столкновении электрона с энергией около 9000 ГэВ с покоящимся. Неудивительно поэтому, что ускорители на встречных пучках в первую очередь делаются для электронов и позитронов.

Важнейшей характеристикой ускорителя на встречных пучках является *светимость* L , определяемая соотношением

$$N = L\sigma, \quad (9.8)$$

где σ — сечение, а N — число интересующих нас событий в 1 с.

Очевидно, что одной из главных трудностей на пути создания ускорителей на встречных пучках является проблема обеспечения достаточной светимости, так как плотность частиц в пучке на много порядков ниже, чем в мишени. Для эффективного повышения светимости применяются *накопительные кольца*. Накопительное кольцо — это синхротрон, в котором поток частиц не ускоряется, а сравнительно долго (до нескольких часов) обращается с постоянной энергией.

Для физических исследований наиболее интересны встречные пучки частиц с противоположными зарядами всех сортов, т. е. $e^-—e^+$ и $p—\bar{p}$. Именно на $e^-—e^+$ -пучках был открыт и исследован спектр шармония (см. гл. VII, § 7). Большая информация о столкновениях адронов самых высоких достигнутых энергий была получена на встречных $p—p$ -пучках.

14. В физических работах на ускорителях широко используются не только первичные, но и *вторичные пучки*.

Так, для получения пучка γ -излучения высокой энергии электронный пучок направляют на тугоплавкую мишень, из которой вылетает мощный, но, к сожалению, сильнейшим образом размытый по энергии пучок γ -квантов. Большинство электронных ускорителей в настоящее время используется именно как источники γ -излучения, а не электронов. Получающиеся на электронных ускорителях пучки тормозного γ -излучения хорошо коллимированы и имеют интенсивность, достаточную для проведения исследования различных фотоядерных, фотомезонных и других фотореакций. Серьезным недостатком пучка тормозного излучения является неудачная форма его энергетического спектра. Спектр размазан по всей допустимой области энергий от энергии электронов E_{\max} до нуля. При этом наибольшая часть фотонов приходится на область низких энергий, так как везде, за исключением краев, кривая энергетического распределения фотонов ведет себя как E^{-1} (рис. 9.4). Эта размазанность тормозного спектра сильно осложняет экспериментальные исследования взаимодействий γ -квантов с ядрами и элементарными частицами.

При столкновении с мишенью пучка протонов высокой энергии происходит интенсивное рождение пионов, каонов, гиперонов и т. д. Заряженные вторичные частицы можно сфокусировать в пучки с интенсивностью, достаточной для физических исследований. В настоящее время имеются пионные, каонные, антипротонные пучки. На протонном ускорителе в ЦЕРНе с энергией 400 ГэВ получены

пучки Σ^+ -частиц с энергией 150 ГэВ. Интересно отметить, что Σ^- -пучки могут существовать только вследствие релятивистского замедления времени, благодаря которому Σ^- -частицы пролетают расстояние, достаточное для того, чтобы их можно было собрать в пучок. В отсутствие релятивистского замедления времени пролетное расстояние Σ^- -гиперонов не превышает 2,5 см ($L \leq \tau \cdot c = 0,8 \cdot 10^{-10} \text{ с} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с} = 2,4 \text{ см}$). Из пионных пучков получают мюонные, нейтринные, антинейтринные и даже электронные третичные пучки (см. § 3, п. 6 этой главы).

Возможность получения широкого спектра высокоэнергетических вторичных пучков является существенным преимуществом ускорителя типа Серпуховского по сравнению с энергетически эквивалентным ему ускорителем на встречных пучках. Ускорители же на встречных пучках позволяют продвигнуться в область очень высоких энергий, но из-за отсутствия высокоэнергетических вторичных пучков не могут обеспечить широкого фронта работ в области физики элементарных частиц. Именно это обстоятельство мы имели в виду, когда отмечали в предыдущем пункте бесполезность затрат энергии на разгон центра масс.

15. В заключение перечислим основные действующие ускорители в различных странах мира:

а) Протонные ускорители.

E , ГэВ	Год ввода в строй	Страна, город
76	1967	СССР, Серпухов
500	1972	США, Батавия
400	1976	Швейцария, Женева

Протонные ускорители могут также использоваться для ускорения атомных ядер.

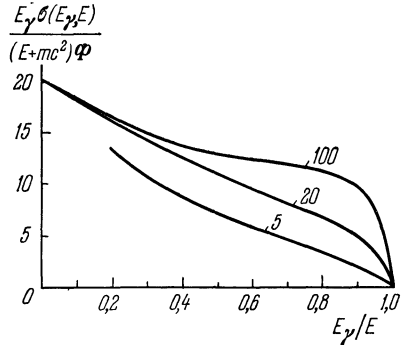


Рис. 9.4. Энергетический спектр тормозного излучения, испускаемого электроном с кинетической энергией E в поле атомного ядра.

$\sigma(E_\gamma, E)$ — эффективное сечение испускания тормозного γ -кванта с энергией E_γ электроном с кинетической энергией E . Нормировочный множитель $\Phi = \frac{1}{137} Z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 3,85 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Цифры над кривыми дают отношение E/mc^2 .

б) Протонные ускорители на встречных пучках.

Е, ГэВ	Год ввода в строй	Страна, город
30 · 2	1971	Швейцария, Женева

в) Электрон-позитронные ускорители на встречных пучках.

Е, ГэВ	Год ввода в строй	Страна, город
0,55 · 2	1966	СССР, Новосибирск
4,2 · 2	1972	США, Стэнфорд
4,5 · 2	1974	ФРГ, Гамбург
19 · 2	1978	ФРГ, Гамбург

Мощные ускорители представляют весьма дорогостоящее сооружение. Поэтому получает распространение строительство и эксплуатация ускорителей совместно многими странами.

§ 3. Источники нейтронов и других нейтральных частиц

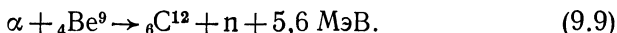
1. Создание хороших (т. е. достаточно интенсивных и монохроматичных) источников нейтронов является сложной задачей, поскольку нейтроны нельзя ни ускорять, ни фокусировать электромагнитными полями. Поэтому точность измерений при работе с нейтронами при одинаковой трудоемкости существенно ниже, чем при работе с заряженными частицами.

Во всех источниках нейтроны образуются в результате ядерных реакций. Возникшие в результате реакции нейтроны либо используются непосредственно, либо предварительно замедляются. В используемых в ядерной физике источниках заряженных частиц и γ -квантов энергия частиц должна быть не ниже нескольких МэВ, а в большинстве случаев выше десяти МэВ, так как в противном случае ядерные реакции не идут из-за пороговых и барьерных эффектов. Напротив, нейтроны не подвержены действию кулоновского барьера и вступают в экзотермические реакции со всеми ядрами (кроме ${}^2\text{He}^3$ и ${}^2\text{He}^4$). Поэтому согласно закону « $1/v$ » (см. гл. IV, § 4, п. 3) взаимодействие нейтронов с ядрами крайне интенсивно при энергии нейтрона, близкой к нулю. Этим объясняется важность источников медленных (с энергией порядка $1/40$ эВ) нейтронов.

Нейтронный источник характеризуется интенсивностью (т. е. числом нейтронов, вылетающих за секунду) и энергетическим спектром. Для многих целей оказываются полезными импульсные источники, интенсивность которых характеризуется числом нейтронов

в импульсе и числом импульсов в единицу времени. Важной характеристикой импульсного источника является длительность импульса. Нейтронные источники можно разделить на три группы. В первую группу входят источники, в которых нейтроны создаются в реакциях, вызываемых радиоактивными излучениями. Во вторую группу входят источники, в которых нейтроны создаются в реакциях, производимых частицами, вылетающими из ускорителей. В третью группу входят ядерные реакторы различных типов.

2. Самые первые источники нейтронов были основаны на использовании реакции



В этих источниках α -частицы излучаются в процессе распада какого-либо α -активного изотопа: радия ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, полония ${}_{84}\text{Po}^{210}$, плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ и др.

Устройство такого источника предельно просто. В герметичную ампулу помещается смесь бериллия с α -активным препаратом, например с полонием. Полоний испускает α -частицы с энергией $E_\alpha = 5,3 \text{ МэВ}$. Эти α -частицы не могут выходить из ампулы из-за ничтожно малых пробегов α -частиц (см. гл. VIII, § 2, п. 7). Внутри ампулы α -частицы вступают в реакцию (9.9), создавая нейтроны, которые свободно выходят наружу.

Энергия получающегося нейтрона зависит от угла между импульсами α -частицы и нейтрона, а также от степени замедления α -частицы перед столкновением и от рассеяния нейтрона внутри источника. Энергетический спектр нейтронов полоний-бериллиевого источника приведен на рис. 9.5. Как видно из рисунка, этот спектр непрерывен и простирается примерно от 0,5 до 10 с небольшим МэВ. Полониевый источник дает интенсивность $3 \cdot 10^6$ нейтронов в секунду на 1 кюри полония. Его особым достоинством является очень незначительный фон γ -излучения, который является нежелательным. Недостатком является малый период полураспада полония (140 дней). Радий-бериллиевый источник имеет практически неограниченный срок действия (период полураспада радия равен 1600 годам) и в шесть раз большую интенсивность, чем полоний-бериллиевый. Но зато у радий-бериллиевого источника очень велик фон γ -лучей. После освоения промышленного производства плутония стало возможным изготовление плутоний-бериллиевых источников,

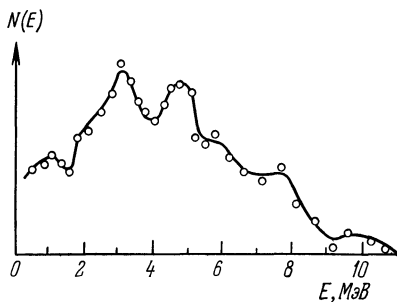
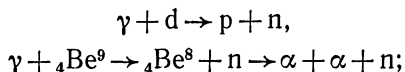


Рис. 9.5. Энергетический спектр $N(E)$ нейтронов из полоний-бериллиевого источника.

у которых мал фон γ -лучей и велик срок службы (период полураспада плутония равен $2,3 \cdot 10^4$ лет). Интенсивность этого источника равна $1,7 \cdot 10^6$ нейтронов на 1 кюри плутония.

Достоинства α -нейтронных источников — простота, портативность, дешевизна, неплохая интенсивность. Основной недостаток — большой разброс по энергиям вылетающих нейтронов.

Для получения относительно монохроматических нейтронов с энергиями 0,1—1 МэВ используются источники, основанные на эндотермических реакциях



при этом γ -излучение создается каким-либо радиоактивным изотопом (${}_{11}\text{Na}^{24}$, ${}_{31}\text{Ga}^{72}$, ${}_{51}\text{Sb}^{124}$ и др.). Энергии γ -квантов, испускаемых в радиоактивных распадах, не превышают нескольких МэВ. Именно поэтому в качестве мишеней могут служить только дейтерий и бериллий, у которых энергии отделения нейтрона аномально низки (2,23 и 1,67 МэВ соответственно).

Интенсивность γ -нейтронных радиоактивных источников примерно на два порядка ниже α -нейтронных, но зато они сравнительно моноэнергетичны благодаря тому, что при одной и той же энергии порядка нескольких МэВ импульс фотона почти на два порядка меньше импульса α -частицы. Комбинируя различные γ -излучатели с дейтерием и бериллием, можно получать нейтроны различных энергий от 0,12 до 0,87 МэВ. Характеристики некоторых γ -нейтронных источников приведены в табл. 9.1.

Таблица 9.1. Характеристики некоторых γ -нейтронных источников

Тип источника	$T_{1/2}$	E_γ , МэВ	E_n , МэВ
${}_{11}\text{Na}^{24} + \text{D}_2\text{O}$	14,8 ч	2,76	0,2
${}_{11}\text{Na}^{24} + {}_4\text{Be}^9$	14,8 ч	2,76	0,8
${}_{25}\text{Mn}^{56} + \text{D}_2\text{O}$	2,6 ч	2,7	0,2
${}_{49}\text{In}^{116} + {}_4\text{Be}^9$	54 мин	1,8; 2,1	0,3
${}_{57}\text{La}^{140} + {}_4\text{Be}^9$	40 ч	2,5	0,6

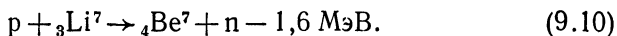
Серьезным недостатком этих источников наряду с низкой интенсивностью является высокий фон γ -излучения и малое время жизни. Альфа-нейтронные и гамма-нейтронные источники применяются в прикладных исследованиях (особенно в полевых условиях) как небольшие лабораторные источники, а также для калибровки нейтронных детекторов.

3. Повышение интенсивности ускорителей заряженных частиц сделало возможным широкое применение этих установок для полу-

чения нейтронов самых различных энергий от десятков кэВ до сотен и даже тысяч МэВ. Общая схема получения нейтронов та же, что и в радиоактивных источниках: пучок заряженных частиц из ускорителя налетает на мишень, в которой происходит реакция, ведущая к вылету нейтрона.

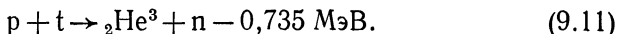
Главным достоинством ускорительных источников является то, что с их помощью можно получать относительно монохроматические пучки нейтронов самых различных энергий. Действительно, при фиксированной энергии налетающей заряженной частицы и канале реакции энергия нейтрона однозначно определяется углом его вылета и теплотой реакции. Степень разброса нейтронов по энергиям обусловлена степенью немонохроматичности исходного пучка заряженных частиц, замедлением в мишени налетающих частиц и вылетающих нейтронов, а также возможным существованием нескольких нейтронных каналов реакции. Поэтому для повышения монохроматичности нейтронов стараются применять тонкие мишени, причем такие, в которых используемый канал реакции является единственным или хотя бы доминирующим нейтронным каналом.

Для получения монохроматических нейтронов низких энергий (0,03—3 МэВ) используется реакция (p, n), которая, как правило, слабо эндотермична. Наиболее часто применяется реакция



С помощью этой реакции получают моноэнергетические нейтроны с энергиями от 30 до 500 кэВ. При дальнейшем повышении энергии нейтроны перестают быть монохроматическими из-за влияния неупругого канала ${}_4\text{Be}^{7*} + n$, так как первый возбужденный уровень ядра ${}_4\text{Be}^7$ имеет энергию 0,43 МэВ. Достоинствами реакции (9.10) являются большой выход нейтронов и относительно низкий порог, позволяющий пользоваться для ускорения протонов генераторами Ван-де-Граафа, обеспечивающими очень высокую моноэнергетичность протонного пучка.

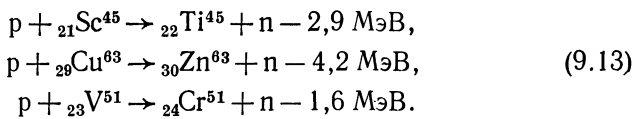
Удешевление производства трития сделало доступным использование реакции



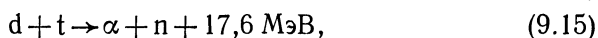
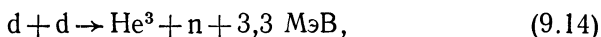
Достоинством этой реакции является не столько низкий порог, сколько то, что ядро ${}_2\text{He}^3$ не имеет возбужденных состояний. С помощью (9.11) получают моноэнергетические нейтроны с энергиями в интервале 0,06—3 МэВ. Недостатком реакции (9.11) является фон жесткого γ -излучения, возникающий за счет параллельной реакции



Для получения моноэнергетических нейтронов в киловольтной области используются также реакции на средних ядрах:

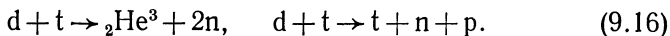


Для получения на ускорителях нейтронов более высоких энергий используется сильно экзотермичная реакция срыва (d, n) (см. гл. IV, § 10, п. 4). В этом случае от энергии налетающих дейтронов требуется лишь, чтобы она была достаточна для преодоления кулоновского барьера ядра. Этот барьер особенно низок для легчайших ядер. Поэтому наиболее широко используются реакции



в которых к тому же конечные ядра не имеют возбужденных состояний, что обеспечивает монохроматичность нейтронов, вылетающих под заданным углом. Для осуществления этих реакций дейтроны достаточно разгонять до энергий в несколько десятков кэВ, что относительно легко осуществляется в электростатических разрядных трубках. Реакция (9.14) имеет довольно большое сечение при низких энергиях дейтронов и дает возможность получать моноэнергетические нейтроны с энергиями от 2 до 6 МэВ в зависимости от угла вылета нейтронов. Реакция (9.15) имеет сильный резонанс при $E_d = 0,11 \text{ МэВ}$, что также дает возможность получать большие выходы нейтронов (около 10^8 нейтронов на микрокулон дейтронов).

В этой реакции энергию вылетающих нейтронов (в лабораторной системе) можно менять варьированием энергии пучка и угла вылета нейтрона и путем использования дейтронов как в качестве налетающих частиц, так и в качестве мишени. Реакция (9.15) дает возможность получать моноэнергетические нейтроны с энергиями от 12 до 20 МэВ. Дальнейшее повышение энергии падающих частиц приводит к потере монохроматичности из-за открытия каналов



Получение моноэнергетических нейтронов с энергиями выше 20 МэВ затруднено наличием нескольких нейтронных каналов во всех ядерных реакциях, причем число каналов растет с повышением энергии.

Для получения нейтронов очень высоких энергий (например, сотни МэВ) используют реакцию срыва (d, n) на средних и тяжелых ядрах. Эта реакция дает довольно большой выход, причем благодаря тому, что срыв — прямой процесс (см. гл. IV, § 10, п. 4), пучок нейтронов получается довольно хорошо коллимированным (около

90% нейтронов летит вперед) и относительно моноэнергетическим. Энергия нейтронов пучка примерно равна (при больших энергиях) половине энергии дейтронов.

4. Наиболее интенсивным источником нейтронов является ядерный реактор. Устройство реактора мы объясним ниже в гл. XI, § 3. Здесь мы только укажем свойства реакторов как источников нейтронов. В этом отношении реакторы характеризуются: а) величиной потока нейтронов; б) энергетическим спектром нейтронов и в) техническими возможностями использования нейтронного потока (можно ли помещать образец внутрь реактора или же можно лишь ставить образец на пути выходящего наружу нейтронного пучка).

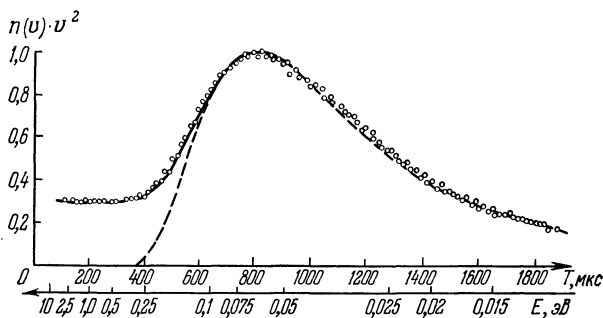


Рис. 9.6. Энергетический спектр нейтронов в реакторе ВВР.

T — время пролета, E — энергия, соответствующая времени пролета, $n(v)$ — плотность числа нейтронов со скоростью v . Пунктиром показано максвелловское распределение.

Потоки нейтронов в современных реакторах имеют порядок 10^{15} нейтрон/см²·с при значительном разбросе по обе стороны от этой величины в реакторах разных типов. Нейтронный спектр зависит от типа реактора. В реакторах на медленных нейтронах форма этого спектра близка к максвелловскому распределению по скоростям с максимумом в области около 0,07 эВ и с немаксвелловским «хвостом», простирающимся в область высоких энергий примерно до 10 МэВ. Примером может служить изображенный на рис. 9.6 спектр нейтронов советского исследовательского реактора ВВР. В реакторах на быстрых нейтронах энергетическое распределение нейтронов является промежуточным между тепловым спектром (рис. 9.6) и спектром нейтронов деления, изображенным на рис. 9.7. В этом случае из реактора вылетает большое число нейтронов с энергией порядка 1 МэВ.

Интенсивность реакторных нейтронных пучков столь велика, что, даже устанавливая на пути пучка специальные монохроматизирующие устройства (см. ниже п. 5), поглощающие нейтроны всех энергий, за исключением очень узкого интервала, удается получить

достаточно интенсивные пучки с очень высокой степенью монохроматичности.

5. Общим недостатком всех нейтронных источников является низкая степень монохроматизации. Наиболее трудно устранимой причиной разброса по энергиям является рассеяние нейтронов в самом источнике (а при высоких энергиях еще и обилие нейтронных каналов). Между тем для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами (а эта задача крайне важна не только для физики ядра, но и для реакторной промышленности) необходимы нейтронные пучки исключительно высокой монохроматичности для того, чтобы отделять друг от друга узкие и частые резонансы в сечениях взаимодействия нейтрон — ядро (см. гл. IV, § 7). Измерения сечения с низким разрешением дают вместо частотола резонансов осредненную плавную кривую (которая, правда, интересна для оптической модели ядра (см. гл. IV, § 9)). Для повышения монохроматичности нейтронов используются различные методы, основанные на том, что нейтроны разных энергий имеют разные скорости.

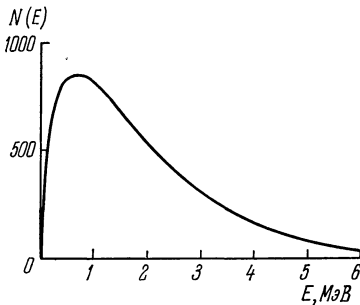


Рис. 9.7. Энергетический спектр $N(E)$ нейтронов, испускаемых при делении ядра изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$.

Одним из таких методов является использование импульсных источников (импульсный электростатический ускоритель, «мигающий», т. е. работающий в импульсном режиме, циклотрон, импульсные реакторы (см. гл. XI, § 3, п. 8)). Нейтроны от импульсного источника летят в специальной трубе длиной в сотни метров. За время полета нейтронный сгусток разделяется по скоростям. В конце трубы ставится заслонка (прерыватель), синхронно открывающаяся лишь в моменты пролетания нейтронов определенной скорости, т. е. энергии. В результате из трубы выходят только нейтроны со строго фиксированной энергией.

Другим методом монохроматизации является механический монохроматор. Принципиальная схема этого устройства изображена на рис. 9.8. Непрерывный пучок нейтронов из реактора поступает в трубу длиной от нескольких метров до десятков метров, на концах которой установлены два непроницаемых для нейтронов диска. Каждый диск имеет узкую радиальную щель. Оба диска синхронно вращаются с угловой скоростью ω , причем их щели сдвинуты по фазе на некоторый угол φ . Поэтому, если расстояние между дисками равно L , то через трубу проходят только нейтроны со скоростями, близкими к v , где

$$v = \omega L / \varphi. \quad (9.17)$$

Разброс прошедших нейтронов по энергии определяется шириной щелей. Механические монохроматоры эффективны для нейтронов с энергиями от тысячных долей до нескольких эВ.

6. Остановимся теперь на источниках других нейтральных частиц, отличных от γ -квантов и нейтронов. К таким частицам относятся π^0 , η , \tilde{K}^0 , K^0 , Λ , Σ^0 , \tilde{n} , $\tilde{\Lambda}$, $\tilde{\Sigma}^0$, а также ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$. Мы намеренно выделили нейтрино всех сортов в особую группу, так как все эти частицы подвержены только слабым взаимодействиям, в то время как остальные перечисленные частицы принимают участие в сильных взаимодействиях.

Сильно взаимодействующие частицы в заметном количестве возникают при столкновении с мишенью пучка заряженных частиц

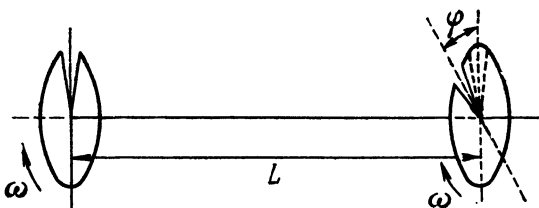


Рис. 9.8. Схема механического монохроматора.

из ускорителя очень высокой энергии. При этом из-за релятивистских кинематических эффектов подавляющая часть возникающих частиц летит вперед, образуя пучок, составленный из различных частиц, как заряженных, так и нейтральных. Если теперь отклонить заряженные частицы сильным магнитным полем, то получится пучок, состоящий из смеси нейтральных частиц с различными распределениями по энергии. Состав и энергетический спектр смеси зависит от энергии первичного пучка и до некоторой степени от материала мишени. При энергиях до 700—800 МэВ в основном образуются нейтроны. При энергиях выше нескольких ГэВ появляются нейтральные каоны и нейтральные гипероны. При энергиях в десятки ГэВ образуются еще и антинейтроны и нейтральные антигипероны. Такого рода нейтральные пучки предусмотрены на Серпуховском ускорителе. Заметим, что нейтральные пионы образовать пучка не могут из-за слишком короткого времени их жизни.

И все же исследование взаимодействия пучков нейтральных частиц в мишенях — дело очень трудное из-за гетерогенности этих пучков, их размазанности по энергии и из-за требования очень высоких энергий в первичном пучке. Поэтому основным сейчас является метод изучения нейтральных частиц в элементарных актах с помощью следовых детекторов (см. ниже § 4, пп. 9, 11).

Получение нейтринных потоков затрудняется тем, что эти частицы подвержены только слабым взаимодействиям и поэтому

с ничтожнейшей интенсивностью рождаются при столкновениях любых частиц с любыми мишенями. Поэтому для создания нейтринных пучков пользуются тем, что нейтрино рождаются при распадах. При β^- -распаде рождается электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$ (см. гл. VI, § 4, п. 1). Поэтому интенсивным источником этих частиц



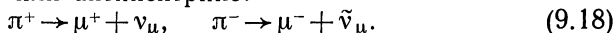
Рис. 9.9. Зал Серпуховского ускорителя.

Слева — железный фильтр нейтринного канала.

является реактор, в котором в результате реакции деления образуется колоссальное количество β^- -активных изотопов.

Электронные нейтрино ν_e рождаются при β^+ -распаде. Ядра с таким способом распада образуются в термоядерных реакциях (см. гл. XI, § 1). Поэтому мощным источником нейтрино должно являться Солнце, представляющее собой естественный термоядерный реактор.

Пучок мюонных нейтрино и антинейтрино ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ возникает в современных протонных ускорителях в результате следующей цепочки процессов. При столкновении первичного пучка с мишенью образуются заряженные пионы, которые распадаются на мюон и мюонное нейтрино или антинейтрино:



Из-за релятивистских кинематических эффектов все продукты распада летят в основном вперед, образуя пучок. Частицы ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ можно отделить от остальных, поставив на пути пучка достаточно толстую бетонную или железную стенку, поглощающую все остальные частицы, но практически не действующую на ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$.

Для примера на рис. 9.9 показан железный фильтр нейтринного канала Серпуховского ускорителя. Канал справа предназначен для отсепарированных заряженных частиц.

На ускорителе в Батавии получают нейтринные пучки с интенсивностью 10^{10} частиц за цикл и максимальной энергией примерно 200 ГэВ.

§ 4. Регистрация заряженных частиц и γ -квантов

1. Приборы для регистрации частиц называются *детекторами частиц*. Существующие детекторы можно подразделить на *счетчики* и *следовые детекторы*. Из этой классификации несколько выпадают *ионизационные камеры непрерывного действия*, а также *искровые и пропорциональные камеры*.

С помощью счетчиков регистрируется прохождение частицы через определенный участок пространства в определенный момент времени с макроскопической точностью (сантиметры и миллиметры для места, 10^{-4} — 10^{-9} с для времени). Кроме того, в различных типах счетчиков могут определяться и некоторые характеристики частицы, такие как энергия, заряд, скорость, масса.

В следовых детекторах заряженная частица оставляет след, называемый *треком*. Треки тем или иным способом фиксируются. Поэтому в следовых детекторах можно получать несравненно большую, чем в счетчиках, информацию о направлении движения частицы, процессах ее столкновений с другими частицами, о ее распаде и целом ряде других характеристик частицы. Нейтральные частицы треков не образуют. Тем не менее с помощью следовых детекторов получают богатейшую информацию и о нейтральных частицах, о чем мы скажем ниже в пп. 9, 11.

Еще с десятков с небольшим лет назад единственным способом фиксации треков было их фотографирование, обычно в двух проекциях. Извлечение нужной информации из фотографий треков требует длительной и трудоемкой обработки. Сейчас все большее распространение получает бесфильмовый съем информации со следовых детекторов, при котором параметры треков непосредственно пере-

даются на ЭВМ немедленной полной обработки. Переход на бесфильмовый съем информации повышает реальную эффективность следового детектора на несколько порядков как по времени, так и по объему перерабатываемой информации.

В ионизационной камере непрерывного действия происходит регистрация не отдельных частиц, а интегральной характеристики — потока энергии, переносимой заряженными частицами.

Искровая и пропорциональная камеры с точки зрения нашей общей классификации представляют собой совокупность большого числа очень мелких счетчиков. Поэтому они близки к счетчикам тем, что информация в них выдается мгновенно, без последующей обработки, и в то же время обладают свойствами следовой камеры, поскольку по действию многих счетчиков можно установить трек частицы.

К счетчикам относятся импульсные ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера — Мюллера, сцинтилляционные счетчики, черенковские счетчики, полупроводниковые счетчики.

К следовым детекторам относятся камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные фотоэмульсии, широкоазорные искровые камеры и стримерные камеры.

2. Рассмотрим теперь основные величины, характеризующие свойства различных детекторов.

Достоинства счетчиков определяются следующими характеристиками:

а) *Эффективность*, т. е. отношение (обычно в процентах) числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, пролетевших через счетчик.

б) *Разрешающее время*, т. е. время Δt , которое должно разделять две следующие друг за другом частицы, чтобы они не были сосчитаны за одну.

в) *Разрешающая способность по энергии*.

Достоинства следовых детекторов определяются такими факторами:

а) *Эффективный объем* (грубо измеряется в г/см³). Следовый регистратор тем мощнее, чем больше его эффективный объем. Действительно, при большом эффективном объеме в регистраторе уместится длинный трек частицы высокой энергии, а то и треки частиц, возникающих в процессе последовательных распадов исходной.

б) *Число рабочих циклов* в единицу времени. Детектор тем лучше, чем чаще он действует.

в) *Чувствительность*. При малой ионизационной способности частицы трек может быть незаметным. Например, во многих детекторах видны треки тяжелых заряженных частиц, но не видны треки электронов.

г) *Управляемость*, т. е. возможность практически мгновенного включения рабочего цикла.

д) Длительность и трудоемкость обработки. При фотографическом методе фиксирования треков обработка включает в себя не только проявление пленок, но и нахождение на них нужных событий с последующим расчетом кинематики столкновений, пробегов и других величин. Обработка фотоматериалов часто тянется месяцами и требует многочисленного обслуживающего персонала.

При бесфильмовом съеме информации частичная (контрольная) обработка производится на ЭВМ «в линию» (по английски *on line*), т. е. практически одновременно с регистрацией.

е) Экономические факторы. Многие следовые детекторы настолько дороги, что доступны лишь немногим лабораториям мира.

3. *Ионизационная камера* представляет собой тонкостенный замкнутый объем, наполненный газом. В этом объеме помещаются два электрода, к которым прикладывается напряжение (100—1000 В). Принцип действия камеры следующий. Заряженная частица, попадая в камеру, ионизирует наполняющий ее газ. Образованные частицей положительные и отрицательные ионы устремляются к электродам, создавая электрический ток, по которому и происходит регистрация. Принципиальная схема ионизационной камеры изображена на рис. 9.10.

Напряжение в камере подбирается так, чтобы все образовавшиеся ионы доходили до электродов, не успев рекомбинировать, но при этом не разгонялись бы настолько сильно, чтобы производить вторичную ионизацию. Поэтому в камере измеряется полная ионизация, произведенная частицей, т. е. согласно гл. VIII, § 6, п. 2 полная энергия частицы, если ее пробег целиком уместился в камере. Ионизационные камеры обычных типов пригодны лишь для регистрации короткопробежных частиц, т. е. тяжелых нерелятивистских частиц, так как треки электронов и релятивистских частиц в камере не умещаются (именно поэтому камера должна быть тонкостенной). Мы уже говорили в § 1, что каждый детектор элементарных частиц содержит элемент типа ружья, в котором проходящая частица как бы нажимает спусковой крючок. В ионизационной камере таким элементом является газ под электрическим напряжением.

Ионизационные камеры бывают двух типов: *непрерывного действия* (иначе — *интегрирующие*, или *токовые*) и *импульсные*. В камере

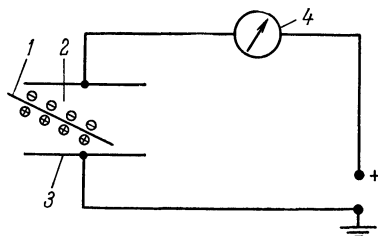


Рис. 9.10. Схема ионизационной камеры.

1 — траектория заряженной частицы, 2 — создаваемые этой частицей ионы, 3 — собирающие электроды, 4 — гальванометр.

непрерывного действия измеряется суммарный ионизационный ток, т. е. поток энергии проходящих заряженных частиц. Импульсная камера является счетчиком — в ней регистрируется прохождение одиночной частицы и измеряется энергия этой частицы.

Камеры непрерывного действия наиболее просты, так как измеряемый ими суммарный ионизационный ток является скорее макроскопической, чем микроскопической величиной.

Сложнее измерять импульс тока, создаваемый одиночной частицей в импульсной камере. Для оценки этого импульса прежде всего вспомним, что частица энергии E образует E/I пар ионов, где I — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов. Умножив величину E/I на элементарный заряд e , мы получим полное число ионов одного знака, возникших в камере. Учтем теперь, что камера вместе с подводными проводами имеет определенную электрическую емкость C . При прохождении через камеру ионов одного знака напряжение на электродах изменится на величину ΔV , где

$$\Delta V = \frac{Ee}{IC}. \quad (9.19)$$

Именно этот импульс напряжения поступает в усилитель (если не успевает частично рассосаться, см. ниже) и в конечном счете измеряется. Тем самым измеряется и энергия частицы, пропорциональная этому импульсу. Для оценки импульса ΔV положим $E = 5$ МэВ (α -частица из радиоактивного ядра), $I = 25$ эВ (аргон), $C = 10^{-11}$ Ф. Получим

$$\Delta V = \frac{5 \cdot 10^6 \text{ эВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}}{25 \text{ эВ} \cdot 10^{-11} \text{ Ф}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ В}. \quad (9.20)$$

Это весьма слабый импульс, который непросто измерить. Увеличить этот импульс не удастся, так как порядок среднего ионизационного потенциала одинаков для всех используемых в камерах газов, а емкость определяется геометрией камеры.

Эффективность ионизационной камеры практически стопроцентная. Разрешающее время определяется временем собирания ионов на электродах и временем восстановления потенциала до исходного значения. Время собирания зависит от скорости дрейфа ионов и от размеров камеры. Скорость электронов на три порядка выше скорости ионов. Например, при напряженности 500 В/см в воздухе при нормальных условиях скорость электронов равна 10^8 см/с, а ионов — только 10^3 см/с. Размеры камер обычно имеют порядок нескольких см, так что время собирания имеет порядок 10^{-6} с для электронов и 10^{-3} с для ионов. Для восстановления потенциала последовательно с электродами включается сопротивление R . Импульс ΔV рассасывается по закону

$$\Delta V(t) = \Delta V e^{-t/RC}, \quad (9.21)$$

так что время восстановления имеет порядок $t_0 = RC$. Величина t_0 называется *постоянной времени*. Постоянная времени должна превышать время собирания $t_{\text{собр}}$, поскольку иначе импульс рассосется во время его образования. Таким образом, минимальное эффективное время равно $2t_{\text{собр}}$. Отсюда видно, что если камера работает на полном (т. е. электронном и ионном) импульсе, то она может регистрировать не более нескольких сотен частиц в секунду. Поэтому многие ионизационные камеры работают только на электронном импульсе, что позволяет считать сотни тысяч частиц в секунду. При этом, однако, ухудшается разрешение по энергиям, так как по ряду причин величина электронного импульса зависит не только от энергии частицы, но и от того, через какой участок камеры прошла частица.

В импульсной ионизационной камере измеряется и энергия заряженной частицы, но с довольно низкой точностью, обусловленной в основном малостью выходного импульса.

Ионизационные камеры используются для регистрации не только заряженных, но и нейтральных частиц — γ -квантов и нейтронов. Гамма-кванты производят ионизацию, выбивая быстрые электроны из стенок камеры и молекул газа. О нейтронных камерах будет рассказано ниже в § 5, п. 3.

Ионизационная камера является одним из старейших методов регистрации ядерных частиц. Сейчас ионизационные камеры непрерывного действия широко применяются для дозиметрии ядерных излучений (см. гл. XIII, § 1), для измерения интенсивности пучков γ -квантов из электронных ускорителей и для некоторых других измерений. Импульсные камеры в ядерной физике почти вытеснены другими, более совершенными типами детекторов.

4. *Газоразрядные счетчики* похожи на ионизационные камеры тем, что во всех этих детекторах рабочим веществом является газ, к которому приложено электрическое напряжение, а регистрируется импульс напряжения, возникающий в результате разряда в газе при прохождении частицы. Главное отличие газоразрядных счетчиков от ионизационных камер состоит в том, что в первых существенную роль играет вторичная ионизация, обусловленная столкновениями первичных ионов с атомами и молекулами газа и стенок.

Газоразрядные счетчики делятся на *пропорциональные* и *счетчики Гейгера — Мюллера*. В пропорциональном счетчике газовый разряд *несамостоятельный*, т. е. такой, который гаснет при прекращении внешней ионизации. В счетчике Гейгера — Мюллера, напротив, разряд *самостоятельный*, т. е. такой, который, возникнув, будет существовать и без внешней ионизации, если не принять специальных мер для его гашения.

Конструктивно газоразрядный счетчик представляет собой тонкостенную, обычно стеклянную герметичную камеру цилиндрической формы. С внутренней стороны камера покрыта тонким слоем металла, который служит катодом. Анодом служит тонкая (диаметром около 0,05 мм) металлическая нить, протянутая по оси цилиндра. Такая резкая асимметрия геометрии электродов приводит к тому, что электрическое поле очень велико в малой области вокруг анодной нити и мало в остальном пространстве внутри счетчика. Ниже мы увидим, что именно этой асимметрией обусловлены основные особенности процессов в газоразрядных счетчиках.

Схема счетчика изображена на рис. 9.11.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в газоразрядных счетчиках. Эти процессы можно разделить на три стадии, которые мы и разберем по порядку:

а) *Первичная ионизация*. Эта ионизация возникает вдоль траектории заряженной частицы, проходящей через счетчик. Здесь важно отметить два момента. Во-первых, первичные ионы могут возникнуть в любой области трубки счетчика. Во-вторых, если трек

уместился внутри трубки, то число ионов пропорционально энергии частицы.

б) Вторичная ионизация. Первичные электроны и положительные ионы разгоняются электрическим полем и начинают двигаться к электродам, как и в ионизационной камере. Однако дальнейшие события разыгрываются в счетчике по-иному за счет асимметричной геометрии электродов. Электроны, движущиеся к аноду-нити, попадают в области очень больших электрических полей (силовые линии идут по радиусам и резко сгущаются у нити) и у самой нити резко ускоряются. В результате возникает вторичная ударная ионизация. Поле у самой нити столь велико, что выбитый электрон успевает разогнаться и произвести новую ионизацию, так что

процесс носит лавинный характер. На один первичный электрон в лавине ударных ионизаций образуются сотни, тысячи, а часто и больше вторичных частиц. Подчеркнем две особенности лавинного процесса. Во-первых, вторичная ионизация происходит в очень малой области радиусом порядка 10^{-2} см вокруг нити. Объем этой области ничтожен по сравнению с полным объемом счетчика. Поэтому

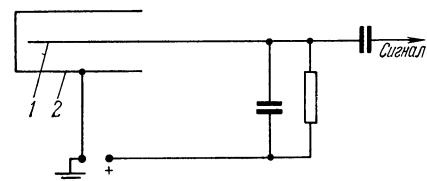


Рис. 9.11. Схема счетчика Гейгера — Мюллера.

1 — анод (нить), 2 — катод (стенки счетчика).

практически можно считать, что первичная ионизация всегда происходит вне этой области. Отсюда следует важный вывод о том, что любой первичный электрон вызывает лавину одной и той же величины. А так как число первичных электронов пропорционально энергии регистрируемой заряженной частицы, то полное количество электронов в лавине пропорционально энергии этой частицы. Это, однако, еще не означает, что импульс напряжения будет пропорционален энергии, так как мы еще не учли повторных лавин. Вторая особенность процесса развития лавины — малая длительность. Лавина развивается примерно за 10^{-8} с.

в) Повторные лавины. После первой лавины в счетчике могут возникать повторные, причем за счет двух различных механизмов. Первый механизм обусловлен быстро протекающими процессами. В начале развития лавины электроны возбуждают нейтральные молекулы, которые, возвращаясь в исходное состояние, испускают фотоны. Эти фотоны выбивают из катода путем фотоэффекта электроны, которые и являются родоначальниками новых лавин. Наиболее длительным этапом этого процесса является дрейф фотоэлектрона от катода к области развития лавин около нити. Поэтому порядок времени такого способа образования повторной лавины можно оценить, разделив радиус цилиндра счетчика (≈ 1 см) на среднюю

скорость электрона ($\approx 10^6$ см/с). В результате получим 10^{-6} с. Вторым механизмом повторных лавин обусловлен более медленными процессами. Он состоит в том, что положительные ионы, доходя до катода, выбивают из него электроны в процессе нейтрализации. Необходимая для выбивания энергия выделяется при нейтрализации иона, поскольку потенциал ионизации газа, заполняющего счетчик, всегда в несколько раз выше ионизационного потенциала металла катода (4—5 эВ). Например, энергия ионизации аргона равна 15,7 эВ, так что при нейтрализации иона аргона на катоде выделяется энергия около 11 эВ, которая более чем достаточна для выбивания электрона. Длительность процесса развития повторной лавины таким способом обусловлена временем движения положительных ионов к катоду и имеет порядок 10^{-4} с. Будет разряд самостоятельным или несамостоятельным, определяется тем, смогут ли два рассмотренных механизма вызывать повторные лавины неопределенно долгое время или нет. При достаточно высоком напряжении на счетчике в первых лавинах образуется столь большое число ионов, что, достигнув катода, они обязательно порождают новые электроны и тем самым новые лавины — разряд становится самостоятельным.

При самостоятельном разряде возникает проблема его гашения. Методы гашения самостоятельного разряда в счетчиках делятся на радиотехнические и основанные на добавлении в трубку многоатомных газов. В радиотехнических методах разряд гасится снижением напряжения на электродах.

Сейчас чаще используются радиотехнические схемы с активным гашением, в которых возникающий при разряде передний фронт импульса включает быстродействующие спусковые устройства, снимающие напряжение на счетчике. Совершенно иной механизм гашения возникает при добавлении в трубку многоатомных газов, например паров этилового спирта. Пары спирта сильно поглощают фотоны с энергиями, достаточными для выбивания фотоэлектронов из катода. При этом молекула спирта возбуждается и диссоциирует, но практически не испускает электронов. Поэтому повторные лавины за счет фотоэлектронов с катода возникнуть не могут. Подавляются и повторные лавины за счет положительных ионов. Именно, положительные ионы основного газа счетчика (например, аргона), двигаясь к катоду, сталкиваются с молекулами спирта. Ионизационный потенциал спирта (11,7 эВ) ниже ионизационного потенциала аргона (15,7 эВ). Поэтому при столкновении иона аргона с молекулой спирта энергетически выгодным является переход электрона к иону аргона с ионизацией молекулы спирта и нейтрализацией аргона. В результате до катода доходят только ионы спирта, которые при нейтрализации не выбивают электроны, а разваливаются. Счетчики, наполненные многоатомными газами, называются *самогасящимися*. В счетчиках, работающих в режиме

самостоятельного разряда с гашением, выходной импульс напряжения очень велик (до десятков вольт) и не зависит от начальной ионизации.

Перечислим достоинства и недостатки газоразрядных счетчиков.

Начнем с пропорциональных счетчиков. Эти счетчики работают в области несамостоятельного разряда, при котором выходной импульс пропорционален энергии регистрируемой частицы. Поэтому пропорциональный счетчик не только регистрирует частицу, но и измеряет ее энергию. Коэффициент газового усиления, т. е. число вторичных электронов на один первоначальный, в этих счетчиках не очень велик, порядка 10^2 — 10^4 . Импульс напряжения на счетчике достигает максимальной величины к моменту прихода ионов на катод.

Очевидно, что при работе с полным импульсом разрешающее время определяется временем дрейфа ионов к катоду. Это время, как мы только что видели, по порядку величины равняется 10^{-4} с. Его можно значительно уменьшить, если воспользоваться нелинейностью нарастания импульса. Оказывается, что скорость нарастания импульса является наибольшей в первые моменты отхода ионов от нити. Поэтому, работая на начальном участке импульса, можно достичь разрешающих времен 10^{-6} — 10^{-8} с при не очень малом выходном импульсе $\approx 10^{-2}$ В. Пропорциональные счетчики обладают практически стопроцентной эффективностью по отношению к заряженным частицам. Пропорциональные счетчики дешевы, просты в обращении. Однако область их применимости ограничивается тем, что треки длиннопробежных частиц не уменьшаются в счетчике, что препятствует измерению энергии этих частиц. Поэтому пропорциональные счетчики применяются только для регистрации и измерения энергии частиц весьма низких энергий. Пропорциональные счетчики применяют и для регистрации нейтронов (см. § 5, п. 2).

Счетчики Гейгера — Мюллера работают в режиме самостоятельного разряда с гашением. В этих счетчиках импульс очень велик (0,2—40 В) и не зависит от энергии регистрируемой частицы. Поэтому счетчики Гейгера — Мюллера только регистрируют частицу без измерения ее энергии. Разрешающее время этих счетчиков довольно велико: 10^{-3} — 10^{-5} с (в лучших — до 10^{-7} с). Особенно велико разрешающее время в счетчиках с радиотехническим (внешним) гашением. В счетчиках с многоатомными газами (внутреннее гашение) разрешающее время меньше, но зато срок их действия ограничен распадом многоатомных молекул (примерно 10^9 регистраций).

Важной технической характеристикой счетчика Гейгера — Мюллера является *счетная характеристика*, т. е. зависимость числа отсчетов от напряжения на счетчике. Эта характеристика имеет вид кривой с очень широким почти горизонтальным участком,

называемым плато (рис. 9.12). Счетчик тем лучше, чем шире плато и чем ближе оно к горизонтальному.

Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками Гейгера — Мюллера близка к 100%. Эти счетчики используются и для регистрации γ -квантов за счет вторичных эффектов (фотоэффект, комптон-эффект и рождение пар) на стенках. В этом случае важно правильно выбрать толщину стенки. Через слишком тонкую стенку квант пролетит беспрепятственно, а в толстой стенке выбитый квантом электрон задержится и не даст импульса в счетчик. Эффективностью газоразрядных счетчиков по отношению к γ -квантам не превышает 1—3%. Специально сконструированными газоразрядными счетчиками можно регистрировать фотоны очень низких энергий, ультрафиолетовые, видимого спектра и даже инфракрасные. Для регистрации фотонов от нескольких десятков кэВ и выше более эффективны рассматриваемые ниже сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики.

Счетчики Гейгера — Мюллера дешевы, конструктивно хорошо разработаны, исключительно просты в эксплуатации (большой импульс), безотказны. Поэтому они широко используются в прикладной ядерной физике. Однако в самой ядерной физике эти счетчики вытесняются более совершенными методами регистрации.

5. Принцип действия сцинтилляционного (или, что то же, люминесцентного) счетчика основан на том, что в ряде веществ проходящие ядерные частицы вызывают сцинтилляционные вспышки видимого света, называемые сцинтилляциями. Это явление использовалось для регистрации заряженных частиц еще на заре ядерной физики. В качестве сцинтиллятора использовали сернистый цинк ZnS , а вспышки от отдельных частиц считали, наблюдая их просто глазом. Со временем этот метод был оставлен как малоэффективный. Главной причиной неэффективности явилось очень слабое разрешение по времени, которое у глаза не превышает 10^{-1} с (хотя в отношении чувствительности к свету глаз — прибор очень высокого качества). Однако в послевоенные годы сцинтилляционный метод регистрации снова возродился в связи с двумя важными усовершенствованиями. Во-первых, вместо непрозрачного сернистого цинка стали использовать вещества, прозрачные по отношению к собственному сцинтилляционному излучению. Это привело к тому, что эффективным в отношении регистрации стал весь объем сцинтиллятора, а не только его поверхностный слой. Во-вторых, для регистрации

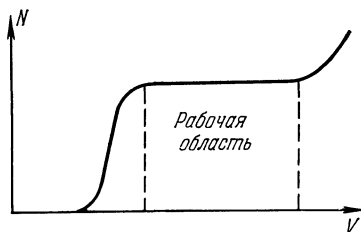


Рис. 9.12. Счетная характеристика счетчика Гейгера — Мюллера: зависимость числа N импульсов от приложенного напряжения V при постоянной интенсивности излучения.

вспышки вместо глаза стали использовать фотоэлектронные умножители (ФЭУ) — приборы исключительно быстродействующие и высокочувствительные.

На рис. 9.13 приведена схема типичного сцинтилляционного счетчика, в котором сцинтиллятором служит кристалл иодистого натрия NaI. Регистрируемая ионизирующая частица попадает в кристалл и тормозится в нем. Как и во всяком веществе, энергия частицы при торможении расходуется на ионизацию и возбуждение электронов в кристалле. В сцинтиллирующем кристалле энергия возбуждения частично выделяется в виде вспышки видимого света. Механизм образования вспышки сложен. Нетривиален также вопрос о том, почему сцинтиллятор может быть прозрачен по отношению к своему собственному излучению (казалось бы, спектр

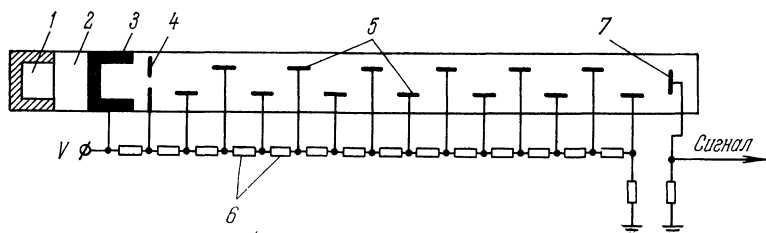


Рис. 9.13. Схема сцинтилляционного счетчика.

1 — сцинтиллятор, 2 — светопровод, связывающий сцинтиллятор с ФЭУ, 3 — фотокатод, 4 — диафрагма, 5 — диноды, 6 — делители напряжения, 7 — анод.

поглощения должен быть подобен спектру испускания). Эти относящиеся к оптике и физике твердого тела вопросы мы рассматривать не будем. Для нас важно лишь то, что вспышка происходит за $2 \cdot 10^{-7}$ с и уносит в хороших кристаллах несколько процентов полной энергии первичной частицы. Фотоны вспышки попадают на прилегающий к кристаллу фотокатод ФЭУ (рис. 9.13). Не прилегающие к ФЭУ грани кристалла покрыты отражающим (внутри) экраном, так что до фотокатода доходят почти все фотоны вспышки. Количество этих фотонов оказывается примерно пропорциональным энергии первичной частицы.

Фотоны вспышки, попадая на фотокатод, выбивают из него фотоэлектроны. Эти фотоэлектроны внутри ФЭУ специальными электрическими полями фокусируются и направляются на промежуточный электрод, называемый динодом. Материал динода выбирается таким, чтобы на нем интенсивно шла вторичная электронная эмиссия. В среднем каждый электрон, падающий на динод, выбивает из него от 3 до 10 новых электронов. С первого динода поток электронов поступает на второй динод и т. д. Всего в ФЭУ устанавливается примерно 10—20 динодов, что позволяет усиливать поток электронов в 10^5 — 10^8 раз. Замечательной особенностью ФЭУ является

хорошо соблюдаемая линейность усиления. С последнего динода усиленный поток электронов поступает на анод, создавая электрический импульс, регистрируемый радиотехническими методами.

Преимущества сцинтилляционных счетчиков таковы. Во-первых, у них высока эффективность регистрации, равная почти 100% для заряженных частиц и 30% для γ -квантов. Во-вторых, у сцинтилляционных счетчиков очень малое разрешающее время, предел которого определяется длительностью люминесцентной вспышки. Продолжительность вспышки зависит от вещества сцинтиллятора. Для неорганических кристаллов, таких как NaI, это время имеет порядок 10^{-7} с, для органических кристаллов (антрацен, нафталин) — примерно 10^{-8} с, для пластических сцинтилляторов доходит до 10^{-9} с. Поэтому неорганические и особенно пластические сцинтилляторы особенно хороши там, где требуется высокое разрешение по времени. Третьим преимуществом люминесцентного счетчика является возможность измерения энергии как заряженных частиц, так и γ -квантов. Для измерения энергии более пригодны неорганические кристаллы, так как в органических кристаллах и пластиках плохо выполняется линейность зависимости интенсивности вспышки от энергии первичной частицы. Но даже и в счетчиках с неорганическими кристаллами энергия измеряется с точностью порядка 10% в области энергий от сотен кэВ и выше и с точностью порядка 50% в области десятков кэВ. Сцинтилляционным счетчиком можно измерять не только энергию, но и скорость тяжелых заряженных частиц с энергиями в области десятков МэВ. Для этого используется тонкий кристалл. В таком кристалле измеряется не вся энергия частицы, а лишь потеря энергии на расстоянии толщины кристалла, т. е. $-dE/dx$. А это и есть измерение скорости (см. гл. VIII, § 2, формула (8.24)). Если же на пути частиц поставить комбинацию из тонкого и толстого кристаллов, то можно измерить энергию и скорость, т. е. энергию и массу. Таким путем можно легко отделять, например, протоны от дейтронов, измеряя в то же время энергии и тех, и других частиц. Как недостаток сцинтилляционных счетчиков отметим то, что с ними труднее работать, чем с газоразрядными. Например, кристалл NaI очень гигроскопичен и боится больших потоков света. Поэтому этот кристалл приходится тщательно герметизировать и экранировать от наружного освещения. Сцинтилляционный счетчик сейчас является одним из основных типов детекторов как в самой ядерной физике, так и в ее технических приложениях. В сцинтилляционных счетчиках в качестве рабочего вещества иногда используются жидкие прозрачные сцинтилляторы, которые могут иметь неограниченно большой эффективный объем (вырастить большой кристалл трудно).

Именно с помощью жидкого сцинтиллятора в 1956 г. Рейнесу и Коуэну удалось впервые зарегистрировать одну из разновидностей нейтрино, а именно электросное антинейтрино (см. гл. VI, § 4). В этом фундаментальном опыте

наблюдалась реакция



Теоретическая оценка давала для этой реакции сечение $\sigma_{\text{теор}} \approx 6 \cdot 10^{-44}$ см² (для антинейтрино, вылетающих из реактора), что примерно на 20 порядков ниже сечений, обычно измеряемых в ядерной физике. Эти 20 порядков были выиграны за счет следующих факторов. Во-первых, в качестве источника был использован мощный реактор, дававший поток антинейтрино, равный примерно 10^{13} частиц/см²·с. Во-вторых, для регистрации был использован жидкий сцинтиллятор с колоссальным объемом 5000 литров. В-третьих, вся установка была помещена глубоко под землей и отделена мощной защитой от реактора. В результате фон от космических лучей и от других (не антинейтринных) излучений из реактора был столь низким, что можно было регистрировать очень редкие события. В опыте был использован жидкий сцинтиллятор с высоким содержанием водорода и обогащенный кадмием. На ядрах водорода шла реакция (9.22). Возникающий в этой реакции позитрон аннигилировал с электроном вещества на два γ -кванта (см. гл. VII, § 6), дававших первую вспышку. Нейтрон за несколько микросекунд замедлялся до надтепловых скоростей, после чего захватывался кадмием (см. гл. XI, § 3, п. 4). Получившееся ядро, возбужденное при захвате на 9,1 МэВ, испускало каскад γ -квантов, которые давали вторую вспышку. Эти пары вспышек регистрировались схемой запаздывающих совпадений (см. ниже § 6, п. 3), что позволяло уверенно отделять нужные события от фоновых излучений. Регистрировалась примерно 3 события в час, и проведение всего опыта заняло около полугода. В результате для экспериментального сечения было получено значение $\sigma_{\text{эксп}} = (11 \pm 4) \cdot 10^{-44}$ см², хорошо согласующееся с теоретическим. Это — самое маленькое сечение, измеренное человеком.

6. Свообразным по принципу действия является *черенковский счетчик*. Принцип его действия основан на эффекте Черенкова. Этот эффект, как мы уже говорили в гл. VIII, § 5, п. 5, состоит в том, что заряженная частица, движущаяся в среде со скоростью v , превышающей фазовую скорость света c/n (n — показатель преломления),

$$v > c/n, \quad (9.23)$$

испускает электромагнитное излучение, даже если она движется равномерно и прямолинейно. Отличительной особенностью черенковского излучения является его острая направленность. Практически все излучение выходит в тонкой поверхности конуса под углом θ относительно движения частицы (см. рис. 8.10). Угол θ определяется соотношением

$$\cos \theta = c/vn. \quad (9.24)$$

Черенковское излучение пучка частиц при хорошей аккомодации глаза в темноте можно наблюдать визуально (именно так оно и было открыто). С помощью фотоумножителя можно уверенно регистрировать излучение отдельной частицы. Это и сделало возможным создание черенковского счетчика, главными частями которого являются прозрачный радиатор, т. е. вещество с нужным коэффициентом преломления, и регистрирующий ФЭУ.

Согласно (9.24), зная угол θ , можно определить скорость частицы. При известной массе измерение скорости равносильно измерению

энергии частицы. Если же масса частицы не известна, то ее можно определить, измерив независимо энергию частицы. Отсюда ясно, что основное назначение черенковских счетчиков — это измерение энергии частиц и разделение частиц по массам. Черенковские счетчики нашли широкое применение в физике высоких энергий. Они особенно удобны тем, что черенковское излучение имеет нижний порог по скорости частицы. Именно, согласно (9.24) излучения нет, если

$$v < c/n.$$

Для того чтобы понять, как используется пороговое свойство, рассмотрим типичную для физики высоких энергий ситуацию, когда из мишени вылетают пионы и протоны, причем скорости пионов больше скорости протонов: $v_\pi > v_p$. Если выбрать показатель преломления радиатора так, чтобы

$$v_\pi > cn > v_p,$$

то черенковское излучение будут давать только пионы. Поэтому, включив черенковский счетчик в схему совпадений или антисовпадений (см. ниже § 6, п. 3), скажем, с обычным сцинтилляционным счетчиком, мы будем регистрировать соответственно либо только пионы, либо только протоны.

Чувствительность и разрешающее время у черенковских счетчиков такие же, как у сцинтилляционных, т. е. очень хорошие. Разрешение по скоростям $\Delta v/v$ (т. е. по энергиям) имеет порядок 10^{-3} , а в лучших образцах доходит до 10^{-5} . Это позволяет отделять пионы, каоны и протоны друг от друга даже при энергиях порядка десятков ГэВ, когда углы θ для различных частиц очень мало отличаются друг от друга.

7. С конца сороковых годов в различных лабораториях мира разрабатывались счетчики, в которых рабочим веществом является полупроводник. Но только к концу пятидесятых годов удалось настолько преодолеть различные технологические трудности, что полупроводниковые счетчики стали конкурентоспособными по отношению к другим регистрационным приборам.

Подробное рассмотрение физических процессов в полупроводниках завело бы нас слишком далеко в зонную теорию твердого тела. Поэтому ограничимся перечислением нужных нам свойств полупроводников без обсуждения механизма явлений. Хорошо (до $10^{-5}\%$ и выше) очищенный от примесей полупроводниковый кристалл при комнатных температурах имеет ничтожно малую (по сравнению с металлами) электропроводность. Все электроны находятся в связанных состояниях. Для выбивания электрона ему надо сообщить энергию выше некоторой пороговой. Пороговая энергия имеет порядок 1 эВ (0,7 эВ для германия Ge и 1,1 эВ для кремния Si). В среднем на образование пары ионов в полупроводнике тратится энергия примерно 3 эВ — на порядок меньше, чем

в газе. Выбитый электрон может свободно передвигаться и тем самым переносить ток. Оставшееся после выбивания электрона пустое место называется дыркой. Дырка имеет положительный заряд (потому что до выбивания электрона суммарный заряд в этом месте равнялся нулю) и также может передвигаться, т. е. переносить ток. Таким образом, в полупроводнике могут быть как отрицательные, так и положительные носители тока.

При наличии даже небольшого количества примесей определенного вида электрические свойства чистого проводника резко меняются. Примеси одного вида приводят к появлению свободных электронов. Такой полупроводник называется *донорным*, или полупроводником *n-типа*. Примеси другого вида создают свободные

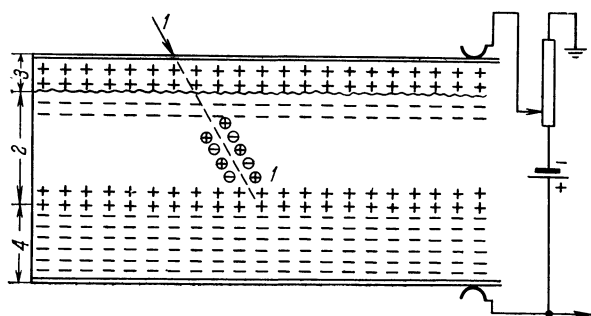


Рис. 9.14. Схема полупроводникового счетчика с *p-n*-переходным слоем.

1 — траектория заряженной частицы, 2 — область *p-n*-перехода, 3 — *p*-слой, 4 — *n*-слой.

дырки. В этом случае полупроводник называют *акцепторным*, или полупроводником *p-типа*. В обоих случаях появляется заметная электропроводность. Но носители тока у доноров заряжены отрицательно, а у акцепторов — положительно. Именно на этом различии знаков носителей и основано действие полупроводниковых устройств.

Основной частью полупроводникового счетчика является монокристалл величиной с небольшую монету. Кристалл обработан так, что он является с одной стороны донором, а с другой — акцептором с тонким (от сотен микрон до 5 мм) переходным слоем. Иначе говоря, кристалл представляет собой полупроводниковый диод. На кристалл подается электрическое напряжение, причем *p*-слой подсоединяется к отрицательному электроду (рис. 9.14). При таком знаке напряжения все носители оттягиваются от переходного слоя, так что диод заперт. Тока нет. Если же через переходный слой проходит быстрая заряженная частица, то образованные при торможении электроны и дырки оттягиваются к электродам, создавая электрический импульс, пропорциональный количеству ионов. Мы видим, что полупроводниковый счетчик работает как ионизационная

камера, с тем отличием, что рабочей средой является не газ, а твердое тело. Так как средняя энергия ионизации в полупроводнике на порядок меньше, чем в газе, то возникающие при регистрации импульсы будут соответственно на порядок выше, что облегчает регистрацию и увеличивает точность измерения энергии, доходящую до долей процента. Малые размеры рабочей области приводят к тому, что разрешающее время может быть доведено до 10^{-7} с. Недостатком полупроводникового счетчика является малая толщина рабочей области. Это не позволяет применять такие счетчики для измерения высоких энергий частиц.

Но в области низких энергий (электроны до 2 МэВ, протоны до 20 МэВ) полупроводниковые счетчики обладают практически сто-процентной эффективностью, хорошим разрешением по времени и превосходят счетчики других типов по компактности и точности измерения энергии.

8. Старейшим типом следового детектора является *камера Вильсона* (1912 г.). В этой камере рабочим веществом является переохлажденный, т. е. находящийся в неустойчивом агрегатном состоянии, пар (вода, этиловый спирт). Регистрируемая заряженная частица конденсирует пар на своем пути, оставляя след (трек) из тумана. Трек наблюдается визуально или фотографируется.

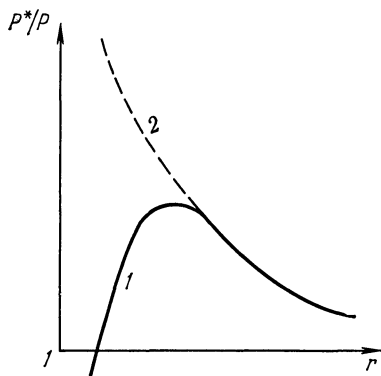


Рис. 9.15. Зависимость отношения давления насыщающих паров над каплей (P^*) и над плоской поверхностью (P) от радиуса нейтральной (кривая 2) и заряженной (кривая 1) капли.

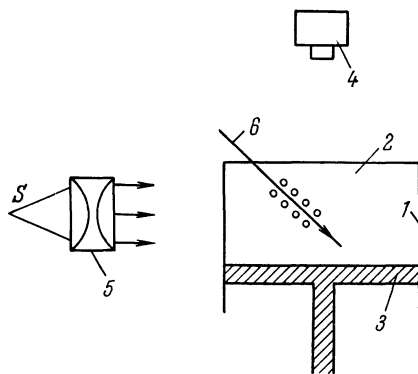


Рис. 9.16. Схема камеры Вильсона.

1 — стеклянный цилиндр, 2 — рабочий объем камеры, 3 — поршень, 4 — фотографическое устройство, 5 — источник света, б — траектория заряженной частицы.

Остановимся на физике образования капель тумана. В переохлажденном паре из-за случайных флуктуаций возникают капли малого размера. Однако давление пара над каплей отличается от давления над плоской поверхностью на величину давления поверхностного натяжения, обратно пропорционального радиусу капли. Это дополнительное поверхностное натяжение стремится испарить каплю и препятствует конденсации при небольших пересыщениях и хорошей очистке от пыли-

нок и других крупных центров конденсации. Если же капля заряжена, то на ее поверхности действуют еще электростатические силы отталкивания, уменьшающие давление. Различие между нейтральной и заряженной каплей проиллюстрировано на рис. 9.15 графиком зависимости величины P^*/P от радиуса капли r . Через P обозначено давление пара над плоской поверхностью, а через P^* — над каплей. Из этого графика видно, что при достаточно малых размерах давление пара над заряженной каплей может стать даже меньше, чем над плоской поверхностью. Поэтому, меняя давление, пересыщение в камере можно подобрать так, что капли будут образовываться только там, где есть ионы.

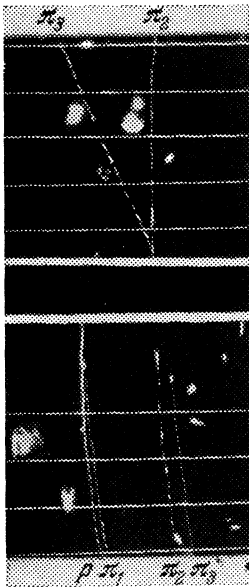


Рис. 9.17. Фотография нескольких событий в камере Вильсона.

В центре камеры находится графитовая пластинка. Пион π_1 (340 МэВ) образовал звезду. На это указывает вылетевший назад протон. Пион π_2 пролетел пластинку, не столкнувшись с ядром, пион π_3 испытал упругое рассеяние на ядре.

о ядерных реакциях. Прежде всего по геометрии треков устанавливается количество участвовавших в реакции заряженных частиц и направления их движения. Так, на фотографии рис. 9.17 видно, что один из пионов (π_3) испытал упругое рассеяние. Во-вторых, если весь трек умещается в камере, то по величине пробега можно установить энергию частицы (см. гл. VIII, § 2). В-третьих, сосчитав количество капель на единицу длины трека, можно определить плотность ионизации, т. е. величину потерь (см. гл. VIII, § 2). По потерям можно определить скорость частицы, т. е. массу при известной энергии, либо наоборот, энер-

Типичная схема камеры Вильсона изображена на рис. 9.16. Стекланный цилиндр I наполнен нейтральным газом, обычно гелием или аргоном, в который добавлено необходимое количество паров воды (часто в смеси с парами спирта). Снизу в цилиндр вставлен поршень 3 , которым меняют давление в камере. В рабочем объеме создают довольно сильное (десятки В/см) постоянное электрическое поле, отсасывающее случайно возникающие (за счет космических лучей и др.) ионы. Сбоку камера подсвечивается интенсивным импульсным осветителем 5 . Сверху располагается фотокамера 4 (обычно стереоскопическая).

В камере происходят следующие процессы:

а) До включения рабочего цикла давление в камере таково, что пар не пересыщен, но близок к насыщению. Камера непрерывно очищается от случайных ионов отсасывающим полем. Перед самым началом рабочего цикла отсасывающее поле выключается (иначе оно размает трек).

б) Рабочий цикл начинается быстрым, т. е. адиабатическим, расширением газа примерно на 20%. Пар становится пересыщенным. На траекториях частиц, прошедших через камеру после снятия очищающего поля, образуются треки из тумана.

в) Треки освещаются и фотографируются.

г) Камера возвращается в исходное состояние.

Камера может давать 1—3 расширения в минуту, причем в рабочем состоянии камера находится лишь от 1 до 0,1% общего времени. Разработаны камеры с дополнительным сжатием после фотографирования, в которых удается получить до 6 расширений в минуту.

В камере фотографируются треки всех частиц, прошедших через рабочий объем за время между снятием отсасывающего поля и фотографированием. Треки имеют толщину до 1 мм, так что фотографирование их не сопряжено с какими-либо трудностями. При обработке треков извлекается следующая информация

гию при известной массе. Но это еще не все. Камеру почти всегда помещают в сильное магнитное поле (это важнейшее усовершенствование принадлежит П. Л. Капице и Д. В. Скобельцину, 1923), что дает возможность по кривизне трека определять с помощью формулы (9.2) знак заряда и импульс частицы. Это позволяет определять (по счету капель и измерению кривизны) энергию и массу частицы даже в том случае, когда трек не умещается в камере, т. е. для энергий вплоть до сотен МэВ. С помощью камеры Вильсона в магнитном поле Д. В. Скобельцын в 1927 г. установил наличие в космических лучах заряженных частиц релятивистских энергий (по «негнувшимся» трекам). С этих фундаментальных опытов датируется возникновение физики элементарных частиц высоких энергий. Большим достоинством камеры Вильсона является ее управляемость — свойство, присущее далеко не всем следовым регистраторам. Управляемость состоит в том, что камеру Вильсона могут приводить в действие другие детекторы. Например, перед камерой можно поставить счетчик Гейгера — Мюллера и сделать так, что камера будет срабатывать только тогда, когда через счетчик прошла частица. Возможность управления обусловлена тем, что возникшие при пролете частицы микрокапли живут и не растаскиваются отсасывающим полем достаточно долго, так что можно успеть произвести расширение. Свойство управляемости делает камеру Вильсона очень гибким прибором для регистрации редких событий, например, в космических лучах. Немалым преимуществом камеры Вильсона является ее относительная простота и дешевизна. Простейшую камеру можно изготовить в школьной лаборатории.

К серьезным недостаткам камеры Вильсона относится ее малый эффективный объем. Обычно камера имеет размер порядка 20 см — расстояние для пробегов частиц в газе очень небольшое. В камерах больших размеров трудно производить быстрое расширение, не вызывая сильных турбулентных движений газа, безнадежно искажающих трековую картину. Наибольшая камера имеет размер 180 см. Для того чтобы хоть как-то наблюдать длиннопробежные частицы, в камеру ставят серию параллельных металлических или иных пластин. Проходя сквозь пластины, частица сильно замедляется, так что ее пробег резко укорачивается. Действие пластин показано на фотографии (рис. 9.18), где изображено развитие в них ливня, образованного космической частицей. Серьезной трудностью в работе с камерой Вильсона является большая длительность и трудоемкость обработки, связанная с проявлением и просмотром огромного количества фотоснимков.

Интересной разновидностью камеры Вильсона является диффузионная камера. Рабочим веществом в диффузионной камере тоже является пересыщенный пар, но состояние пересыщения создается не адиабатическим расширением, а диффузией непрерывного потока паров спирта от нагретой до 10—20 °С крышки ко дну, охлаждаемому (твердой углекислотой) до — (60—70) °С. В нижней части камеры имеется слой пересыщенного пара. Толщина слоя примерно 5 см. В этом слое проходящие заряженные частицы создают треки, которые за 3—5 с уходят вниз. В отличие от вильсоновской, диффузионная камера работает непрерывно. Отсутствие движущегося поршня позволяет создавать в диффузионной камере давления до 30—40 атм, что значительно увеличивает эффективный объем.

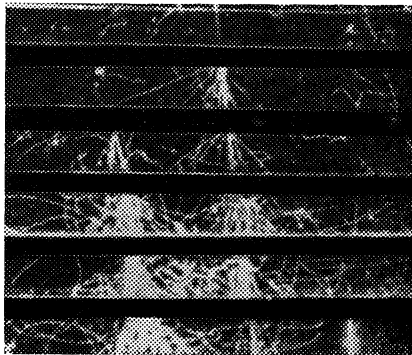


Рис. 9.18. Ливни, генерированные в медных пластинках космической частицей. Снимок события в камере Вильсона.

Камера Вильсона впервые сделала непосредственно видимыми глазом следы элементарных частиц. С помощью камеры Вильсона был выполнен целый ряд работ фундаментального значения. Так, именно в камере Вильсона впервые были обнаружены позитрон, мюон (который долгое время принимали за пион, см. гл. VII, § 3), гипероны, каоны. Сейчас камера Вильсона используется главным образом как эффектный демонстрационный прибор.

9. В следовой камере рабочим веществом может быть не только пересыщенный пар, но и перегретая (выше точки кипения) жидкость. Такая камера называется *пузырьковой* (Д. Глэзер, 1952), так как трек заряженной частицы образуется пузырьками пара. Запускается пузырьковая камера так же, как и камера Вильсона — резким сбросом давления, переводящим жидкость в неустойчивое перегретое состояние. Механизм образования пузырьков точно не известен. Скорее всего главными факторами здесь являются электростатические силы и локальный перегрев жидкости вдоль трека. В пузырьковой камере требуется высокая чистота жидкости. Жидкость, конечно, должна быть прозрачной, так как иначе треки нельзя фотографировать. Чаще всего используются жидкие водород, пропан, ксенон.

Пузырьковые камеры имеют размеры от десятков сантиметров до двух и более метров. Например, камера-гигант на ускорителе в Батавии имеет размер 4,5 метра. Эффективный объем пузырьковой камеры очень велик, что делает ее уникальным прибором для исследования длинных цепей рождений и распадов частиц высокой энергии. Скорость работы пузырьковой камеры довольно велика — до десятков расширений в секунду, однако пузырьковая камера неуправляема — ее нельзя включить внешним счетчиком. Причина неуправляемости — слишком быстрое (10^{-7} с) рассасывание зародышей пузырьков в невключенной камере. Этот недостаток не так страшен, поскольку пузырьковые камеры используются только в работах на ускорителях очень высоких энергий. Такие ускорители являются импульсными (см. § 2, п. 1), и пузырьковая камера включается синхронно с импульсами из ускорителя. Трудоемкость обработки очень большая; основное время тратится на изготовление и особенно обработку фотоматериалов.

Пузырьковые камеры, особенно большие, крайне дороги, трудны в изготовлении и сложны в эксплуатации. Поэтому такие камеры используются только там, где без них нельзя обойтись — для детального исследования сложных многокаскадных процессов с элементарными частицами очень высоких энергий, а также для регистрации очень редких событий, например нейтринных реакций (рис. 9.19).

В качестве еще одного примера использования пузырьковой камеры можно указать сделанную в ней фотографию, на которой была впервые зарегистрирована новая элементарная частица Ω -гиперон (см. рис. 7.2).

10. Самым дешевым следовым регистратором являются *толсто-слойные фотоэмульсии*. Фотоэмульсии для регистрации ядерных частиц отличаются от обычных более высокой чувствительностью и большей толщиной — сотни микрон вместо обычных 10 мкм. Пластины со слоем эмульсии ставятся на пути исследуемых частиц, после чего проявляются. После проявления вдоль траектории заряженной частицы появляется черный след, образованный зернами металлического серебра. Зерна имеют размер 0,3 мкм, так что

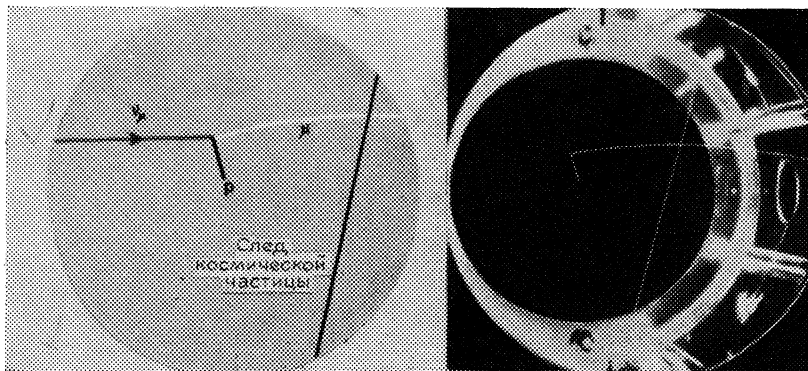


Рис. 9.19. Фотография треков частиц в пузырьковой камере, участвующих в процессе $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + p$. Слева дана расшифровка процесса.

их можно видеть в микроскоп с увеличением 500—1000. Характер информации, получаемой при использовании эмульсии, — такой же, как и в следовых камерах: измерение пробега дает энергию при известной массе, а измерение плотности зерен дает потери, т. е. скорость частицы. Фотопластинки можно помещать в магнитное поле. Однако поле требуется очень сильное из-за малой длины треков. По фоточувствительности эмульсии бывают различными. Наиболее употребительны эмульсии, четко регистрирующие протоны и другие тяжелые частицы и не регистрирующие электроны. Но существуют также малочувствительные эмульсии, регистрирующие только осколки деления, и высокочувствительные эмульсии, регистрирующие электроны. Главным недостатком эмульсионного метода регистрации является очень большая трудоемкость обработки, обусловленная тем, что каждую пластинку приходится подолгу просматривать под сильным микроскопом.

Ядерные эмульсии используются в ядерной физике, физике элементарных частиц и во многих прикладных исследованиях.

11. Общим для счетчика любого вида преимуществом является немедленность регистрации, т. е. отсутствие последующей обработки. С другой стороны, общим преимуществом всех следовых регистраторов является полнота информации о траекториях заряженных частиц. Оба эти преимущества объединены в *искровой камере*. Схема обычной искровой камеры приведена на рис. 9.20. Ее главная часть похожа на многослойный плоский конденсатор. Она состоит из набора близких (несколько мм друг от друга) плоскопараллельных электродов площадью до 1 м^2 , соединенных через один. Половина электродов заземлена, а на другую половину в момент прохождения

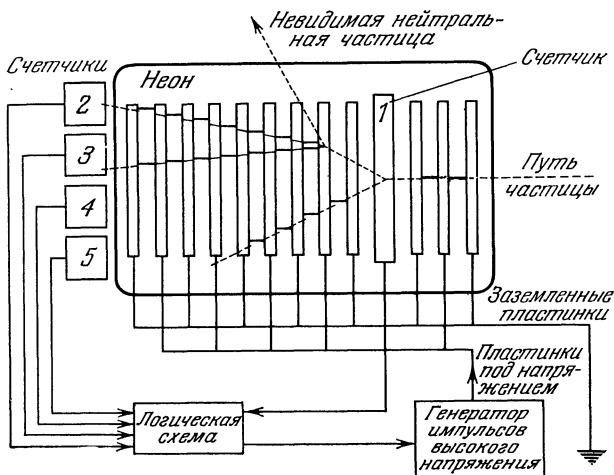


Рис. 9.20. Схема искровой камеры.

частицы подается короткий высоковольтный импульс величиной порядка десятков кВ/см. При этом между электродами в местах пролета ионизирующей частицы возникают искровые разряды. Искры можно не только фотографировать, но и регистрировать двумя (для стереоскопичности) ультразвуковыми детекторами, сигналы с которых подаются на вход вычислительной машины, запрограммированной на отбор нужных событий с последующим расчетом всех необходимых характеристик исследуемых реакций. Это дает возможность не тратить времени на обработку фотографий. На «запоминание» одного события вычислительная машина тратит ничтожно малое время порядка 1 мкс , что позволяет работать с очень интенсивными пучками частиц.

Искровые камеры обладают и рядом других ценных качеств. Их эффективный объем ничем не ограничен. Рабочий объем камеры складывается из отдельных «кирпичей», каждый из которых представляет собой небольшую камеру. Количество же «кирпичей»

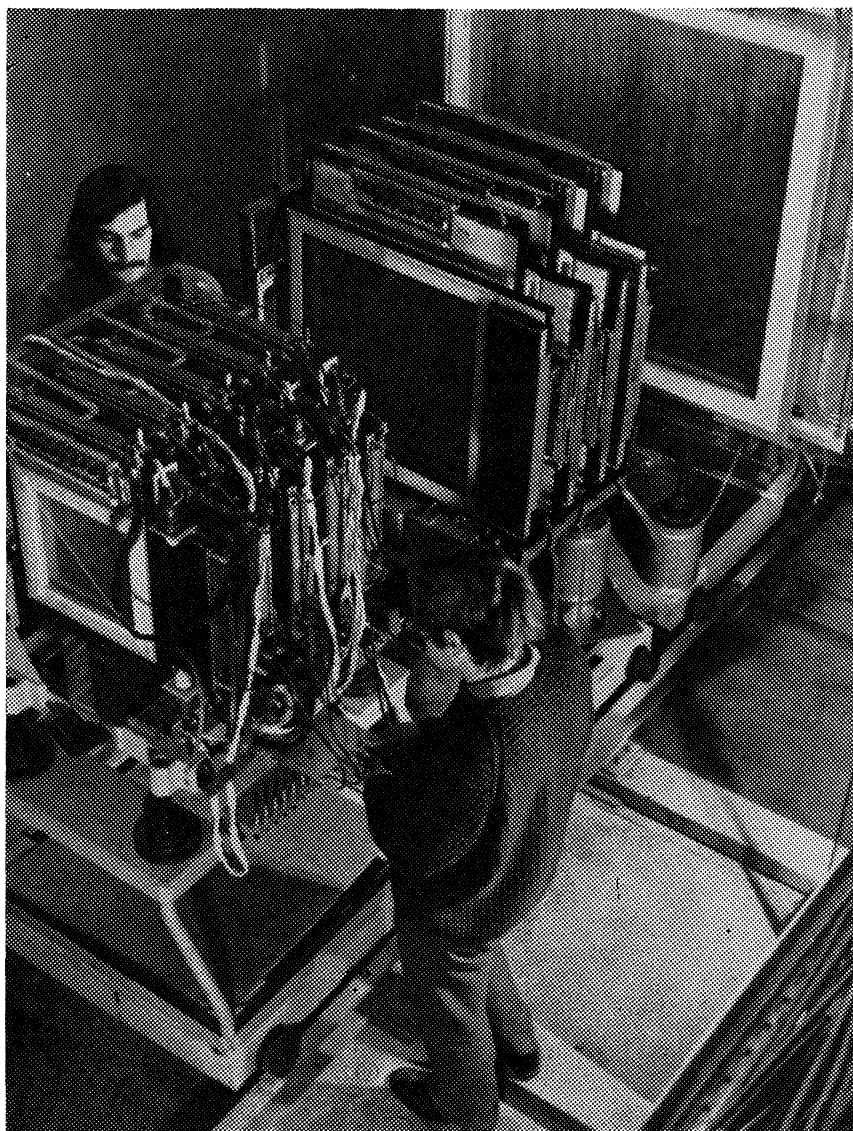


Рис. 9.21. Пакеты искровых проволочных камер, устанавливаемых на Серпуховском ускорителе (СССР).

может быть любым. Чуть ниже мы опишем опыт, в котором искровая камера весила 10 тонн. У искровых камер очень быстрый рабочий цикл, примерно 10^{-2} с, так что камера может совершать сотни циклов в секунду. В отличие от пузырьковой камеры, искровая камера управляема, т. е. может включаться внешними счетчиками. Недостатком искровой камеры является значительно меньшая точность, чем у пузырьковой, поскольку трек частицы создается отдельными искрами, число которых равно числу пересекаемых частицей пластин, т. е. невелико. Кроме того, и сами искры сравнительно толстые.

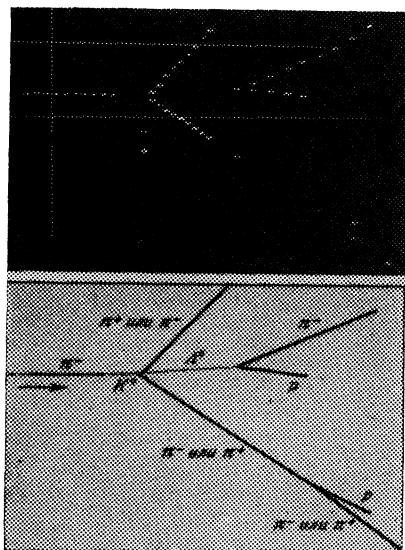


Рис. 9.22. Снимок события в искровой камере.

На схеме внизу отождествлены заряженные частицы, оставившие следы в камере.

в физике высоких энергий для изучения сложных многокаскадных процессов и для регистрации редких событий (рис. 9.22).

Электроды искровой камеры могут состоять из проволочек. В этом случае искровые разряды идут на отдельные проволочки, что существенно облегчает бесфильмовый съем информации. На рис. 9.21 приведен вид пакетов искровых проволочных камер, используемых в экспериментах на Серпуховском ускорителе.

Подобно пузырьковым камерам большие искровые камеры очень дороги. Они используются

В 1962 г. с помощью искровой камеры удалось (Л. Ледерман, Дж. Стейнбергер, М. Шварц, 1962; идея М. А. Маркова и Б. М. Понтекорво) произвести фундаментальный эксперимент, в котором было установлено отличие электронного нейтрино от мюонного (см. гл. VII, § 8). Как и во всех нейтринных экспериментах, трудности здесь обусловлены крайней малостью нейтринных сечений. Схема установки изображена на рис. 9.23. Пучок протонов с энергией 15 ГэВ (ускоритель в Брукхэвене, США), попадая на внутреннюю мишень, порождает различные вторичные частицы. Основную долю (90%) вторичных частиц составляют пионы. Эти пионы, пролетев 20 метров, попадали в железную стену (из старой корабельной брони) толщиной 10 м и с общим весом в несколько тысяч тонн. В стене заряженные пионы тормозились и распадались на мюоны и нейтрино. Мюоны, как заряженные частицы, стеной задерживались, а нейтрино свободно двигались дальше и попадали в громадную (по тем временам) искровую камеру из 90 алюминиевых пластин площадью по $1,5 \text{ м}^2$ и толщиной 2,54 см. Общий вес камеры составлял 10 тонн. Со всех сторон камера была защищена от космического излучения и других фоновых излучений толстой бетонной стеной, Ускоритель

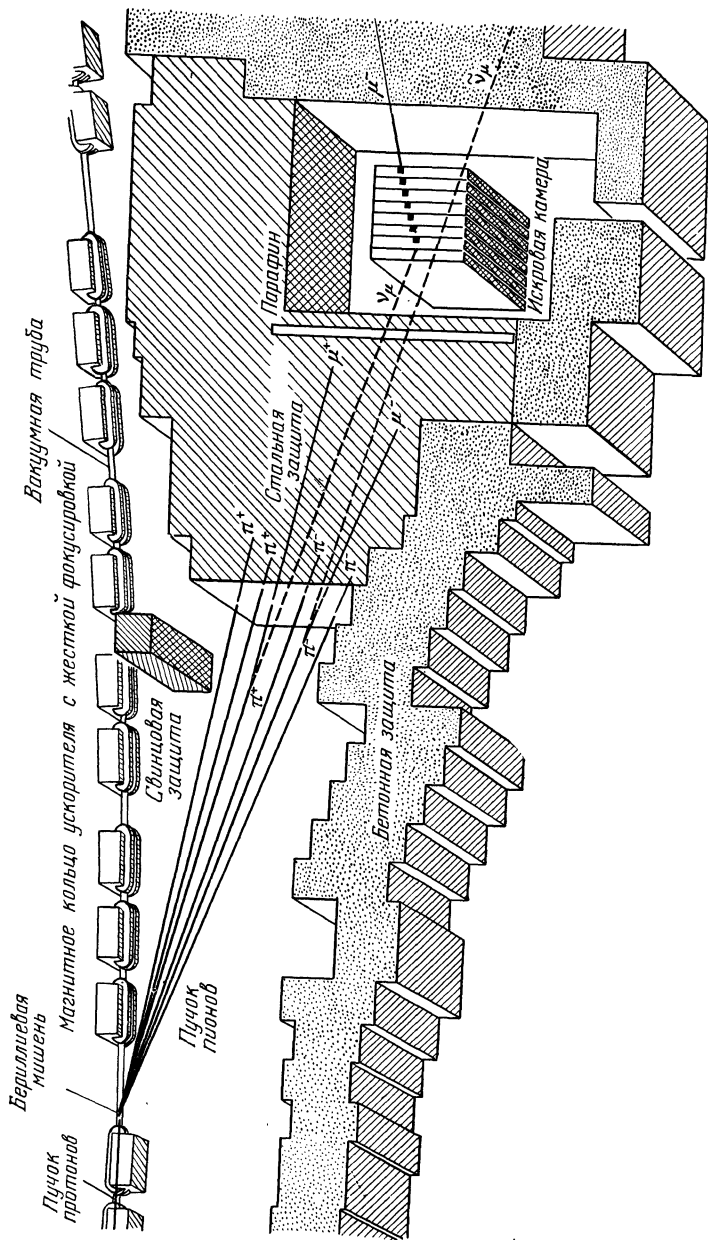


Рис. 9.23. Схема эксперимента, доказавшего существование двух типов нейтрино. Мюонные нейтрино появлялись в распаде пионов: $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \bar{\nu}_{\mu}$ (ν_{μ}).

каждые 12 секунд давал импульсы по $3 \cdot 10^{11}$ протонов. Камера включалась при каждом импульсе. Опыт продолжался полгода и занял 800 часов машинного времени. В результате было зарегистрировано 51 событие с рождением мюона и не было отмечено ни одного события с рождением электрона.

Из этих событий 29 относились к простейшей реакции



а остальные — к более сложным многочастичным процессам. Отсюда был сделан вывод, что нейтрино, возникающее при распаде пиона, может порождать мюон, но не электрон. Это и свидетельствует о различии мюонного и электронного нейтрино.

Позднее в Женеве с помощью аналогичной, но существенно усовершенствованной методики (фокусировка пионов и др.) удалось зарегистрировать около 10 000 реакций под действием нейтрино. Почти во всех этих реакциях рождались мюоны. Лишь в нескольких случаях наблюдалось рождение электронов, по-видимому, за счет распада каонов.

Наряду с обычными искровыми камерами в физике высоких энергий широко применяются *стримерные* и *широкоззорные* искровые камеры. Обе камеры по своей конструкции напоминают плоский конденсатор с расстоянием между электродами порядка десятков сантиметров. Различаются камеры главным образом длительностью высоковольтного импульса. В широкоззорной искровой камере искровой разряд происходит вдоль трека ионизирующей частицы (рис. 9.24). Это замечательное свойство искрового разряда имеет место, однако, в том случае, если направление движения частицы составляет с направлением электрического поля угол не более $40-50^{\circ}$. При больших углах происходят множественные искровые разряды из точек трека на электроды, что не позволяет получить полную информацию о траектории.

В стримерной камере импульс напряжения является столь коротким (~ 20 нс = $20 \cdot 10^{-9}$ с), что за время его действия в окрестности трека частицы успевают возникнуть только зародыши искры — стримеры. В результате трек частицы оказывается светящимся, но намного слабее, чем в широкоззорной искровой камере. Преимущество стримерной камеры состоит в 4π -геометрии — в возможности получения светящихся треков частиц, влетающих в камеру под любыми углами. Это особенно важно при регистрации последовательности распадов, а также при измерении импульсов частиц (камера помещается в магнитное поле, см. рис. 9.25). Широкоззорные камеры — искровые и стримерные — в иностранной литературе часто называют «русскими» камерами, поскольку они были разработаны в нашей стране (А. И. Алиханян, Т. Л. Асатиани, Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, В. Н. Ройнишвили, Г. Е. Чиковани; 1970 г.).

12. За последнее десятилетие в физике высоких энергий широкое распространение получили *пропорциональные камеры*. С точки зрения принципов работы пропорциональная камера представляет собой систему параллельно расположенных независимых

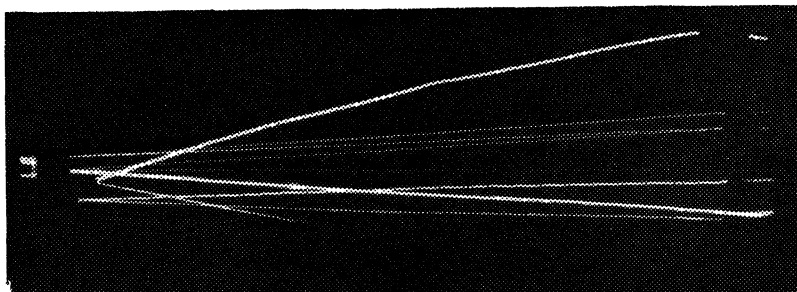


Рис. 9.24. Событие в широкоугольной искровой камере.

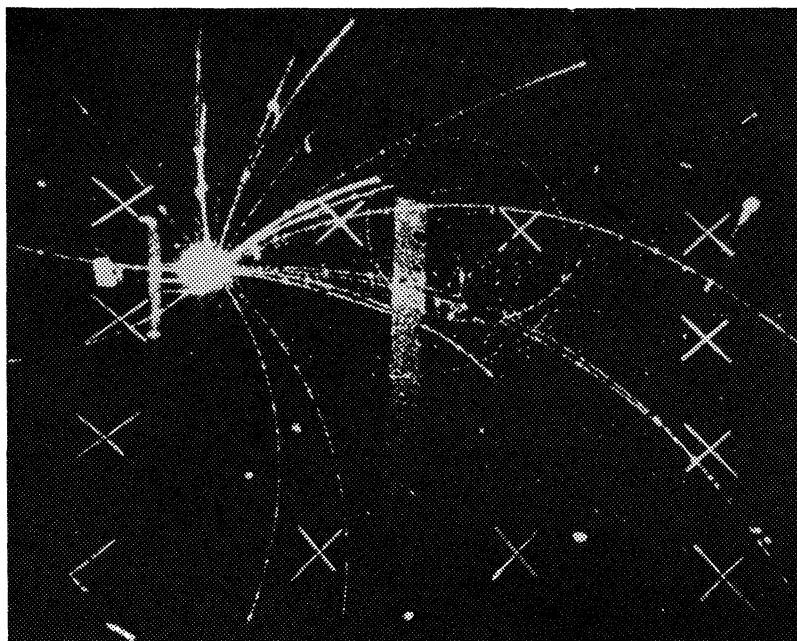


Рис. 9.25. Событие в стримерной камере.

Энергичная частица (тонкий след в левом верхнем углу) произвела «звезду» (светлое пятно). Светящиеся крестики и светлая полоса в центре рисунка — детали экспериментальной установки.

пропорциональных счетчиков (рис. 9.26). Конструктивно плоская пропорциональная камера в большинстве случаев состоит из двух плоскостей (фольговых или проволочных), между которыми расположены параллельные проволочки, называемые измерительными. На каждую из этих проволочек подается высокое (положительное по отношению к плоскостям) напряжение. Величина напряжения подбирается такой, чтобы в окрестности проволочки мог развиваться самостоятельный газовый разряд с газовым усилением 10^4 — 10^6 .

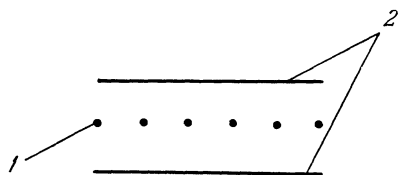


Рис. 9.26. Схема пропорциональной камеры.

1 — измерительные проволочки, 2 — катод.

При прохождении ионизирующей частицы через плоскость измерительных проволочек в окрестности проволочки, ближайшей к треку частицы, развивается лавинообразный процесс размножения электронов. В результате на этой проволочке возникает импульс напряжения. По положению проволочки, на которой возник импульс напряжения, можно судить о месте прохождения частицы, по величине импульса — о произведенной частицей ионизации. Пропорциональные камеры могут быть разными по форме (например, цилиндрической) и размерам. Например, в Международном Физическом Центре (ЦЕРН) в Швейцарии установлена плоская камера площадью 17 м^2 , состоящая из 1414 позолоченных вольфрамовых проволочек диаметром 20 мкм, находящихся на расстоянии 3 мм друг от друга. Размещая несколько плоских пропорциональных камер одну за другой с взаимно перпендикулярными направлениями проволочек, можно получать информацию о траектории пролетевшей через камеру частицы. К очень важным достоинствам пропорциональных камер следует отнести относительно малое разрешающее время ($\sim 10^{-5}$ — 10^{-6} с) и, следовательно, высокое быстродействие, а также возможность измерения производимой частицей ионизации.

Пропорциональная камера является сложным и дорогим сооружением. Высокая стоимость камеры обусловлена в основном тем, что для каждой проволочки необходим свой усилитель импульса напряжения, поскольку сигнал с проволочки относительно невелик ($\sim 10^{-2}$ В).

§ 5. Регистрация нейтронов и других нейтральных частиц

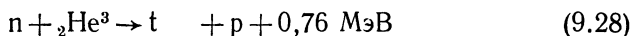
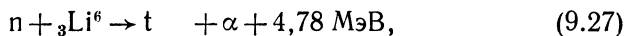
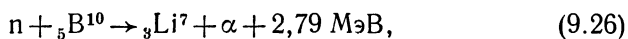
1. Все существующие методы регистрации нейтральных частиц основаны на одном и том же общем принципе: нейтральная частица, взаимодействуя с веществом детектора, тем или иным способом образует заряженные частицы, которые затем регистрируются

обычными способами. Из-за этой двухступенчатости регистрировать нейтральные частицы в общем значительно труднее, чем заряженные. Так, если эффективность регистрации счетчиков заряженных частиц близка к 100%, то для счетчиков нейтральных частиц часто считается неплохой эффективностью в несколько процентов. В следовых детекторах информация о нейтральных частицах менее полна, менее надежна, ее более трудно и долго получать, чем такого же рода информацию (масса, энергия, направление движения) о заряженных частицах. Из всех нейтральных частиц как в ядерной физике, так и в ее приложениях в подавляющем большинстве ситуаций приходится иметь дело только с γ -квантами и с нейтронами.

Методы регистрации γ -квантов мы уже рассмотрели в предыдущем параграфе. Поэтому здесь мы в основном будем говорить о регистрации нейтронов. Для регистрации нейтронов разных энергий удобны различные ядерные реакции. Поэтому мы рассмотрим отдельно медленные нейтроны и нейтроны более высоких энергий. В общем, из-за закона « $1/v$ » (см. гл. IV, § 4) регистрировать нейтроны тем проще, чем ниже их энергия. Потоки нейтронов часто загрязнены большим количеством электронов и γ -квантов. Поэтому качество нейтронного детектора существенно зависит от того, можно ли с его помощью выделять нейтроны при интенсивном фоне γ - и β -излучения.

2. Рассмотрим сначала методы регистрации отдельных медленных нейтронов с энергиями от тепловой до десятков кэВ.

Очевидно, что для регистрации тепловых нейтронов пригодны только экзотермические ядерные реакции с вылетом заряженных частиц. Таких реакций известно немного. Это три реакции на легких ядрах



и реакции деления (n, f) на некоторых тяжелых изотопах (${}_{92}\text{U}^{233}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ и др., см. гл. X, § 3). Для регистрации вторичных заряженных частиц, возникающих в этих реакциях, применяются ионизационные камеры, пропорциональные и сцинтилляционные счетчики. Заметим, что счетчики Гейгера — Мюллера здесь обычно не применяют, так как с их помощью не удастся выделить импульсы от нейтронов на фоне импульсов от электронов и γ -квантов.

Для повышения эффективности нейтронных счетчиков их конструируют так, чтобы как порождение нейтронами заряженных частиц, так и регистрация этих частиц происходили в одном и том же объеме.

Имеются три основных типа нейтронных счетчиков: а) *пропорциональные счетчики*, содержащие бор, литий или ${}_2\text{He}^3$; б) *сцинтил-*

ляционные счетчики, содержащие один из этих легких элементов, и в) делительные камеры.

Из пропорциональных нейтронных счетчиков наиболее распространен борный. Типичный борный счётчик — это обычный пропорциональный счетчик, наполненный газом BF_3 . Попадающий в счетчик нейтрон производит реакцию (9.26), а ее продукты ${}_3\text{Li}^7$ и α -частица, ионизируя газ, дают в конечном итоге импульсы напряжения, которые и регистрируются. Такой счетчик, конечно, не может измерять энергию нейтрона, поскольку точность измерения энергии заряженных частиц пропорциональным счетчиком не превышает нескольких процентов, в то время как энергии не только тепловых, но даже киловольтных нейтронов на три порядка ниже энергетического выхода реакции (9.26). Зато борный счетчик легко можно сделать нечувствительным к фону γ - и β -излучения с энергиями до нескольких МэВ. Для этого надо регистрировать лишь достаточно большие импульсы, поскольку импульсы от электронов значительно меньше импульсов от α -частиц (см. § 4, п. 4). Эффективность регистрации α -частицы внутри пропорционального счетчика практически стопроцентная. Поэтому эффективность борного счетчика определяется процентом нейтронов, вызвавших реакцию (9.26) при прохождении через счетчик. Вероятность этой реакции пропорциональна ее сечению, т. е. $E^{-1/2}$ (см. закон « $1/v$ », гл. IV, § 4). Поэтому эффективность борного счетчика падает с ростом энергии нейтрона и становится слишком малой при $E > 100$ кэВ. Но борный счетчик используют и для нейтронов более высоких энергий, окружая его слоем замедлителя (например, парафина, см. гл. X, § 4). Естественный бор содержит лишь 20% изотопа ${}_5\text{B}^{10}$ (остальное — ${}_5\text{B}^{11}$). Поэтому эффективность (и стоимость) борного счетчика можно увеличить в несколько раз использованием бора, обогащенного изотопом ${}_5\text{B}^{10}$. Чувствительность счетчика на обогащенном боре по отношению к тепловым нейтронам может достигать десятков процентов. Аналогично борному устроен пропорциональный счетчик, наполненный газом ${}_2\text{He}^3$. Сравнительно небольшой энергетический выход реакции (9.28) позволяет использовать ${}_2\text{He}^3$ -счетчик для измерения энергий нейтронов в области 0,5—2 МэВ.

В сцинтилляционных нейтронных счетчиках рабочим веществом обычно является кристалл иодистого лития LiI , активированный таллием для создания сцинтилляционных свойств. В этом кристалле нейтрон вызывает реакцию (9.27), продукты которой регистрируются обычным для сцинтилляционного счетчика образом (см. § 4, п. 5). Применяются и другие сцинтилляторы, содержащие бор или делящийся медленными нейтронами уран ${}_{92}\text{U}^{235}$. Так как пробеги α -частиц и других легких ядер в твердых телах ничтожно малы (см. гл. VIII, § 2), то сцинтилляционные счетчики могут иметь очень малые размеры при большой эффективности (порядка 50%). Недостатком сцинтилляционных нейтронных счетчиков на LiI является

чувствительность к фону γ -излучения. В этом отношении хорош сернистый цинк ZnS , активированный серебром, у которого световой люминесцентный выход мал для электронов и велик для тяжелых заряженных частиц.

Делительная камера представляет собой ионизационную камеру (часто многослойную), электроды которой покрыты тонким слоем окиси U_3O_8 изотопа урана ${}_{92}U^{235}$. Под действием нейтронов уран делится с образованием тяжелых и потому очень сильно ионизирующих осколков, имеющих громадную энергию порядка 200 МэВ. Поэтому соответствующие электрические импульсы легко регистрировать даже в режиме импульсной ионизационной камеры, не прибегая к газовому усилению. Толщину слоя окиси урана не имеет смысла делать больше пробега осколков, который имеет порядок 1 мг/см^2 , т. е. крайне мал. Из-за этого эффективность регистрации для одной пластины не превышает десятых долей процента. Использованием большого числа пластин эффективность удается довести до нескольких процентов. Главным достоинством делительной камеры является то, что она прекрасно регистрирует нейтроны даже при наличии очень интенсивного фона γ - и β -излучения. Причина этого кроется в огромной по сравнению с электронами ионизирующей способности осколков деления.

3. Для больших потоков нейтронов обычно более важным является не детектирование отдельных частиц, а измерение суммарного потока (или плотности) нейтронов. Для измерения потока нейтронов используются борные камеры, делительные камеры в интегрирующем, т. е. непрерывном, режиме, а также активационные методы.

Борная камера представляет собой ионизационную камеру, работающую в интегрирующем режиме и содержащую бор либо в виде газа BF_3 , либо в виде твердого покрытия на стенках. Уникальной особенностью реакции (9.26) является исключительно широкая энергетическая область (от нуля до десятков кэВ) справедливости закона « $1/v$ ». Это делает борную камеру удобным прибором для измерения плотности нейтронов, обладающих большим и не обязательно известным разбросом по скоростям. Действительно, ток в камере пропорционален потоку нейтронов, умноженному на эффективность. А эффективность пропорциональна сечению σ реакции (9.26). Но поток равен ρv , где ρ — плотность нейтронов, v — их скорость, а сечение пропорционально $1/v$. Поэтому ток в камере пропорционален плотности нейтронов и не зависит от их энергии.

Борная камера, конечно, будет «чувствовать» фон γ -квантов и электронов. Для отделения этого фона используют две ионизационные камеры, различающиеся только тем, что у одной из них стенки покрыты бором, а у другой — нет. Эти камеры дают один и тот же ток при отсутствии нейтронов, так что разность их показаний

представляет собой ионизиционный ток, порожденный только нейтронами.

Сущность активационного метода измерения потока нейтронов заключается в следующем. В рабочем веществе детектора нейтроны, поглощаясь, образуют β - или γ -активные ядра. Возникающая при этом активность для монохроматических нейтронов пропорциональна потоку нейтронов. Поэтому, измеряя активность, можно найти поток. Действительно, для тонкого активатора число Q радиоактивных ядер, образуемых в единицу времени, определяется так:

$$Q = J\sigma N, \quad (9.29)$$

где J — поток нейтронов, σ — сечение активации, N — число способных к активации ядер в пластине. За время dt число v активных ядер изменится на

$$dv = -\lambda v dt + Q dt, \quad (9.30)$$

где λ — постоянная распада (см. гл. VI, § 2). Отсюда следует, что после облучения продолжительностью t секунд в активаторе будет $v(t)$ активных ядер,

$$v(t) = Q(1 - e^{-\lambda t}). \quad (9.31)$$

Через время t_1 после облучения активность $\mathcal{A}(t_1)$ (см. гл. VI, § 2) выражается соотношением

$$\mathcal{A}(t_1) = \lambda J\sigma N (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_1}. \quad (9.32)$$

Из (9.32) уже можно определить поток нейтронов J , так как все остальные величины в этой формуле могут быть измерены. В качестве активаторов используются изотопы индия ${}_{49}\text{In}^{115}$, золота ${}_{79}\text{Au}^{197}$, кобальта ${}_{27}\text{Co}^{57}$ и др. Достоинствами активационного метода являются простота, дешевизна, портативность (детекторы имеют вид фольг или таблеток) и возможность отделить процесс измерения активности от процесса облучения. Последнее обстоятельство облегчает борьбу с посторонними фоновыми излучениями. Активационные приборы можно калибровать не только на нейтроны определенной энергии, но и на нейтроны определенного энергетического спектра, например, теплового. Недостатком метода является большая длительность обработки результатов (не менее периода полураспада активатора).

4. Регистрация нейтронов высоких энергий (десятки МэВ и выше) столь сложна, что там, где только можно, ее стараются избежать. Например, полное сечение реакции (γ, n) при $E_\gamma = 25$ МэВ проще всего измерить путем замедления нейтронов парафиновым блоком с последующей регистрацией борной камерой. Но так мы не получим ни углового, ни энергетического распределения вылетающих нейтронов. Тут уже нужен детектор, работающий без предварительного замедления.

Для регистрации нейтронов высоких энергий в основном используются *метод протонов отдачи* и *метод пороговых детекторов*.

Метод протонов отдачи основан на том кинематическом факте, что нейтрон, сталкиваясь с протоном, передает ему энергию и импульс. По энергии и импульсу протона часто удается сделать заключение не только о наличии нейтрона, но и о его энергии. Протоны отдачи регистрируются различными способами: ионизационными камерами, пропорциональными счетчиками, сцинтилляционными счетчиками, фотопластинками, следовыми камерами. Водород либо просто содержится в веществе детектора (например, водорода много в фотоэмульсии), либо вводится в рабочий объем детектора в виде водородосодержащих газов или покрытий. Метод протонов отдачи применим при всех энергиях, начиная с мегаэлектронвольтовой области. Для очень высоких энергий этот метод — практически единственный. Достоинством метода протонов отдачи являются универсальность и возможность измерять энергию нейтронов. Его главный недостаток — низкая эффективность регистрации (из-за малости сечения рассеяния $n - p$ при высоких энергиях).

В методе пороговых детекторов рабочее вещество содержит ядра, на которых идут реакции (n, p) или (n, f) , обладающие определенными порогоми. Регистрируя продукты этих реакций, мы получаем информацию о нейтронах с энергиями выше пороговой. Например, на изотопе серы ${}_{16}\text{S}^{32}$ идет реакция $n + {}_{16}\text{S}^{32} \rightarrow {}_{15}\text{P}^{32} + p$, имеющая порог 2 МэВ. Образующийся в этой реакции изотоп фосфора ${}_{15}\text{P}^{32}$ β -активен с периодом полураспада 14,5 дней. Измерив активность детектора, мы можем установить суммарное количество монохроматических нейтронов с энергией выше 2 МэВ, прошедших через детектор. К сожалению, реальные нейтронные потоки обычно не монохроматичны и имеют весьма широкий разброс по энергиям. В этом случае пороговый детектор выдает лишь интегральную характеристику, зависящую не только от энергетического распределения нейтронов с энергиями выше пороговой, но и от энергетического хода сечения активации. Таким образом, получаемая информация довольно расплывчата, что сильнейшим образом сужает область применимости пороговых детекторов. Более чистую информацию удается получить, применив несколько детекторов с различными значениями порога. Детектором с наивысшим порогом является изотоп висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, на котором идет реакция деления (n, f) с эффективным порогом около 60 МэВ.

5. С регистрацией нейтральных частиц, отличных от γ -квантов и нейтронов, приходится иметь дело только узкому кругу специалистов по физике высоких энергий.

Методы регистрации этих частиц сложны, разнообразны и, если можно так выразиться, индивидуальны. Общий принцип регистрации, однако, един и состоит в том, что нейтральная частица

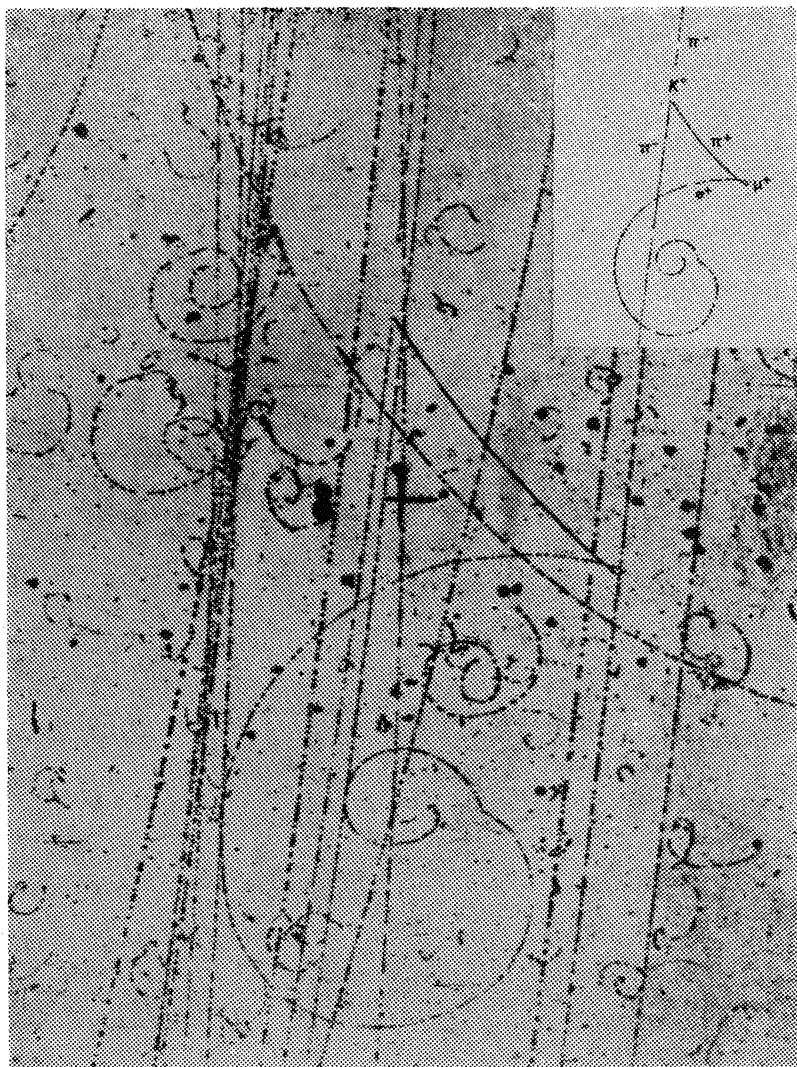


Рис. 9.27. Фотография события в пузырьковой камере.
Расшифровка процесса изображена в правом верхнем углу рисунка.

тем или иным способом создает заряженные частицы с энергиями, достаточными для их регистрации. Тем самым *всю информацию о мире элементарных частиц мы получаем через электромагнитный атомный процесс ионизации вещества заряженными частицами.* Не приводя общих рецептов, ограничимся несколькими примерами.

Нейтральный пион π^0 распадается на два γ -кванта, которые в системе покоя пиона разлетаются в противоположных направлениях с энергиями по 67,5 МэВ. Поэтому пионы π^0 низких энергий

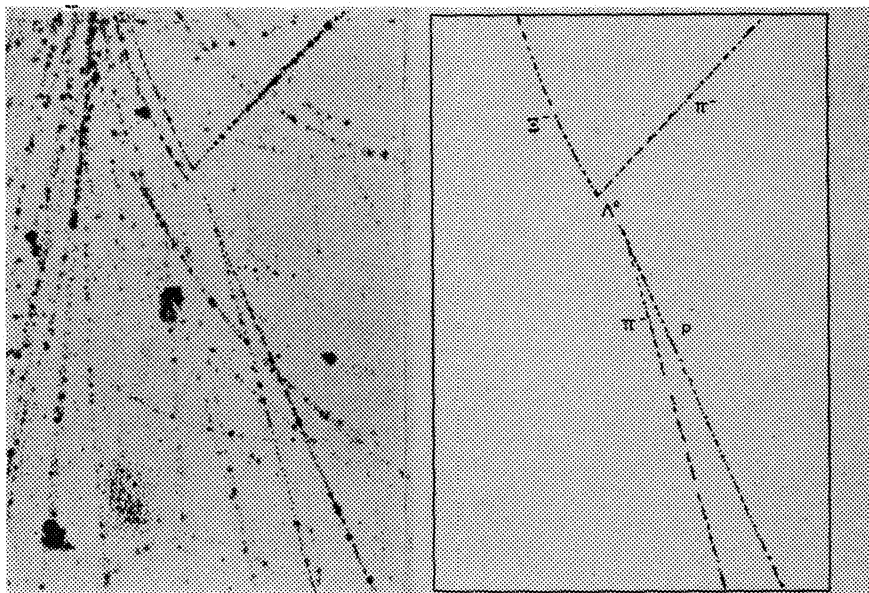


Рис. 9.28. Событие в пузырьковой камере. Справа — расшифровка события.

регистрируют двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными под углом 180° относительно друг друга и включенными по схеме совпадений (см. ниже § 6, п. 3). Для регистрации нейтральных пионов с заметной энергией сущность методики не меняется, но приходится учитывать, что угол между направлениями квантов уже меньше 180° , а их энергии различны. Другие нестабильные нейтральные частицы можно регистрировать в пузырьковых камерах по продуктам распада. На рис. 9.27 и 9.28 приведены фотографии, на которых изображены процессы рождений и распадов соответственно нейтрального каона и Λ^0 -гиперона. Отдельный метод пришлось изобретать для регистрации антинейтрона — частицы,

живущей в свободном виде слишком долго, чтобы можно было наблюдать ее распад.

Первый (1956 г.) детектор (в комбинации с источником) антинейтронов схематически изображен на рис. 9.29. Пучок антипротонов \bar{p} высокой энергии сначала проходил через сцинтилляционный счетчик 1. За этим счетчиком был

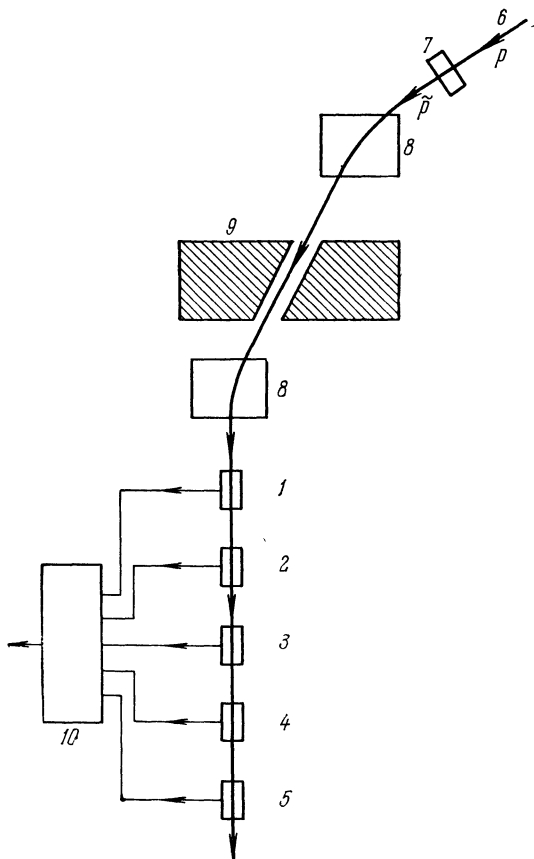
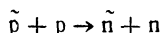


Рис. 9.29. Схема эксперимента по обнаружению антинейтрона.

1, 3, 4 — сцинтилляционные счетчики, 2 — жидкий сцинтиллятор, 5 — черенковский счетчик, 6 — пучок протонов, 7 — мишень, в которой рождались антипротоны, 8 — отклоняющие и фокусирующие магниты, 9 — коллиматор, 10 — логическая схема.

помещен водородосодержащий жидкий сцинтиллятор 2, также работавший как счетчик большого объема. В этом сцинтилляторе происходила реакция



образования антинейтронов, летящих в основном вперед (см. гл. VII, § 4). За сцинтиллятором 2 пучок (содержащий уже \bar{p} и \bar{n}) проходил последовательно че-

рез сцинтилляционные счетчики 3 и 4, после чего попадал в большой черенковский счетчик 5. В черенковском счетчике антинейтроны аннигилировали с протонами и нейтронами вещества, образуя звезды из пионов. Событие приписывалось антинейтрону, если срабатывали счетчики 1, 2, 5 и не срабатывали (чтобы отсеять аннигиляцию \bar{p} в счетчике 5) счетчики 3 и 4.

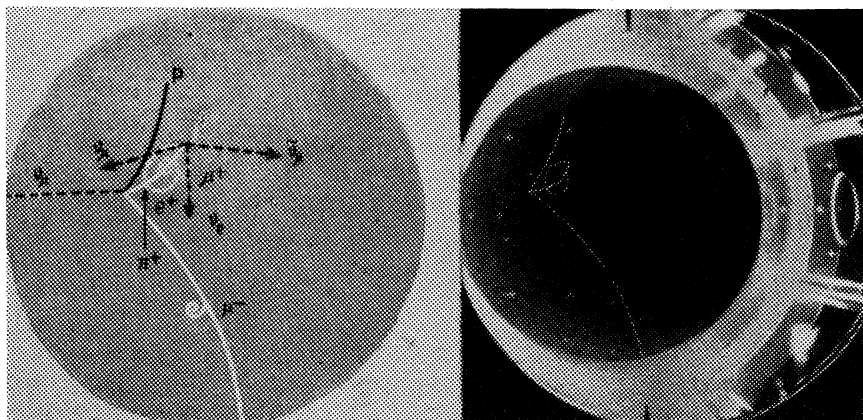
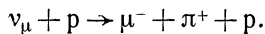


Рис. 9.30. Фотография процесса $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + \pi^{+} + p$.

Самыми трудными для регистрации частицами являются нейтрино. Два опыта по регистрации нейтрино мы уже описали в § 4, пп. 5 и 11. Сейчас освоена регистрация нейтринных событий в больших пузырьковых камерах с использованием ускорителей высоких энергий.

На фотографии рис. 9.30 заснята реакция



Слева приведена схема этой реакции. Следы заряженных частиц, как всегда, изогнуты магнитным полем.

§ 6. Дополнительные сведения о приборах ядерной физики

1. Кроме источников и детекторов, в ядерной физике используется огромное количество других вспомогательных устройств. В этом параграфе мы перечислим некоторые из этих устройств, знание работы которых полезно для понимания других разделов книги.

2. Ядерная физика является сейчас одним из ведущих потребителей мощных высококачественных магнитов. Мы уже говорили

в § 2 о том, что стоимость большого циклического ускорителя в основном определяется стоимостью его магнита. В § 4, пп. 8 и 9 мы отмечали важную роль магнитного поля для следовых камер. Этим, однако, использование магнитов в ядерной физике не ограничивается. Магнитные (а также электрические) поля широко используются в качестве анализаторов и сепараторов различных частиц. К приборам такого типа относятся описанные в гл. II, § 3, п. 4 масс-спектрометры, а также β -спектрометры, магнитные γ -спектрометры, сепараторы пучков заряженных частиц в ускорителях.

Бета-спектрометр — это прибор для измерения энергетических спектров электронов, вылетающих из ядер при β -распаде или при внутренней конверсии. Схема одного из типичных β -спектрометров

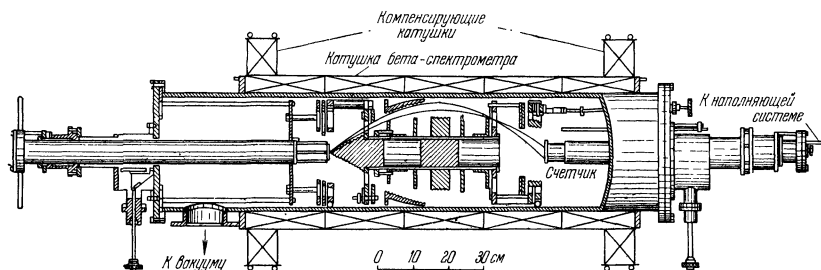


Рис. 9.31. β -спектрометр с продольным однородным магнитным полем и кольцевым фокусом.

приведена на рис. 9.31. Принцип действия β -спектрометра прост: вылетающие из исследуемого образца электроны системой электрических и магнитных полей фокусируются так, что в счетчик попадают электроны в узком интервале энергий. Изменением величины полей можно фокусировать на счетчик электроны разных энергий и тем самым измерить β -спектр.

Магнитные γ -спектрометры предназначены для измерения энергии γ -квантов. Они бывают разных типов. В комптоновском спектрометре γ -кванты выбивают комптон-электроны, которые фокусируются и регистрируются примерно так же, как в β -спектрометре.

В парном спектрометре (рис. 9.32) для регистрации используются электронно-позитронные пары. При этом электроны и позитроны также фокусируются магнитным полем и, кроме того, регистрируются по описанной в следующем пункте схеме совпадений.

Магнитные сепараторы используются для выделения из ультра-релятивистского пучка нужных частиц. Так, при столкновении с мишенью протонного пучка с энергией выше 10 ГэВ образуется

большое число самых разных частиц, летящих в основном вперед (это общий релятивистский эффект, см. гл. VII, § 4). Действуя на эти частицы сильным магнитным полем (слабое при таких энергиях не поможет), мы отклоняем заряженные частицы (так что вперед продолжают лететь только нейтральные) и разделяем их по массам. Именно таким образом получают пучки заряженных гиперонов, антипротонов и других заряженных частиц, которые по тем или иным причинам нельзя ускорять в первичном пучке.

3. Современный эксперимент по физике ядра или физике элементарных частиц характеризуется:

а) сложной логикой регистрации частиц. Действительно, выделение нужного события, например, в искровой камере предполагает предварительное срабатывание серии детекторов, координированные сигналы от которых запускают искровую камеру;

б) большим объемом информации, считываемой с измерительной аппаратуры;

в) автоматической обработке результатов измерений, что достигается включением электронно-вычислительной машины непосредственно в схему эксперимента (система «в линию»).

Поэтому современные эксперименты в физике элементарных частиц нельзя проводить без широкого использования надежной и высококачественной электроники. Мы не будем обсуждать здесь радиотехнические схемы (как правило, интегральные) электронной аппаратуры, а ограничимся перечислением основных блоков, из которых формируется электроника эксперимента:

а) Усилители импульсов, снимаемых с детекторов. Как правило, эти усилители не искажают форму входного сигнала.

б) Дискриминаторы — устройства, которые выдают стандартный импульс на входной сигнал, по величине больший некоторого порогового значения. Этот импульс, как правило, является коротким во времени (\sim нс) и имеет прямоугольную форму.

в) Разветвители — размножители входного импульса. Бывают разветвители логические (выдают стандартные сигналы) и аналоговые (размноженные сигналы имеют форму входного).

г) Схемы совпадений и антисовпадений, которые выдают сигнал при условии совпадения (или антисовпадения) во времени нескольких входных сигналов. Близкими по духу к схемам совпадения

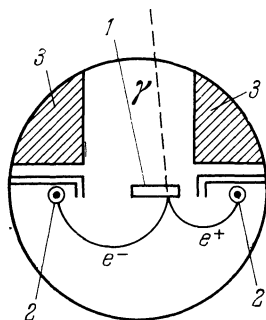


Рис. 9.32. Схема парного спектрометра.

На рисунке γ -квант порождает в мишени (1) пару $e^+ - e^-$. Энергия электронов и позитронов, попадающих в счетчики (2), определяется напряженностью магнитного поля; 3 — блоки вещества, экранирующие счетчики от γ -облучения

являются схемы пропускания («ворота»), пропускающие импульс только в том случае, когда на вход подан еще один импульс от какого-то другого устройства.

д) Схемы временной задержки. Эти схемы необходимы для правильной организации работы схем запаздывающих совпадений и антисовпадений.

е) Амплитудные анализаторы — устройства, осуществляющие анализ сигналов по их амплитудам. Как правило, амплитудные анализаторы имеют специальный «кодировщик», осуществляющий кодировку амплитуд сигналов на языке ЭВМ для их непрерывной обработки.

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

§ 1. Открытие нейтрона. Его свойства

1. Среди множества элементарных частиц нейтрон занимает в ядерной физике почти такое же исключительное положение, как электрон в электронике. Благодаря своей электрической нейтральности нейтрон любой энергии легко проникает в ядро и вызывает разнообразные ядерные превращения. Именно поэтому ядерные реакции под действием нейтронов сыграли колоссальную роль в развитии ядерной физики. По этой же причине с нейтронной физикой связаны многочисленные и, пожалуй, важнейшие применения ядерной физики в других науках и в технике. Именно прикладное значение нейтронной физики вынудило нас выделить ее в отдельную главу.

2. В 1930 г. В. Боте и Г. Беккер обнаружили, что α -частицы, вылетающие при распаде полония, действуя на легкие элементы, особенно на бериллий, производят к возникновению сильно проникающего излучения. Как мы видели в гл. VIII, сильно проникающими могут быть только нейтральные частицы. В 1930 г. из элементарных частиц были известны лишь протон, электрон и γ -квант. В то время рождение пар еще не было открыто, а экспериментальное исследование коэффициента поглощения μ γ -лучей (см. гл. VIII, § 4) было проведено лишь до энергий в несколько МэВ, при которых влияние рождения пар не существенно. Поэтому теоретические расчеты для μ хорошо согласовывались с опытными данными, даже без учета рождения пар. Ф. Жолио и Ирен Кюри, продолжившие исследование Боте и Беккера, экстраполировали имевшуюся в те времена теоретическую кривую (пунктир на рис. 10.1) до пересечения с экспериментальным значением коэффициента поглощения нового излучения и пришли к выводу, что они имеют дело с γ -квантами фантастической по тем временам энергии 50 МэВ.

Здесь ярко проявился тот факт, что события в микромире недоступны прямому наблюдению. Только из-за этого были спутаны две столь непохожие друг на друга частицы: частица с нулевой массой покоя, движущаяся со скоростью света, и тя-

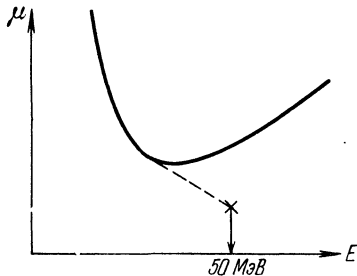


Рис 10.1. Коэффициент поглощения γ -квантов.

Сплошная кривая — с учетом всех процессов поглощения; пунктирная кривая — без учета рождения пар; крестиком отмечен коэффициент поглощения, найденный Ф. Жолио и И. Кюри для нового излучения.

желая медленная частица. Вскоре Жолио и Кюри отметили новое загадочное явление: если между источником и ионизационной камерой ставился тонкий поглотитель, содержащий атомы легких элементов, то ток в камере возрастал. Причиной возрастания тока оказалось выбивание протонов исследуемым излучением (это было видно по трекам в камере Вильсона). Но для того чтобы выбивать протоны мегаэлектронвольтных энергий, γ -кванты должны были иметь неправдоподобную энергию порядка 50 МэВ. Зная, что выбивание производилось не фотонами, а нейтронами, легко понять, откуда получилась цифра 50 МэВ. Для выбивания нужен определенный импульс; при одном и том же импульсе p нейтрон имеет кинетическую энергию $E_n = p^2/2M$, а фотон $E_\gamma = pc$. Отношение этих энергий равно

$$\frac{E_n}{E_\gamma} = \frac{1}{2} \frac{p}{Mc} = \frac{1}{2} \frac{v_n}{c}. \quad (10.1)$$

Поэтому если нейтрон нерелятивистский, то при одном и том же импульсе энергия фотона во много раз больше энергии нейтрона.

Дж. Чэдвик первый предположил, что новое проникающее излучение состоит не из фотонов, а из тяжелых нейтральных частиц, которые он назвал нейтронами. Он же определил массу нейтрона, сравнивая энергии и импульсы ядер отдачи водорода и азота. Действительно, если написать законы сохранения энергии и импульса для столкновения нейтрона с протоном и с ядром азота, то мы получим четыре уравнения

$$\begin{aligned} p_n &= p'_n + p, & \frac{p_n^2}{2M_n} &= \frac{p'^2}{2M_n} + \frac{p^2}{2M_p}, \\ p_n &= p''_n + p_A, & \frac{p_n^2}{2M_n} &= \frac{p''^2}{2M_n} + \frac{p_A^2}{2M_A}. \end{aligned} \quad (10.2)$$

Здесь p_n , p'_n , p''_n — импульсы нейтрона (p_n — до столкновения, p'_n — после столкновения с протоном и p''_n — после столкновения с ядром азота); p — импульс протона отдачи, p_A — импульс ядра азота; M_n , M_p , M_A — массы нейтрона, протона и ядра азота. Незвестных величин здесь четыре (p_n , p'_n , p''_n , M_n), т. е. столько же, сколько и уравнений. Поэтому, измерив импульсы протонов и ядер азота, можно определить массу нейтрона. Чэдвик нашел, что масса нейтрона примерно равна массе протона.

Точное значение массы нейтрона таково:

$$\begin{aligned} M_n &= (1,008665 \pm 0,0000056) \text{ а. е. м.} = \\ &= (939,5731 \pm 0,0027) \text{ МэВ} = (1,674953 \pm 0,000018) \cdot 10^{-24} \text{ г.} \end{aligned}$$

Нейтрон тяжелее протона на 1,29343 МэВ, т. е. на 0,14%. В опытах с ядерными реакциями измеряется инертная масса нейтрона. Были проведены (правда, с низкой точностью) и прямые измерения гравитационной массы нейтрона, сводящиеся к измерению ускорения свободного падения нейтрона в гравитационном поле Земли. Измерялось вертикальное отклонение горизонтального пучка нейтронов низких энергий на пути в 180 м. На этом расстоянии пучки с энергиями в 0,01 эВ и 0,001 эВ разделились по вертикали на 14,5 см, что соответствует ускорению свободного падения $g = 979,7 \text{ см/с}^2$.

3. Как мы уже указывали (гл. II, § 4), спин нейтрона равен $1/2$. Такое значение спина прекрасно согласуется с большим количеством опытных данных, таких, как величина и энергетическая зависимость сечения $p \rightarrow p$ -рассеяния (см. гл. V, § 4), значения спинов и магнитных моментов ядер, особенно легких (гл. III, § 4), изотопическая инвариантность ядерных сил (гл. V, § 6) и т. д. Каждый из этих фактов в отдельности привлечением различных искусственных гипотез можно объяснить и с другим значением спина нейтрона (например, $3/2$). Но полная совокупность этих данных несомненно указывает на значение $1/2$ для спина.

Прямое измерение спина нейтрона было произведено, например, в опыте Раби (см. гл. II, § 5). В этом же опыте был измерен также и магнитный момент нейтрона μ_n , оказавшийся равным $-1,91315 \mu_0$, где μ_0 — ядерный магнетон (см. гл. II, § 5),

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} = 5,05081 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс.}$$

Были попытки обнаружить у нейтрона электрический заряд, а также электрический дипольный момент. Все они дали отрицательный результат. Электрический заряд нейтрона равен нулю с точностью до 10^{-13} в единицах элементарного заряда (по более косвенным оценкам до 10^{-18}). Дипольный момент нейтрона оказался равным нулю с точностью до $3 \cdot 10^{-24}$ см $\cdot e$, где e — элементарный заряд.

Электрический дипольный момент нейтрона был бы точно равен нулю, если бы имела место инвариантность всех взаимодействий относительно операции отражения времени (см. гл. VII, § 2). В действительности слабые взаимодействия неинвариантны относительно обращения времени (см. гл. VII, § 8). Поэтому, вообще говоря, нейтрон должен обладать некоторым электрическим дипольным моментом. Высших мультипольных моментов, например, электрического квадрупольного, у нейтрона быть не может из-за слишком малого значения его спина (гл. II, § 4). Более тонкие детали электрической и магнитной структуры нейтрона рассмотрены в гл. VII, § 7.

§ 2. Свойства нейтронов различных энергий

1. В прикладной ядерной физике и в ядерной технике приходится иметь дело с движением очень большого количества нейтронов внутри различных веществ. Проходя сквозь вещества, нейтроны вызывают в них различные ядерные реакции, а также претерпевают упругое рассеяние на ядрах. Интенсивностью этих микроскопических процессов в конечном счете определяются все макроскопические свойства прохождения нейтронов через вещество, такие, как замедление, диффузия, поглощение и т. д.

В свою очередь сечения различных нейтронно-ядерных реакций сильно зависят от энергии нейтронов. Энергетический ход сечений

нейтронных реакций сильно и нерегулярно меняется от ядра к ядру при изменении A или Z . Несмотря на это, все же удастся провести полезную для практики классификацию нейтронных энергий, т. е. выделить различные области энергий так, что для каждой области оказываются характерными определенные типы реакций. К изложению этой классификации мы сейчас и перейдем.

В ядерной энергетике в основном приходится иметь дело с нейтронами, обладающими энергиями примерно от 0,025 эВ до 10 МэВ. Из теории ядерных реакций мы знаем, что сечения взаимодействий нейтронов с ядрами в среднем резко растут по закону « $1/v$ » при уменьшении энергии нейтрона. По этому свойству нейтроны разделяются на две большие группы — *медленных* и *быстрых* нейтронов. Граница между этими группами не является строго определенной. Она лежит примерно в области 1000 эВ. Медленные нейтроны сильно взаимодействуют с ядрами. Для быстрых нейтронов это взаимодействие значительно слабее. Заметим, что «медленность» медленных нейтронов весьма относительна. Даже нейтрон с энергией 0,025 эВ имеет, как нетрудно подсчитать, скорость 2 км/с.

2. Медленные нейтроны принято подразделять на *ультрахолодные*, *холодные*, *тепловые* и *резонансные*.

Ультрахолодными называются нейтроны с энергией, меньшей $3 \cdot 10^{-7}$ эВ:

$$E_{\text{ультрахол}} < 3 \cdot 10^{-7} \text{ эВ.} \quad (10.3)$$

Холодными называются нейтроны с энергиями ниже 0,025 эВ:

$$E_{\text{хол}} < 0,025 \text{ эВ.} \quad (10.4)$$

У холодных и ультрахолодных нейтронов крайне велико сечение захвата ядрами (согласно закону « $1/v$ »). У них также очень сильно проявляются волновые свойства, так как длина волны холодного и ультрахолодного нейтронов намного больше межатомных расстояний. Использование холодных и ультрахолодных нейтронов затруднено сложностью их получения.

Энергия $E_{\text{тепл}} = 0,025$ эВ определяет порядок энергий *тепловых* нейтронов. В температурной шкале

$$E_{\text{тепл}} = kT, \quad (10.5)$$

где k — постоянная Больцмана, для абсолютной температуры, соответствующей энергии тепловых нейтронов, получается значение $T = 300$ К, т. е. комнатная температура. Таким образом, энергия $E_{\text{тепл}}$ соответствует наиболее вероятной скорости нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой при комнатной температуре. В ядерных энергетических установках температура может значительно превышать комнатную. Кроме того, находящиеся в тепловом равновесии нейтроны имеют разброс по скоростям, в результате чего энергии довольно большой части нейтронов могут

быть заметно больше kT . Поэтому к тепловым обычно относят нейтроны с энергиями примерно до 0,5 эВ. Сечения поглощения ядрами достаточно велики и для тепловых нейтронов. Получение этих нейтронов даже в очень больших количествах является хорошо освоенным процессом. Поэтому тепловые нейтроны широко используются в ядерной технике.

Нейтроны с энергиями от 0,5 эВ до 1 кэВ называют *резонансными*, потому что в этой области для средних и тяжелых ядер полное нейтронное сечение довольно велико и график его зависимости от энергии представляет собой густой частокот острого резонансов (рис. 10.2).

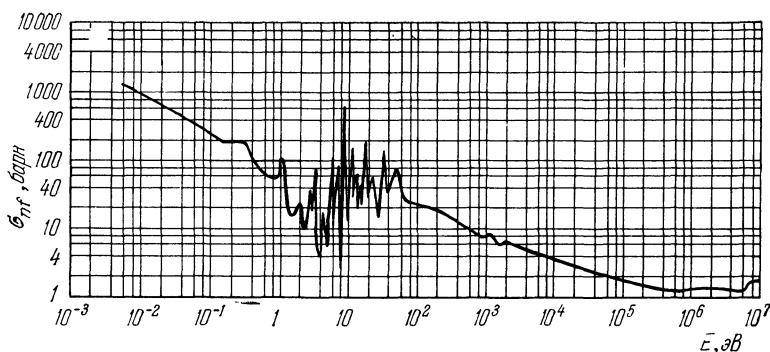


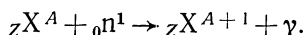
Рис. 10.2. Сечение деления изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ нейтронами в зависимости от энергии нейтронов.

Нейтроны с энергиями от 1 до 100 кэВ называют *промежуточными*. Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны. В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются легкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии.

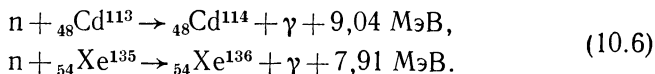
К *быстрым* относят нейтроны с энергиями примерно от 100 кэВ до 14 МэВ. Сечения взаимодействия таких нейтронов с ядрами уже намного меньше, чем для медленных нейтронов. Прикладное значение быстрых нейтронов обусловлено тем, что основным техническим источником нейтронов является реакция деления ядер (см. § 3), порождающая нейтроны мегаэлектронвольтных энергий. Далее эти быстрые нейтроны деления иногда используются непосредственно (см., например, гл. XI, § 3), а чаще превращаются в медленные путем специального процесса замедления (см. § 4).

Для полноты укажем, что нейтроны с энергиями выше 14 МэВ из-за дороговизны их получения широкого практического применения не получили и пока используются главным образом для исследований в физике ядерных реакций и элементарных частиц.

3. Укажем, какого рода реакции взаимодействия с ядрами характерны для нейтронов разных энергий. Начнем с медленных нейтронов. Энергия этих нейтронов в ядерной шкале близка к нулю. Поэтому они не могут вызывать неупругого рассеяния и других эндотермических процессов. Действительно, например, первый возбужденный уровень у ядер обычно имеет энергию порядка десятка кэВ, а часто и больше. Ясно, что нейтрон с энергией меньше 10 кэВ рассеиваться с возбуждением ядра не может. Таким образом, для медленных нейтронов возможны только упругое рассеяние на ядрах и экзотермические реакции. Наиболее универсальной (идущей на всех ядрах, кроме ${}^2\text{He}^4$ и ${}^2\text{He}^3$) экзотермической нейтронно-ядерной реакцией является радиационный захват (n, γ)



Например,



Для ряда ядер экзотермическими являются реакции (n, p), (n, α) и реакция (n, f) деления под действием нейтронов. Деление мы рассмотрим ниже в § 3. Реакции же (n, p) и (n, α) интенсивно идут только на некоторых очень легких ядрах. На средних и тяжелых ядрах эти реакции подавлены кулоновским барьером, препятствующим вылету протонов и α -частиц.

Важными экзотермическими реакциями (n, p) и (n, α) являются He^3 (n, p) H^3 , B^{10} (n, α) Li^7 , Li^6 (n, α) H^3 , N^{14} (n, p) C^{14} . Для медленных нейтронов особенно велики сечения первых трех реакций. Реакция B^{10} (n, α) Li^7 используется для регистрации нейтронов (см. гл. IX, § 5). Реакция Li^6 (n, α) H^3 используется для получения изотопа H^3 , в частности, в термоядерных взрывах. Обе эти реакции используются также для защиты от медленных нейтронов (см. гл. XI, § 3, п. 5). Реакция N^{14} (n, p) C^{14} приводит к возникновению важного (см. гл. XIII, § 6) изотопа углерода ${}^6\text{C}^{14}$.

При стремлении энергии нейтрона к нулю сечение упругого рассеяния стремится к константе, а сечение радиационного захвата растет в соответствии с законом « $1/v$ ». Поэтому для очень медленных нейтронов возрастает не только абсолютная, но и относительная роль радиационного захвата. В области густых резонансов интенсивности рассеяния и захвата определяются соответствующими ширинами Γ_n и Γ_γ (гл. IV, § 7). Поскольку для каждого ядра радиационная ширина Γ_γ примерно постоянна, а нейтронная ширина Γ_n растет с энергией, то для резонансных нейтронов преобладает радиационный захват, а для промежуточных — упругое рассеяние. Для быстрых нейтронов упругое рассеяние по-прежнему играет важную роль. Кроме того, при повышении энергии нейтронов становятся возможными различные эндотермические процессы.

Таблица 10.1. Реакции под действием нейтронов

Тип реакции	Сечения реакции
Радиационный захват (n, γ)	Идет на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и даже 10^6 барн (${}_{55}\text{Xe}^{135}$); для быстрых нейтронов — от 0,1 до нескольких барн.
Упругое рассеяние (n, n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
Неупругое рассеяние (n, n')	Пороговый процесс. Сечение по порядку величины равняется нескольким барн.
(n, p)	Наиболее важные реакции: $n + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + p + 0,76 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 5400 \text{ барн}$, $n + {}_7\text{N}^{14} \rightarrow {}_6\text{C}^{14} + p + 0,63 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 1,75 \text{ барн}$.
(n, α)	Наиболее важные реакции: $n + {}_3\text{Li}^6 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + \alpha + 4,78 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 945 \text{ барн}$, $n + {}_5\text{B}^{10} \rightarrow {}_3\text{Li}^7 + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 3840 \text{ барн}$.
($n, 2n$)	Пороговая реакция. Порог по порядку величины равняется 10—15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн.
(n, f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи (${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$ и т. д.).

4. В заключение этого параграфа приведем табл. 10.1, иллюстрирующую области энергий и порядки величин сечений различных ядерных реакций под действием нейтронов.

§ 3. Деление тяжелых ядер

1. Ядерная реакция деления под действием нейтронов состоит в том, что тяжелое ядро, поглотив нейтрон, делится на два (иногда на три и совсем редко на четыре) обычно неравных осколка. Заме-

чательной чертой деления является то, что оно сопровождается испусканием двух-трех нейтронов. При каждом акте деления выделяется довольно большая энергия, равная примерно 200 МэВ. Изложение физики деления здесь, а не в главе о ядерных реакциях, обусловлено двумя причинами. Во-первых, деление связано с очень глубокой перестройкой ядра и по своему механизму резко отличается от других ядерных реакций. Во-вторых, на использовании реакции деления основана работа ядерных реакторов, т. е. вся ядерная энергетика и многие другие отрасли ядерной промышленности. Реакция деления тяжелых ядер может идти под действием не только нейтронов, но и других частиц — фотонов, дейтронов, протонов и т. д. Для некоторых, особенно очень тяжелых ядер наблюдается самопроизвольное деление (К. Л. Петржак, Г. Н. Флеров, 1940). Все эти процессы интересны для понимания структуры тяжелых ядер и механизма деления, но особых практических применений пока не нашли.

Спонтанное деление ограничивает возможности получения трансурановых изотопов, так как при увеличении атомного номера Z период полураспада по отношению к делению в среднем (правда, с большими индивидуальными отклонениями) резко падает. Это падение можно проследить по рис. 10.3, где приведены периоды полураспада по отношению к спонтанному делению для ряда изотопов в зависимости от Z^2/A *).

2. Интенсивность реакции деления сильно зависит от энергии нейтронов и от сорта ядер. Под действием пучка нейтронов достаточно высокой энергии (скажем, выше 100 МэВ) будут делиться практически все ядра, легкие, средние и тяжелые. Нейтронами с энергией в несколько МэВ делятся только достаточно тяжелые ядра, начиная примерно с $A = 210$. Наконец, некоторые тяжелые ядра делятся нейтронами всех энергий, начиная с нулевых. Сюда относятся прежде всего изотопы урана ${}_{92}\text{U}^{233}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$, изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, а также изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{249}$, изотопы америция ${}_{95}\text{Am}^{242}$, ${}_{95}\text{Am}^{245}$ и ряд других трансурановых изотопов.

Зависимость сечения деления σ_{nf} от энергии, разумеется, подчиняется установленным в гл. IV, § 4 общим для всех ядерных реакций закономерностям. Если реакция идет при любых энергиях, то в соответствии с законом « $1/v$ » сечение резко возрастает при приближении энергии нейтрона к нулю. Начиная с энергий порядка 0,5 эВ и до 1 кэВ сечение представляет собой частокол из острых резонансов. При дальнейшем увеличении энергии сечение сравнительно монотонно падает. Типичным примером является изображенная на рис. 10.2 энергетическая зависимость сечения σ_{nf} для изотопа

*) Как мы уже указывали в гл. III, § 4, имеются теоретические оценки, согласно которым период полураспада у некоторых более тяжелых ядер ($A \approx \approx 280$) может оказаться сравнительно большим,

${}_{92}\text{U}^{235}$. Отметим, что масштабы по обеим осям логарифмические, так что, например, возрастание сечения при переходе к очень малым энергиям очень резкое. Для тепловых нейтронов ($E = 0,025$ эВ) сечение равно 600 барн, а для нейтронов с энергией в 2 эВ — всего лишь 10 барн.

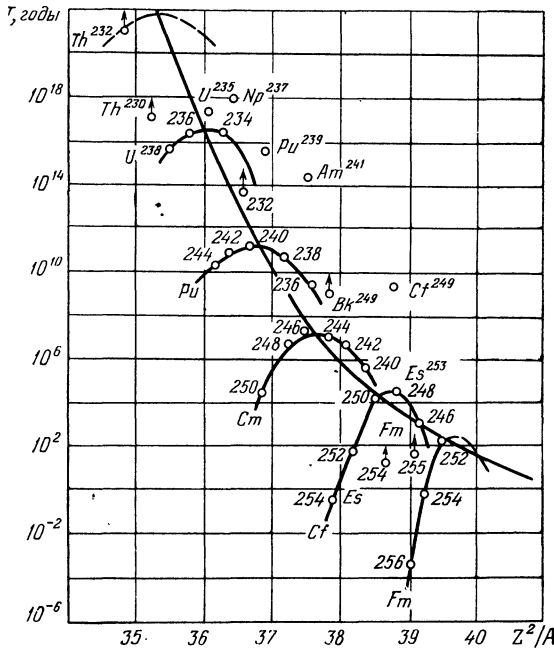


Рис. 10.3. Зависимость периода T спонтанного деления от параметра Z^2/A .

Белые кружочки — экспериментальные данные; пересекающая рисунок сплошная кривая рассчитана по модели жидкой капли.

В области энергий падающих нейтронов от нуля до нескольких МэВ с реакцией деления конкурируют упругое рассеяние (n, n) и радиационный захват (n, γ). Важные для ядерной энергетики относительные вероятности этих процессов могут меняться при переходе от одного резонансного уровня к другому уровню. Для тепловых нейтронов деление, если оно идет, является преобладающим процессом. Так, при захвате теплового нейтрона ядром ${}_{92}\text{U}^{235}$ деление происходит в 84 случаях из 100. Если тяжелое ядро не делится медленными нейтронами, то для него существует *эффективный порог деления*, т. е. энергия, начиная с которой деление начинает идти с заметной вероятностью. Ядра ${}_{90}\text{Th}^{232}$, ${}_{92}\text{U}^{236}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$ имеют пороги деления в области около 1 МэВ. Понятие порога можно ввести и для ядер, делящихся тепловыми нейтронами. Порог в этом

случае будет отрицательным. Действительно, при захвате теплового нейтрона, т. е. нейтрона практически нулевой энергии, тяжелое ядро возбуждается до энергии порядка 6 МэВ, равной энергии связи этого нейтрона в получившемся составном ядре. Поэтому, если получать то же составное ядро другими способами и при меньших возбуждениях, то можно определить пороговую энергию возбуждения. Например, ядро ${}_{92}\text{U}^{233}$ делится тепловыми нейтронами. Если же производить деление этого изотопа с помощью реакции срыва (гл. IV, § 10) (d, pf), то составное ядро может получаться с энергией возбуждения меньшей, чем при простом захвате нейтрона, за счет того, что часть энергии расходуется на разрыв связи в дейтроне. Измеренный таким способом порог деления оказался отрицательным и чуть превышающим 2 МэВ по абсолютной величине.

3. Рассмотрим теперь механизм реакции деления (Я. И. Френкель, Н. Бор и Дж. Уиллер, 1939). Прежде всего надо понять, почему при переходе к тяжелым ядрам становится возможным процесс деления. Возможность этого процесса подсказывается формой кривой удельной энергии связи как функции массового числа A (см. рис. 2.5). Правый конец этой кривой лежит ниже ее середины примерно на 1 МэВ. А поскольку в акте деления участвуют примерно 200 нуклонов, то полная энергия, выделяющаяся при делении, должна иметь порядок 200 МэВ в соответствии с опытными данными. Происхождение этих 200 МэВ становится ясным, если вспомнить, что спад правой части кривой удельной энергии связи объясняется кулоновским взаимодействием. Поэтому и процесс деления вызывается кулоновскими силами, так что выделяемая энергия обусловлена не ядерным, а электростатическим взаимодействием внутри ядра.

Если бы выигрыш в удельной энергии связи был не только необходим, но и достаточен для осуществления деления, то деление шло бы на всех ядрах тяжелее железа — кобальта. На самом деле, однако, деление идет лишь на самых тяжелых ядрах, причем не на всех одинаково. Причина здесь та же, которая препятствует α -распаду тяжелых ядер — кулоновский потенциальный барьер. Появление и влияние кулоновского потенциального барьера легко объяснить с помощью полумпирической формулы для энергии связи ядер (гл. II, § 3, формула (2.8))

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

Пусть ядро изменит свою форму, например, из сферического станет эллипсоидальным. Объем ядра не изменится (ядерная материя практически несжимаема), но поверхность увеличится. Поэтому поверхностная энергия возрастет по абсолютной величине, так что поверхностные силы будут стремиться вернуть ядро в исходное недеформированное состояние. С другой стороны, кулоновская энер-

гия, наоборот, уменьшится по абсолютной величине (за счет увеличения среднего расстояния между протонами). Таким образом, поверхностное натяжение препятствует, а кулоновское отталкивание способствует делению. Для малой деформации нетрудно подсчитать соответствующие изменения энергий $\Delta E_{\text{пов}}$ и $\Delta E_{\text{кул}}$. Если $|\Delta E_{\text{пов}}| > |\Delta E_{\text{кул}}|$, то ядро вернется в исходное состояние, и деления не произойдет. Если же $|\Delta E_{\text{пов}}| < |\Delta E_{\text{кул}}|$ (изменение кулоновской энергии перевешивает), то ядро, начав деформироваться, будет увеличивать свою деформацию и в конце концов разделится. Очевидно, что величиной, определяющей способность ядра к делению, будет отношение кулоновской энергии к поверхностной, т. е.

$$\left(a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right) : (a_2 A^{2/3}) = \frac{a_3}{a_2} \frac{Z^2}{A}. \quad (10.7)$$

Поскольку коэффициенты a_2 , a_3 постоянны для всех ядер, то определяющей величиной является Z^2/A . Расчеты показывают, что критическим (т. е. таким, при котором $|\Delta E_{\text{пов}}| = |\Delta E_{\text{кул}}|$) является значение $Z^2/A = 45$. При $Z^2/A > 45$ ядра не могут существовать (если ядро с $Z^2/A > 45$ образуется, то оно мгновенно делится).

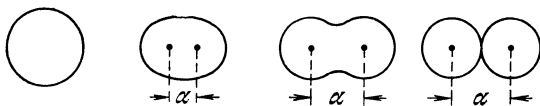


Рис. 10.4. Схематическое изображение последовательных этапов деления ядра.

Для нормального соотношения между протонами и нейтронами в ядре этому значению величины Z^2/A соответствует $Z \approx 110$. При меньших значениях параметра Z^2/A деление возможно, лишь начиная с некоторой энергии возбуждения, которая необходима для того, чтобы «нейтрализовать» влияние поверхностной энергии. Необходимая энергия возбуждения растет с уменьшением Z^2/A , т. е. при переходе к менее тяжелым ядрам. Конечно, все это лишь средние цифры, от которых возможны небольшие индивидуальные отклонения. В частности, необходимо ввести поправку на деформацию ядра в основном состоянии.

4. Рассмотрим теперь подробнее процесс деления ядра, который схематически изображен на рис. 10.4. Различные стадии деформации ядра характеризуются различными значениями параметра деформации α . Для невозбужденного (сферического) ядра $\alpha = 0$. Для слабо деформированного ядра параметр α совпадает с расстоянием между фокусами эллипсоида. При возрастании деформации α приобретает смысл расстояния между центрами будущих осколков.

Посмотрим теперь, как будет вести себя полная энергия связи ядра при возрастании параметра деформации (рис. 10.5).

Если $Z^2/A < 45$, то при малых α будет $|\Delta E_{\text{пов}}| > |\Delta E_{\text{кул}}|$. Поэтому кривая сначала будет идти вверх (сплошная линия). Однако, поскольку энергия разделенных ядер меньше, чем энергия исходного ядра, то кривая должна иметь максимум с последующим спадом к суммарной энергии разделенных ядер. Разность $E_{\text{акт}}$ между максимумом кривой и энергией связи невозбужденного ядра называется *энергией активации*. Очевидно, что деление не будет

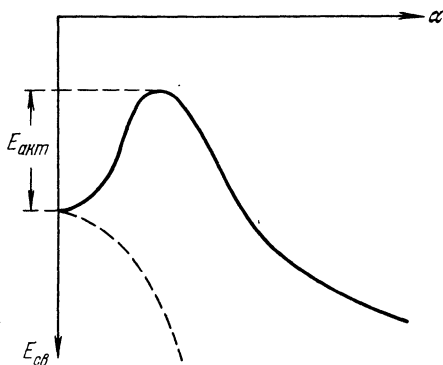


Рис. 10.5. Зависимость энергии связи ядра от параметра деформации α . Пунктирная кривая соответствует $Z^2/A > 45$, для сплошной $Z^2/A < 45$.

идти, пока энергия возбуждения ядра не превысит энергию активации. Значение энергии активации, конечно, зависит от Z^2/A . При $Z^2/A = 45$ энергия активации обращается в нуль. При $Z^2/A > 45$ энергия активации также равна нулю, так как функция $E_{\text{св}}(\alpha)$ (пунктирная кривая на рис. 10.5) монотонно убывает с увеличением α . Таким образом, рассмотрение второго (поверхностная энергия) и третьего (кулоновская энергия) слагаемых в полуэмпирической формуле для удельной энергии связи ядер приводит к следующему вы-

воду: деление возможно, если энергия возбуждения ядра превышает энергию активации. Энергия активации определяет порог реакции. Этот порог и называют эффективным, так как с небольшой интенсивностью деление может идти и ниже порога за счет квантового проникновения сквозь барьер.

5. Существенную роль для понимания процесса деления играет пятое слагаемое в формуле для энергии связи ядер, учитывающее эффект «спаривания» одинаковых нуклонов в ядре. Для уяснения роли этого слагаемого рассмотрим деление нейтронами изотопов урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ (0,7% в естественной смеси) и ${}_{92}\text{U}^{238}$ (99,3% в естественной смеси). Деление происходит соответственно через составные ядра ${}_{92}\text{U}^{236}$ и ${}_{92}\text{U}^{239}$, возбуждение которых и следует рассматривать. Очевидно, что величина Z^2/A больше и, следовательно, энергия активации $E_{\text{акт}}$ меньше для ядра ${}_{92}\text{U}^{236}$, так что изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$ должен делиться легче. Из расчетов следует, что

$$E_{\text{акт}} = \begin{cases} 6,5 \text{ МэВ} & \text{для } {}_{92}\text{U}^{236}, \\ 7,0 \text{ МэВ} & \text{для } {}_{92}\text{U}^{239}. \end{cases} \quad (10.8)$$

С другой стороны, экспериментальные данные таковы: изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$ делится тепловыми нейтронами (т. е. нейтронами нулевой энергии), а изотоп ${}_{92}\text{U}^{238}$ делится только быстрыми нейтронами, имеющими энергию не ниже 1,1 МэВ. Столь большое различие в требуемых энергиях падающих нейтронов прямо указывает на влияние энергии спаривания, поскольку энергии активации различаются всего лишь на 0,5 МэВ. Найдем, чему равна энергия спаривания (пятое слагаемое в формуле для энергии связи ядер) для рассматриваемых четырех изотопов урана:

$${}_{92}\text{U}^{235}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{нечетное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = 0,$$

$${}_{92}\text{U}^{236}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{четное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = \Delta,$$

$${}_{92}\text{U}^{238}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{четное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = \Delta,$$

$${}_{92}\text{U}^{239}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{нечетное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = 0.$$

Отсюда видно, что энергия связи нейтрона в ядре ${}_{92}\text{U}^{236}$ больше, чем в ядре ${}_{92}\text{U}^{239}$. Поэтому при захвате нейтрона ядром ${}_{92}\text{U}^{235}$ возникает более возбужденное ядро, чем при захвате нейтрона той же энергии ядром ${}_{92}\text{U}^{238}$ (энергия возбуждения ядра = энергии связи нейтрона в составном ядре + кинетическая энергия падающего нейтрона). Таким образом, ядро ${}_{92}\text{U}^{236}$ не только имеет более низкую энергию активации, но и сильнее возбуждается. Этот эффект действует и в других случаях. Например, ядро ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ делится тепловыми нейтронами, а ядро ${}_{90}\text{Th}^{232}$ нет. Следовательно, слагаемое, учитывающее эффекты спаривания, важно для решения вопроса о том, идет ли деление только на быстрых нейтронах или также на медленных.

6. Разберем теперь влияние на процесс деления взаимодействий, описываемых четвертым слагаемым в формуле для удельной энергии связи ядер. Эти взаимодействия стремятся уравнять число протонов и нейтронов в ядре. Из-за кулоновского отталкивания протонов (третье слагаемое) ядру, напротив, энергетически выгодно иметь поменьше протонов. Для легких ядер влияние четвертого слагаемого преобладает, и они имеют примерно поровну протонов и нейтронов (например, ${}_{20}\text{Ca}^{40}$). С увеличением числа частиц в ядре возрастает роль кулоновской энергии. Чем тяжелее ядро, тем больший процент нейтронов имеют стабильные ядра (например, ${}_{82}\text{Pb}^{208}$). Когда тяжелое ядро начинает делиться, то оно растягивается. При этом кулоновская энергия уменьшается, в то время как энергия симметрии (четвертое слагаемое в формуле для энергии связи) не меняется. За счет увеличения относительной роли четвертого слагаемого делящееся ядро и получающиеся после деления перегруженные нейтронами осколки стремятся избавиться от избыточных нейтронов. Уменьшение процентного содержания нейтронов совершается двумя путями. Во-первых, в осколках происходит

β -распад, каждый акт которого превращает нейтрон в протон. И действительно, осколки деления являются интенсивнейшими β -излучателями. Бета-распады часто сопровождаются γ -переходами. Кроме того, около десяти γ -квантов испускается во время самого акта деления. Поэтому ядерные реакторы являются мощными источниками β - и γ -излучений. Во-вторых, перегруженность нейтронами может быть столь сильной, что во время деления или сразу же после него (обычно не позднее, чем через $5 \cdot 10^{-14}$ с) испускаются нейтроны.

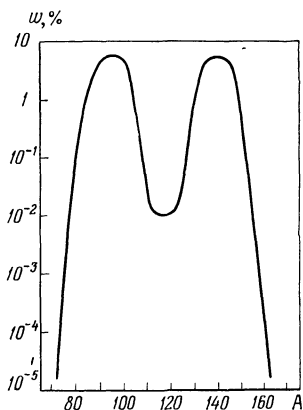


Рис. 10.6. Распределение осколков деления ядра изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ по массовым числам A

По вертикальной оси отложена вероятность w появления осколков.

Например, при каждом акте деления изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ вылетает в среднем 2,5 нейтрона с энергиями от нуля до нескольких МэВ. Этот процесс приводит к размножению нейтронов. Существование процесса размножения делает возможным осуществление цепной реакции деления (см. гл. XI, § 2). Небольшое количество нейтронов вылетает не в момент акта деления, а несколько позже. Эти нейтроны называются *запаздывающими*. Время запаздывания может доходить до нескольких минут. Происхождение запаздывающих нейтронов таково: после одного или нескольких последовательных β -распадов (на которые и уходит время запаздывания) ядро становится нестабильным по отношению к вылету нейтрона. Такое ядро мгновенно, т. е. за время порядка времени пролета, испускает нейтрон.

Наличие запаздывающих нейтронов, несмотря на их ничтожное количество, важно для стабильности работы ядерных реакторов (см. гл. XI, § 3).

7. Ядро чаще всего делится на два осколка. Отношение масс осколков может быть различным. Интересно, что при делении тепловыми нейтронами осколки равных или близких друг к другу масс почти не наблюдаются (менее 1%). Наиболее вероятно деление на осколки, один из которых примерно в полтора раза тяжелее другого (рис. 10.6). Считается, что эта *асимметрия осколков деления* объясняется влиянием ядерных нейтронных оболочек (гл. III, § 4), т. е. что ядру энергетически выгоднее делиться так, чтобы число нейтронов в осколке было близко к одному из магических чисел 50 и 82.

8. Проследим, на что тратится энергия, высвобождаемая при делении. Из ядра непосредственно вылетают осколки, нейтроны и γ -кванты. Осколки уносят кинетическую энергию и дополнительную внутреннюю энергию, высвобождаемую в дальнейших процессах β -

и γ -распадов. Эти энергии для ${}_{92}\text{U}^{235}$ в среднем распределяются примерно так:

кинетическая энергия осколков	160 МэВ,
энергия γ -излучения деления	8 МэВ,
кинетическая энергия нейтронов деления	6 МэВ,
энергия радиоактивного распада осколков	21 МэВ.

(10.9)

В сумме эти величины дают полную энергию, выделяющуюся при делении и равную 195 МэВ.

9. Изучение спонтанного деления ядер трансурановых элементов позволило обнаружить новый класс изомеров — *делящиеся изомеры* (Дубна, 1962). В отличие от обычных изомеров, рассмотренных в гл. VI, § 6, делящиеся изомеры а) обладают значительной энергией возбуждения, равной примерно 3 МэВ; б) имеют небольшой (не более нескольких единиц) спин; в) характеризуются аномально большими вероятностями спонтанного деления.

О степени возрастания вероятности деления при переходе от основного к изомерному состоянию можно судить по тому, например, что в ядре изотопа америция ${}_{95}\text{Am}^{242}$ эта вероятность возрастает в 10^{21} раз (период полураспада основного состояния равняется 10^{14} лет, изомера — 0,014 с *). Делящиеся изомеры обнаружены у ядер изотопов урана ${}_{92}\text{U}^{236,238}$, нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$, плутония ${}_{94}\text{Pu}^{236-243}$, америция ${}_{95}\text{Am}^{237-246}$, кюрия ${}_{96}\text{Cm}^{240-245}$. С вполне заметным сечением (10^{-29} — 10^{-30} см²) они образуются в реакциях (p, 2n), (n, 2n), (α , αn), (B^{10} , $\alpha 2n$), (n, γ) и т. д.

Очевидно, что делящийся изомер должен сильно отличаться по своей структуре от окружающих его уровней. Это отличие необходимо как для того, чтобы запретить радиационный распад изомера, так и для того, чтобы облегчить процесс деления, поскольку обнаруженное резкое возрастание вероятности деления нельзя объяснить только энергетическими факторами.

Делящиеся изомеры отличаются от других уровней ядра равновесной формой. На рис. 10.7 приведены обнаруженные на опыте вращательные спектры ядра ${}_{94}\text{Pu}^{240}$, построенные над основным состоянием и над делящимся изомером. Сравнение этих спектров показывает, что вращательная полоса делящегося изомера характеризуется значительно большим моментом инерции и, следовательно, значительно большей деформацией, чем вращательная полоса основного состояния. Появление у возбужденного ядра формы, отличной от формы основного состояния, обусловлено особой зависимостью потенциальной энергии (энергии связи) ядра от деформации. Изоб-

*) Строго говоря, период полураспада изомера не определяет непосредственно вероятности ω_f его деления. Для оценок, однако, можно считать $\omega_f \approx (0,014)^{-1}$, поскольку вероятность деления во всяком случае сравнима с вероятностью радиационного распада. Фактически же единственно известным каналом распада изомера является деление: все попытки обнаружить его радиационный распад пока не увенчались успехом.

раженная на рис. 10.5 зависимость энергии связи от деформации получена в приближении модели жидкой капли и справедлива, если пренебречь оболочечными эффектами. Оболочечные поправки могут качественно изменить вид этой зависимости (В. М. Струтинский, 1967). На рис. 10.8 приведена качественная зависимость потенциальной энергии от деформации с учетом оболочечных поправок для ядра, у которого имеется делящийся изомер. Главной особенностью этой кривой является существование двух минимумов

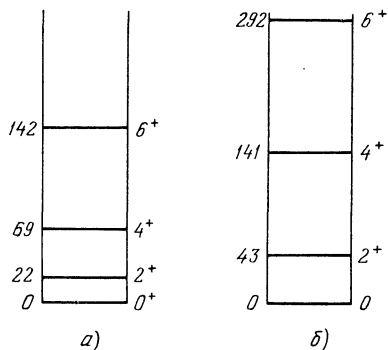


Рис. 10.7. Вращательные полосы в ядре изотопа ${}_{94}\text{Pu}^{240}$.

а) Полоса построена на изомерном состоянии; б) на основном состоянии.

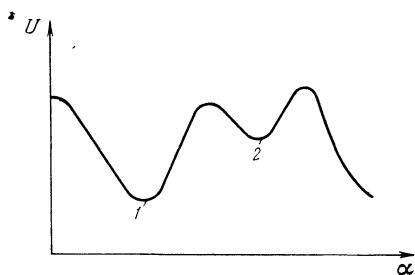


Рис. 10.8. Качественная зависимость потенциальной энергии ядер, имеющих делящиеся изомеры, от параметра деформации α .

(1 и 2). Первый минимум соответствует равновесной форме «обычных» уровней (в частности, основного состояния); второй минимум отвечает равновесной форме делящегося изомера. Существенное различие в равновесных формах обычных уровней и делящихся изомеров позволяет естественно объяснить особенности делящихся изомеров. В самом деле, аномально большая вероятность деления из состояния делящегося изомера связана с тем, что при таком делении ядро должно преодолеть более узкий потенциальный барьер, чем при делении из основного состояния. Малая вероятность радиационного распада изомера объясняется следующим образом. Для того чтобы протекал процесс радиационного распада, необходимо, чтобы ядро приобрело «обычную» форму. Этому, однако, препятствует потенциальный барьер, разделяющий два минимума на рис. 10.8.

§ 4. Замедление и диффузия нейтронов

1. Как в физике, так и в технике часто приходится иметь дело с движением большого количества нейтронов внутри различных веществ. Рассмотрим происходящие при этом процессы и выясним,

какими характеристиками среды определяется движение нейтронных потоков внутри вещества. Начнем с микроскопического описания движения отдельного нейтрона в веществе, а затем посмотрим, к каким макроскопическим процессам приводит суммарное движение большого количества нейтронов.

Из-за своей электрической нейтральности нейтрон обычно практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек (об одном важном исключении см. ниже § 5, п. 7). Поэтому атомные характеристики среды не играют никакой роли в распространении нейтронов в веществе. Это чисто ядерный процесс. При столкновении с ядром нейтрон может: а) поглотиться, б) рассеяться и в) размножиться *). Размножение нейтронов, конечно, может происходить только в веществах, содержащих делящиеся изотопы, такие, как ${}_{92}\text{U}^{235}$. Размножение нейтронов в макроскопических масштабах происходит только в ядерных реакторах. Оно будет рассмотрено в гл. XI, § 2.

При переходе к макроскопическим масштабам отдельные акты поглощения, суммируясь, приведут к некоторому поглощению нейтронного потока, а суммарное действие большого числа актов рассеяния приведет к двум макроскопическим процессам — к замедлению нейтронов и к их диффузии. Замедление нейтронов с энергией выше тепловой происходит даже при упругих столкновениях с ядрами. Действительно, до столкновения ядро покоится, а после столкновения приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление не может привести к полной остановке нейтронов из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения ядра имеет порядок kT . Если нейтрон замедлится до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Другими словами, нейтроны с энергией kT находятся в тепловом равновесии со средой. При комнатной температуре нейтроны с энергиями порядка $kT = 0,025$ эВ, как мы уже говорили в § 2, являются тепловыми. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (реактор, радон-бериллиевая ампула и т. д.) нейтроны рождаются в основном с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ, в то время как большинство важных в прикладном отношении нейтронных реакций согласно закону « $1/v$ » наиболее интенсивно идет при очень низких энергиях нейтронов. Кроме того, замедление нейтронов необходимо для

*) Нейтрон может и распасться на протон, электрон и антинейтрино. Время жизни нейтрона, однако, намного больше характерных времен протекания указанных выше процессов.

обсуждаемого в следующем параграфе использования волновых свойств нейтронов.

В отношении распространения нейтронов в веществе обычно интересуются ответами на два следующих вопроса:

а) На каком расстоянии от источника нейтроны замедляются до тепловых?

б) Как далеко проникнет тепловой нейтрон за счет диффузии?

2. Для того чтобы понять основные закономерности процесса замедления, рассмотрим сначала среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода — протоном. Так как массы протона и нейтрона примерно равны, то баланс энергии при столкновении имеет вид

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2},$$

где E_0 , v — начальные энергия и скорость нейтрона, v_n , v_p — соответственно скорость нейтрона и протона после столкновения. Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон и в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря равенству их масс):

$$E_1 = \frac{\overline{Mv_n^2}}{2} = \frac{\overline{Mv_p^2}}{2} = \frac{E_0}{2}, \quad (10.10)$$

где E_1 — средняя энергия нейтрона после столкновения. Таким образом, в водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжелым ядром, то средняя потеря энергии при столкновении уменьшается (при рассеянии на бесконечно тяжелых ядрах замедления вообще не будет). Можно показать, что при рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом A средняя потеря энергии определяется соотношением

$$E_1 = \left(1 - \frac{a}{2}\right) E_0, \quad \text{где } a = \frac{4A}{(A+1)^2}. \quad (10.11)$$

Например, если замедлителем является углерод ${}^{12}_6\text{C}$, то $a \approx 0,4$, $E_1 \approx 0,8 E_0$.

Таким образом, в углероде энергия нейтрона в среднем будет уменьшаться вдвое лишь после трех столкновений. Отсюда видно, что замедление идет тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т. е. имел малое сечение поглощения. Идеальным замедлителем является гелий, который нейтронов вообще не поглощает, так как изотоп ${}^4_2\text{He}$ не существует. Но гелий — газ, переходящий в жидкость при сверхнизких температурах, трудно-

достижимых в реакторах и других нейтронных установках. Очень малы сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжелая вода D_2O . Приемлемым, но несколько худшим замедлителем является обычная вода H_2O , так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, двуокись бериллия.

Важной чертой процесса замедления является то, что потеря энергии за столкновение согласно (10.10), (10.11) пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 МэВ теряет 0,5 МэВ, а нейтрон с энергией 10 эВ — всего лишь 5 эВ. Поэтому длительность замедления и проходимый при замедлении путь обычно слабо зависят от начальной энергии нейтрона. Некоторым исключением являются водородосодержащие вещества. Сечение нейтрон — протон согласно (5.22) резко падает при повышении энергии за 100 кэВ. Поэтому длина замедления в водородосодержащих веществах относительно сильно зависит от энергии. Время замедления нейтрона невелико. Даже в таком тяжелом замедлителе, как свинец, нейтрон замедляется от энергии 1 МэВ до 1 эВ за $4 \cdot 10^{-4}$ с.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является *длина замедления*, обозначаемая через $\sqrt{\tau}$. Величина τ носит не соответствующее ее размерности название *возраста нейтронов*. Смысл этой величины состоит в том, что

$$\tau = \frac{1}{6} \overline{r^2}, \quad (10.12)$$

где $\overline{r^2}$ — средний квадрат расстояния, на которое нейтрон уходит от источника в процессе замедления в том же стандартном интервале энергий от 1 МэВ до 1 эВ. Длина замедления в хороших замедлителях имеет порядок десятков сантиметров (см. ниже табл. 10.2). Поглощение нейтронов замедлителем существенного влияния на процесс замедления не оказывает, так как для быстрых нейтронов сечение поглощения ничтожно мало по сравнению с сечением рассеяния.

Точный расчет процесса замедления очень труден. Даже если источник моноэнергетичен, в процессе замедления разные нейтроны приобретают разные скорости и уходят от источника на разные расстояния. Общая картина движения нейтронов описывается функцией распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, дающей плотность вероятности в пространстве координат и скоростей нейтронов. Как правило, в реальных ситуациях это распространение даже локально является резко неравновесным. Поэтому для функции распределения получается громоздкое интегро-дифференциальное уравнение, решать которое можно практически только с помощью ЭВМ. Сравнительно просто удается вычислить распределение нейтронов по энергиям, которое

оказывается слабо зависящим от геометрии задачи и имеющим вид

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{1}{vE}, \quad 1 \text{ МэВ} \geq E \geq 1 \text{ эВ}, \quad (10.13)$$

где v — скорость нейтрона.

3. Соотношение (10.13) выполняется при всех энергиях, превышающих 1 эВ. Начиная с энергий 0,5 — 1 эВ, при столкновениях нейтронов с ядрами становится существенной тепловая энергия атомов. Распределение нейтронов начинает стремиться к равновесному, т. е. максвелловскому:

$$\frac{dN}{dE} \approx e^{-E/kT} \sqrt{E}, \quad E \leq 1 \text{ эВ}. \quad (10.14)$$

Этот процесс называется *термализацией* нейтронов. Практически тепловое равновесие полностью установиться не успевает, так как тепловые нейтроны сильно поглощаются и в среде все время существует заметное количество замедляющихся нейтронов, порождаемых источником. Приближенно можно считать, что при равновесии между рождением и поглощением нейтронов в среде их энергетический спектр описывается максвелловским распределением (10.14) только в области тепловых энергий, а выше имеет форму (10.13), соответствующую повышенной концентрации нейтронов высоких энергий.

Замедленные до тепловых энергий нейтроны начинают диффундировать, распространяясь по веществу во все стороны от источника. Этот процесс уже приближенно описывается обычным уравнением диффузии с обязательным учетом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико (на практике для того их и делают тепловыми, чтобы нужная реакция шла интенсивно). Основной характеристикой среды, описывающей процесс диффузии, является длина диффузии L , определяемая соотношением

$$L^2 = \frac{1}{6} \bar{r}_d^2, \quad (10.15)$$

где \bar{r}_d^2 — средний квадрат расстояния, на которое уходит тепловой нейтрон в веществе от места рождения до поглощения. Длина диффузии имеет примерно тот же порядок, что и длина замедления $\sqrt{\tau}$. Обе эти величины определяют расстояния от источника, на которых в веществе будет заметное количество тепловых нейтронов.

В табл. 10.2 приведены величины τ и L для наиболее употребительных замедлителей. Из этой таблицы видно, что у обычной воды $\sqrt{\tau} \gg L$, что указывает на сильное поглощение. У тяжелой воды, наоборот, $L \gg \sqrt{\tau}$. Поэтому она и является лучшим замедлителем.

Величина L зависит не только от собственно диффузии, но и от поглощающих свойств среды. Поэтому L не полностью характери-

зует процесс диффузии. Дополнительной независимой характеристикой диффузии является среднее время τ_d жизни диффундирующего нейтрона.

Таблица 10.2. Значения τ и L для наиболее употребительных замедлителей

Замедлители	τ , см ²	L , см
H ₂ O (вода)	31	2,72
D ₂ O (тяжелая вода)	125	159
Be (бериллий)	86	21
C (графит)	313	58

4. Интересным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Его механизм таков. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета носит название *альbedo* нейтронов для данной среды. Очевидно, что альbedo тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т. е. имеют альbedo до 0,9. В частности, для обычной воды альbedo равно 0,8. Неудивительно поэтому, что отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах и других нейтронных установках. Возможность столь интенсивного отражения нейтронов объясняется следующим образом. Вошедший в отражатель нейтрон при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. Если нейтрон у поверхности рассеялся назад, то он вылетает обратно, т. е. отражается. Если же нейтрон рассеялся в другом направлении, то он может рассеяться так, что уйдет из среды при последующих столкновениях.

Этот же процесс приводит к тому, что концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, в которой они рождаются, так как вероятность для нейтрона уйти наружу велика.

§ 5. Нейтронные волны в средах

1. Согласно квантовомеханическим представлениям нейтрон, как и любая другая частица, обладает волновыми свойствами. Эти волновые свойства будут влиять на процесс распространения нейтронов в веществе только в том случае, если дебройлевская длина волны λ по порядку величины равна или превышает межатомные расстояния, т. е. когда $\lambda \gtrsim 10^{-8}$ см. При $\lambda = 10^{-8}$ см энергия нейтрона равна 0,08 эВ, так что волновые свойства отчетливо сказыв-

ваются у тепловых нейтронов и еще более сильно у холодных и ультрахолодных. Влияние волновых свойств проявляется в том, что рассеянные разными ядрами нейтронные волны могут интерферировать друг с другом. В результате получается в общем довольно сложная картина углового и энергетического распределения рассеянных нейтронов, существенно отличная от соответствующего распределения при рассеянии нейтронов на изолированных атомах.

Процесс распространения нейтронных волн в веществе, как и всякий волновой процесс, во многом аналогичен распространению электромагнитных, в частности, световых волн. Нейтронные волны в веществе могут испытывать дифракцию, преломление, отражение (в том числе полное внутреннее), могут поляризоваться и т. д. Эта аналогия часто приводит к тому, что и методы расчета в ряде случаев аналогичны в нейтронной и обычной оптике. Например, в п. 2 мы увидим, что условия дифракции в обоих случаях одинаковы. Длины волн холодных нейтронов ненамного превышают межатомные расстояния. Поэтому распространение волн тепловых и холодных нейтронов в веществе более похоже на прохождение жестких рентгеновских волн, чем на распространение видимого света.

С другой стороны, нейтрон по своим физическим свойствам сильно отличается от γ -кванта. Поэтому нейтронная оптика имеет ряд совершенно своеобразных черт. Отличие нейтронной оптики от обычной обусловлено следующими основными причинами. Во-первых, электромагнитное излучение взаимодействует с электронами атомных оболочек, а нейтроны в основном взаимодействуют с ядрами (важное исключение будет рассмотрено в п. 7). Возникающие в связи с этим особенности будут рассмотрены в пп. 3, 4. Во-вторых, нейтрон имеет большую массу покоя, в то время как масса покоя фотона равна нулю. На волновом языке это означает, что у нейтронов связь частоты с длиной волны и скорость распространения волн совершенно иные, чем у электромагнитного излучения. Именно, для нейтронов

$$E_n = \hbar\omega_n = \frac{p_n^2}{2M} = \frac{4\pi^2\hbar^2}{2M\lambda_n^2}, \quad (10.16)$$

в то время как у фотона

$$E_\gamma = \hbar\omega_\gamma = cp_\gamma = \frac{2\pi c\hbar}{\lambda_\gamma}. \quad (10.17)$$

Отсюда, например, следует, что при одной и той же длине волн $\lambda_n = \lambda_\gamma = 10^{-8}$ см энергия нейтрона равна 0,08 эВ, а энергия фотона равна 12,5 кэВ (жесткое рентгеновское излучение). Скорость такого нейтрона $\approx 3 \cdot 10^5$ см/с, т. е. в 10^5 раз меньше скорости света. Как мы увидим в п. 9, эти особенности нейтронных волн делают их уникальным средством исследования ряда важнейших характеристик твердого тела.

2. Проходя через кристалл, тепловые нейтроны подобно рентгеновским лучам претерпевают дифракционное рассеяние. Это рассеяние проявляется в том, что при попадании пучка нейтронов в кристалл возникают новые пучки, идущие в направлениях, отличающихся от первоначального. Возможные направления этих дифрагированных пучков рассчитываются для нейтронов совершенно так же, как и для рентгеновских лучей. Упрощенный, но, как показывает более точное рассмотрение, в общем правильный механизм явления дифракции таков. На кристалл падает плоская нейтронная волна. Ядра, расположенные в определенной кристаллической плоскости, отражают эту волну. Параллельных кристаллических плоскостей очень много. Волны, отраженные в каждой из

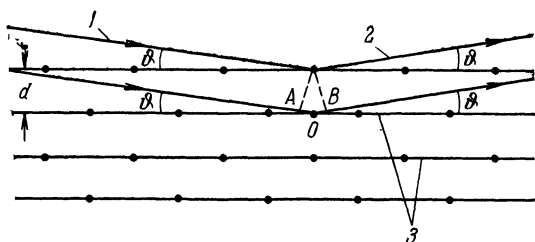


Рис. 10.9. Иллюстрация к закону отражения Брэгга — Вульфа.

1, 2 — падающая и отраженная волны, 3 — кристаллические плоскости.

них, будут интерферировать друг с другом. В результате от кристалла в целом волна будет распространяться лишь в тех направлениях, в которых волны, отраженные различными параллельными кристаллическими плоскостями, усиливают друг друга. Для этого разность $AO + OB$ хода лучей, отраженных разными плоскостями, должна равняться целому числу полуwave (рис. 10.9):

$$2d \sin \varphi = m\lambda, \quad (10.18)$$

где d — межплоскостное расстояние, φ — угол скольжения (между отражающей плоскостью и падающим пучком), m — положительное целое число, называемое порядком отражения. Соотношение (10.18) называется *условием Брэгга — Вульфа*. Оно применимо для дифракции на кристалле волн любой природы — рентгеновских, электронных, нейтронных.

Очевидно, что при $\lambda > 2d$ условие Брэгга — Вульфа не будет выполняться ни при каком угле скольжения, так что дифракционное отражение станет невозможным. Энергия нейтрона, при которой исчезает брэгговское отражение, называется *энергией брэгговского скачка*. Она различна для разных кристаллов и по порядку величины равна 10^{-3} эВ. Наличие этого скачка используется для от-

фильтровывания холодных нейтронов путем отражения пучка нейтронов от монокристаллов.

3. Интенсивность отражения нейтронов, конечно, определяется тем, насколько интенсивно рассеиваются нейтроны-отдельными ядрами, т. е. сечением $\sigma_{\text{упр}}$ упругого рассеяния нейтрона ядром. Согласно общим свойствам ядерных реакций (гл. IV, § 4) при низких энергиях сечение упругого рассеяния нейтрона является константой, не зависящей ни от углов, ни от энергий. Это сечение можно представить в виде

$$\sigma_{\text{упр}} = 4\pi a^2, \quad (10.19)$$

где a — константа размерности длины, называемая *длиной рассеяния* или, что здесь то же самое, амплитудой рассеяния. Амплитуда a нерегулярно меняется при переходе от ядра к ядру и в среднем имеет один и тот же порядок величины ($3 \cdot 10^{-13}$ — 10^{-12} см) для всех ядер — от самых легких до самых тяжелых. Существенно, однако, что эта амплитуда бывает как положительной, так и отрицательной.

Выясним, в каких явлениях может проявиться знак амплитуды a . При рассеянии на одиночных ядрах измеряется только абсолютная величина a . Но если длина волны нейтрона превышает расстояния между соседними атомами, то сечение рассеяния выражается уже через квадрат суммы амплитуд. Поэтому, если, например, кристалл состоит из ядер двух сортов с близкими по величине и противоположными по знаку амплитудами рассеяния, то он почти не будет рассеивать нейтроны, хотя рассеяние на ядрах каждого сорта в отдельности и не мало. Такие явления действительно наблюдались. Например, почти полностью компенсируются имеющие противоположные знаки амплитуды рассеяния нейтрона на кислороде и висмуте. Опыты по рассеянию нейтронов на двухкомпонентных кристаллах дают возможность определить знак отношения амплитуд.

Как мы увидим в п. 5, существуют методы определения не только относительного, но и абсолютного знака амплитуды.

4. При переходе от микроскопического рассеяния нейтронов на отдельных ядрах к макроскопическому прохождению нейтронных волн в кристалле мы столкнемся еще с двумя осложняющими обстоятельствами, отсутствующими в случае рентгеновских лучей. Во-первых, если ядро обладает ненулевым спином, то амплитуда зависит от взаимной ориентации спинов нейтрона и ядра. Во-вторых, если в состав кристалла входит элемент, имеющий несколько стабильных изотопов, то амплитуда различна для разных изотопов, причем различие иногда наблюдается не только по величине, но даже по знаку. Так, например, амплитуда рассеяния нейтрона положительна для изотопа никеля ${}_{28}\text{Ni}^{60}$ и отрицательна для изотопа ${}_{28}\text{Ni}^{62}$. Поскольку в кристаллической решетке спины ядер ориентированы хаотично (если только не приняты специальные меры по их поляризации) и разные изотопы одного и того же элемента

распределены также случайным образом, то оба эти эффекта нарушают правильность решетки по отношению к рассеянию нейтронов. Подчеркнем, что это довольно сильное нарушение правильности решетки не отражается на атомных (т. е. идущих за счет электромагнитных, а не ядерных взаимодействий) явлениях, в частности на рассеянии рентгеновских лучей.

Зависимость амплитуды рассеяния нейтрона от ориентации спина ядра и от изотопного состава приводит к тому, что кристалл отражает нейтроны в различных направлениях, а не только в тех, которые разрешены условием (10.18) Брэгга — Вульфа. Это дополнительное отражение будет уже не когерентным, а диффузным.

Очевидно, что для полного описания рассеяния нейтронов на кристалле определенного элемента надо знать амплитуды рассеяния на всех стабильных изотопах как при параллельных, так и при антипараллельных спинах нейтрона и ядра. Однако обычно такая полная информация не требуется. Если изотопный состав элемента фиксирован (за некоторыми исключениями он постоянен не только в земной коре, но и во всех известных галактиках, гл. XII, § 2) и если спины ядер и нейтронов ориентированы хаотично, то все нейтронно-оптические явления выражаются через две независимые величины: когерентную амплитуду a_k и некогерентную амплитуду $a_{нк}$. Обе эти амплитуды получаются посредством осреднения амплитуд, соответствующих рассеянию на определенном изотопе с определенной ориентацией спинов. Полное сечение σ рассеяния на N ядрах равно сумме сечений когерентного σ_k и некогерентного $\sigma_{нк}$ рассеяний:

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_{нк}. \quad (10.20)$$

При этом когерентное сечение определяется через квадрат суммы когерентных амплитуд

$$\sigma_k = 4\pi \left(\sum_N a_k \right)^2, \quad (10.21)$$

а некогерентное — через сумму квадратов некогерентных амплитуд

$$\sigma_{нк} = 4\pi \sum_N a_{нк}^2. \quad (10.22)$$

В интерференционных явлениях участвует только когерентная амплитуда. Некогерентная амплитуда создает диффузный фон, обычно лишь затрудняющий исследования.

5. С когерентной амплитудой a_k непосредственно связан коэффициент преломления n нейтронных волн веществом. Эта связь носит универсальный характер (одинакова для нейтронов и рентгеновских лучей) и имеет вид

$$n = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 a N}{\pi}}, \quad (10.23)$$

где N — число рассеивателей в 1 см^3 вещества.

Приведем вывод этой формулы. Пусть на плоскую мишень толщиной $\Delta z \ll \lambda$ падает плоская нейтронная волна e^{ikz} (рис. 10.10). После прохождения мишени нейтронная волна Ψ будет состоять из падающей волны e^{ikz} и рассеянной волны,

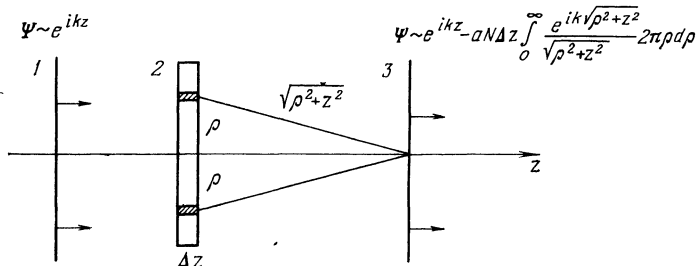


Рис. 10.10. Схематическое изображение прохождения плоской нейтронной волны через рассеивающую мишень.

1 — падающая волна; 2 — мишень; 3 — волна, прошедшая через рассеиватель.

возникающей в результате интерференции сферических волн, которые испускаются всеми рассеивателями мишени, т. е. при $z \gg \lambda$

$$\Psi = e^{ikz} - aN\Delta z \int_0^{\infty} \frac{e^{ik\sqrt{\rho^2+z^2}}}{\sqrt{\rho^2+z^2}} 2\pi\rho d\rho. \quad (10.24)$$

Интеграл

$$\int_0^{\infty} \frac{e^{ik\sqrt{\rho^2+z^2}}}{\sqrt{\rho^2+z^2}} 2\pi\rho d\rho = \frac{2\pi}{ik} \int_z^{\infty} e^{ikx} dx = \frac{2\pi i}{k+i0} e^{ikz}$$

(на бесконечности, как обычно, вводится исчезающе малое затухание). Поэтому при $k \neq 0$

$$\Psi \approx e^{ikz} \left(1 - \frac{2\pi a N \Delta z}{k} i \right). \quad (10.25)$$

Волну Ψ можно выразить также через показатель преломления n нейтронных волн. В этом случае

$$\Psi \approx e^{in k \Delta z + ik(z - \Delta z)}. \quad (10.26)$$

Поскольку

$$(n-1)k\Delta z \ll 1,$$

то из (10.26) следует, что

$$\Psi \approx e^{ikz} [1 + i(n-1)k\Delta z]. \quad (10.27)$$

Из сравнения (10.25) с (10.27) получаем искомую формулу (10.23).

Показатель преломления для холодных нейтронов мало отличается от единицы. Положив, например, $\lambda = 2 \cdot 10^{-8}$ см, $|a| = 10^{-13}$ см, $N = 10^{23}$, получим, что $|n-1| = 10^{-6}$. Для большинства ядер амплитуда a положительна, так что преломляющая среда оказывается оптически менее плотной, чем воздух. Поэтому при очень малых углах скольжения (порядка нескольких

минут) наблюдается полное внутреннее отражение. При увеличении угла скольжения интенсивность отраженного пучка падает скачком при критическом угле $\vartheta_{кр}$, определяемом соотношением

$$\cos \vartheta_{кр} = n, \quad (10.28)$$

так как коэффициент отражения при $\vartheta > \vartheta_{кр}$ очень мал. По наличию полного внутреннего отражения можно определять знак амплитуды рассеяния, так как при отрицательной амплитуде этот эффект отсутствует.

6. Дифракция нейтронов на кристаллах в настоящее время является не только хорошо изученным явлением, но и эффективным методом исследования, получившим название *нейтронографии* (по аналогии с рентгенографией). В самой ядерной физике нейтронография используется для определения знаков и абсолютных значений когерентных амплитуд рассеяния нейтронов на различных ядрах. В физике твердого тела и смежных с ней областях нейтронография используется для получения информации о структуре кристаллов.

Основных методов исследования в нейтронографии два. В одном методе измеряют полное сечение упругого рассеяния как функцию энергии нейтронов. В другом — снимают нейтронограмму образца, т. е. получают угловое распределение для рассеяния пучка моноэнергетических нейтронов монокристаллами или поликристаллами. Как и в рентгенограмме, положение максимумов нейтронограммы определяется структурой кристаллической решетки (в соответствии с условием (10.18) Брэгга — Вульфа), а величина этих максимумов зависит от амплитуд рассеяния.

Наряду с большим сходством между нейтронографическими и рентгенографическими методами имеются следующие важные различия:

а) Рентгеновские лучи рассеиваются на электронах, а нейтроны — на ядрах. Тем самым дифракция нейтронов дает информацию не об электронной, а о ядерной, т. е. атомно-молекулярной конфигурации. Поэтому изучение дифракции нейтронов особенно полезно для расшифровки структуры сплавов и соединений из элементов с близкими атомными номерами (FeCo, NiMn и т. д.), в которых обе компоненты имеют сходные электронные конфигурации, но резко различные ядерные сечения.

б) Сечения взаимодействия рентгеновских лучей с атомами пропорциональны Z , т. е. сильно различаются для легких и тяжелых элементов. Ядерные сечения, напротив, имеют одинаковый порядок для всех ядер — от самых тяжелых до самых легких. Например, амплитуда рассеяния нейтронов равна $0,4 \cdot 10^{-12}$ см на водороде, $0,66 \cdot 10^{-12}$ см на углероде и $0,86 \cdot 10^{-12}$ см на висмуте. Поэтому в соединениях, содержащих как легкие, так и тяжелые элементы (H_2O , PbS, ThD₂ и т. д.), эффект дифракции на легких

элементах на рентгенограмме практически не заметен, а на нейтронограмме легко различим.

в) В одном и том же диапазоне длин волн рентгеновские волны рассеиваются преимущественно вперед, а нейтронные — во все стороны изотропно. Поэтому при переходе к большим углам рассеяния интенсивность дифракционных пиков резко падает на рентгенограмме и почти не меняется на нейтронограмме.

г) Нейтроны имеют в тысячи раз большую проникающую способность, чем рентгеновские лучи той же длины волны. Поэтому нейтронографические методы более эффективны, чем рентгеновские, для исследования внутренних областей образцов.

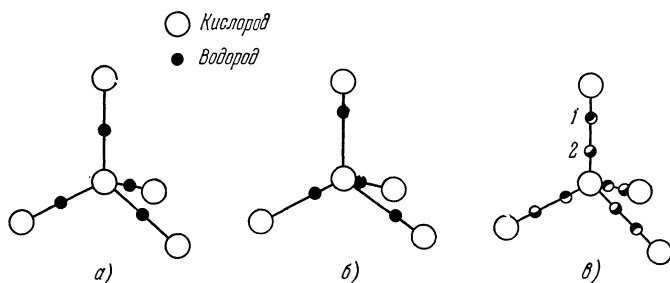


Рис. 10.11. Возможные структурные модели кристалла льда.

На диаграмме в) атомы водорода половину времени проводят в положении 1, другую половину — в положении 2.

Эти отличия — в пользу нейтронографии.

д) У рассеянных нейтронных лучей есть значительная по величине некогерентная амплитуда, не зависящая от кристаллической структуры и создающая равномерный фон, смазывающий картину.

е) Получение достаточно мощных и монохроматических нейтронных пучков — дорогое и сложное дело.

В целом рентгенографические и нейтронографические методы хорошо дополняют друг друга.

В качестве примера эффективного использования нейтронографии приведем расшифровку структуры льда. Структура, образуемая кислородными атомами, была сравнительно хорошо выяснена рентгенографически. Она оказалась гексагональным вариантом тетраэдрической структуры: каждый атом кислорода окружен четырьмя соседями, расположенными в вершинах тетраэдра (рис. 10.11). О положениях протонов рентгенограмма сведений не содержит. Для протонных структур было предложено несколько моделей, отражающих различные варианты кристаллических связей. В одной модели протон находился посередине между каждым двумя примыкающими друг к другу атомами кислорода (рис. 10.11, а), в другой — протоны находились ближе к одному из атомов кислорода

(рис. 10.11, б) и т. д. В результате же нейтронографического исследования было однозначно установлено, что каждый протон в кристалле льда половину времени проводит около одного атома кислорода, а половину — около другого.

7. Нейтрон обладает магнитным моментом. Поэтому нейтронные волны могут рассеиваться на магнитных моментах атомов внутри

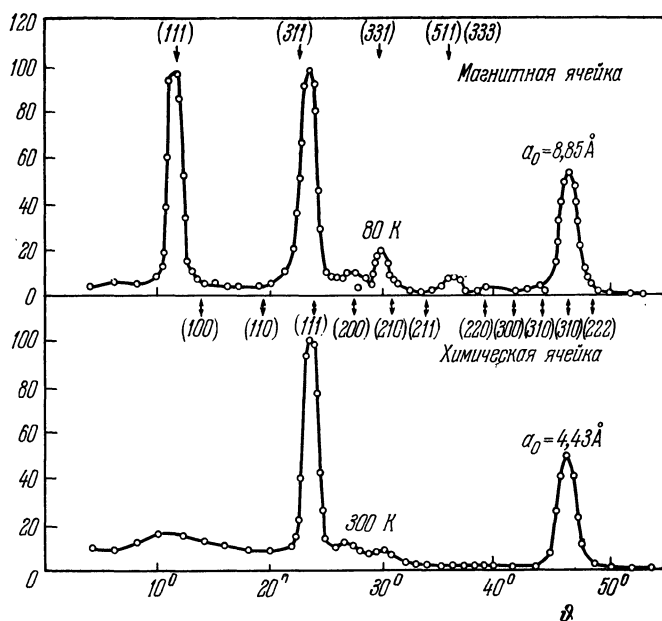


Рис. 10.12. Нейтронограммы окиси марганца MnO при температурах 80 и 300 К.

Цифры в скобках — миллеровские индексы отражающих плоскостей, a_0 — постоянная кристаллической решетки. По оси ординат — интенсивность в произвольных единицах.

вещества. Интенсивность этого процесса определяется амплитудой магнитного рассеяния нейтрона. Для магнитных веществ (железо, кобальт и т. д.) магнитная и ядерная амплитуды рассеяния имеют одинаковый порядок. Если магнитные моменты атомов в веществе ориентированы хаотично, то магнитное рассеяние в когерентную амплитуду вклада, конечно, не даст. Но если магнитные моменты в веществе как-то упорядочены, то появляется когерентная магнитная амплитуда, создающая на нейтронограммах максимумы, положение которых определяется магнитной структурой вещества.

Магнитное рассеяние нейтронов находит все новые и новые применения. Только с помощью методов магнитной нейтронографии

была прямо установлена магнитная структура антиферромагнетиков. С помощью магнитных нейтронных зеркал (полное внутреннее отражение в магнитном поле) формируются интенсивные пучки полностью поляризованных нейтронов. Именно методами магнитной нейтронографии удастся получать информацию об ориентациях магнитных моментов каждой из компонент в бинарных магнитных сплавах.

Для примера приведем две нейтронограммы окиси марганца MnO , снятые при температурах 80 и 300 К (рис. 10.12). Соответствующие рентгенограммы

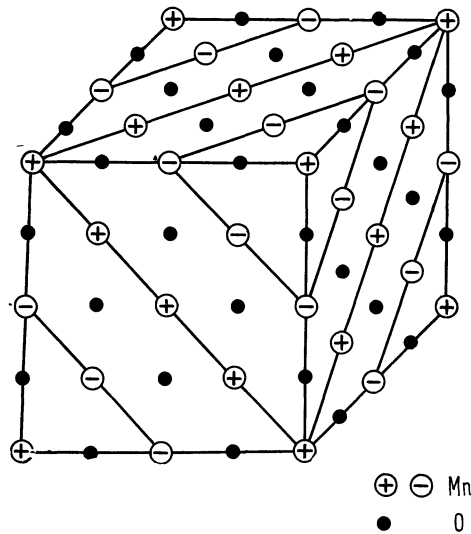


Рис. 10.13. Установленная с помощью нейтронографии антиферромагнитная структура окиси марганца MnO , существующая при температуре, меньшей 120 К.

Знаки + и - в кружках соответствуют противоположным направлениям магнитных моментов атомов.

одинаковы, так что изменения кристаллической структуры в этом интервале температур не происходит. Появление новых максимумов в нейтронограмме при понижении температуры обусловлено тем, что при 120 К MnO переходит в антиферромагнитное состояние, причем размер антиферромагнитной ячейки в два раза больше размера химической ячейки (рис. 10.13).

8. В этом пункте мы рассмотрим свойства ультрахолодных нейтронов. Скорости движения таких нейтронов не превышают четырех метров в секунду, а длины волн $\lambda \geq 1,5 \cdot 10^{-5}$ см. Подставив $\lambda = 1,5 \cdot 10^{-5}$, $a \approx 10^{-12}$ см и $N \approx 5 \cdot 10^{23}$ в формулу (10.23), находим, что показатель пре-

ломления ультрахолодной нейтронной волны является чисто мнимым. Это значит, что такие волны в веществе (разумеется, при длине рассеяния $a > 0$) распространяться не могут и, следовательно, должны отражаться от поверхности вещества. Это свойство ультрахолодных нейтронов используется для создания нейтронных ловушек (Ф. Л. Шапиро и др., Дубна, 1971). Действительно, если впустить такие нейтроны в объем, ограниченный веществом с положительной длиной рассеяния (например, углеродом ${}^{12}_6C$), то они не могут уйти из этого объема. Сейчас уже имеются нейтронные ловушки, в которых в течение примерно 400 секунд

сохраняется около ста нейтронов *). Расчеты показывают, что число ультрахолодных нейтронов в ловушке можно довести до 1000 при плотности 100 нейтронов/л. Накопленные в ловушках нейтроны могут быть использованы для измерения дипольного электрического момента нейтрона и периода β -распада свободного нейтрона.

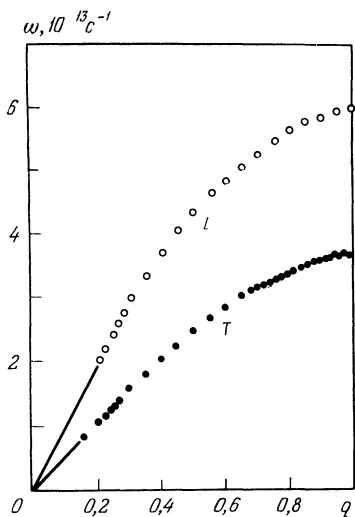


Рис. 10.14. Зависимость частоты фона от импульса для направления [100] в кристалле алюминия при температуре 300 °С.

Индексы T и L соответствуют поперечному и продольному акустическим фононам. q дано в единицах $2\pi/d$, где d — постоянная решетки.

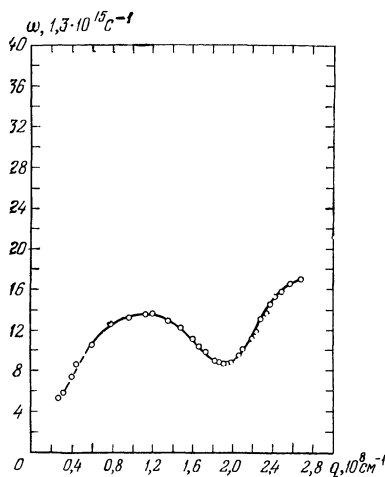


Рис. 10.15. Зависимость частоты элементарных возбуждений от импульса в жидком гелии при $T = 1,12 \text{ К}$.

В заключение отметим, что наряду с рассмотренными ловушками нейтронов созданы и функционируют нейтронные ловушки принципиально другого типа — нейтронные накопительные кольца. В этих кольцах нейтроны с энергией меньше $2 \cdot 10^{-6}$ эВ удерживаются на орбите с диаметром порядка 1 м неоднородным магнитным полем. Время удержания нейтронов в таких ловушках сейчас уже превышает период их полураспада.

9. В заключение остановимся на неупругом рассеянии тепловых и холодных нейтронов. Тепловые и холодные нейтроны, оче-

*) Согласно расчетам ультрахолодный нейтрон должен совершить не менее 10^5 соударений со стенкой, прежде чем он может уйти из ловушки. Эксперимент, однако, показывает, что нейтрон совершает всего лишь 10^3 соударений. Причина этого расхождения пока не ясна.

видно, не возбуждают атомные ядра и даже отдельные атомы. Но даже медленные нейтроны имеют энергии, достаточные для того, чтобы возбуждать кванты акустических колебаний кристаллической решетки — фононы. Измерив на опыте импульс $\hbar q = \hbar k_1 - \hbar k_2$ и энергию $\hbar \omega = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2M} - \frac{\hbar^2 k_2^2}{2M}$, передаваемые веществу при возбуждении в нем одного фонона, мы можем определить одну из важнейших характеристик вещества — зависимость частоты ω элементарного возбуждения от волнового вектора q . Здесь $\hbar k_1$, $\hbar k_2$ — импульсы нейтрона до и после рассеяния.

На рис. 10.14 приведена найденная таким способом зависимость $\omega(q)$ для кристалла алюминия, а на рис. 10.15 — для жидкого гелия. Отметим, что вид дисперсионной кривой на рис. 10.15 был предсказан Л. Д. Ландау в 1947 г. на основе анализа термодинамических свойств жидкого гелия.

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

§ 1. Возможные источники ядерной энергии

1. Высокие энергетические выходы экзотермических ядерных реакций делают крайне заманчивым использование их для получения энергии в макроскопических масштабах. Действительно, если для единичного акта химической реакции характерны энергии в лучшем случае порядка нескольких электронвольт, то для ядерных реакций в среднем свойственны мегаэлектронвольтные энергии. Однако при ближайшем рассмотрении оказывается, что создание установки для получения ядерной энергии в макроскопических масштабах — очень непростое дело.

Прежде всего среди огромного многообразия экзотермических ядерных реакций очень трудно найти такую, которую можно, хотя бы в принципе, рассматривать как пригодную для ядерной энергетики. Как мы убедимся в этом параграфе, до сих пор удалось найти только три типа таких реакций: деление тяжелых ядер нейтронами, реакции синтеза легчайших ядер и экзотермические реакции расщепления легчайших ядер.

2. Для общей ориентировки в вопросе о том, какие ядерные реакции являются экзотермическими, можно воспользоваться кривой удельной энергии связи (см. рис. 2.5). Из этой кривой видно, что в среднем удельная энергия связи с ростом массового числа A сначала растет, а затем при $A \approx 50$ — 60 достигает максимума (называемого «железным», так как значению $A = 56$ соответствуют ядра изотопов железа), после чего снова убывает. Ядерная реакция экзотермична, когда конечные ядра связаны сильнее начальных. Поэтому можно утверждать, что, как правило, экзотермическими для легких (например, $A \approx 10$) ядер будут реакции синтеза более крупных ядер, а для тяжелых — реакции расщепления ядра на достаточно крупные осколки. Наиболее сильно кривая удельной энергии связи наклонена на краях. Поэтому наиболее выгодными энергетически будут реакции синтеза для самых легких ядер, а реакции расщепления — для самых тяжелых. Кроме того, из-за резкого пика в энергии связи α -частицы сильно экзотермическими являются некоторые реакции наилегчайших ядер с образованием α -частиц в конечном состоянии.

3. Экзотермичность реакции — необходимое, но далеко не достаточное условие возможности ее использования в ядерной энергетике. Должны быть выполнены еще два общих требования:

а) исходные материалы для реакции должны быть доступными в достаточных количествах;

б) реакция должна быть осуществима в макроскопических масштабах.

Каждому из этих требований в отдельности удовлетворить нетрудно, но выполнить сразу оба удается лишь в редчайших случаях. Действительно, первым требованием возможные виды исходного горючего ограничиваются стабильными изотопами, встречающимися в природе, долгоживущими нестабильными изотопами и, наконец, частицами или изотопами, которые можно получить в больших масштабах в самих экзотермических реакциях. Вторым требованием крайне затрудняются макроскопические реакции, начинающиеся столкновениями ядер. Все атомные ядра обладают электрическими зарядами, причем одного и того же знака. Поэтому сближению ядер препятствует отталкивающий кулоновский барьер. Чтобы преодолеть отталкивание и сблизиться на расстояние, достаточное для вступления в реакцию, ядра должны сталкиваться с достаточно большими относительными кинетическими энергиями. Эти энергии сильно варьируются в зависимости от типа реакции, но в любом случае должны быть не меньше нескольких кэВ. Кроме того, ядер с такими энергиями надо иметь очень много. Действительно, при энерговыделении, скажем, 100 Вт/см^3 в реакцию ежесекундно в каждом см^3 должны вступать 10^{14} — 10^{15} ядер, если считать, что в отдельной реакции выделяется энергия в несколько МэВ. Для того чтобы оценить масштаб килоэлектронвольтовой кинетической энергии ядра с макроскопических позиций, укажем для примера, что в ракете, летящей с космической скоростью порядка 10 км/с , на один атом приходится кинетическая энергия не более десятых долей эВ, а при температуре $10\,000 \text{ К}$ на одну степень свободы приходится энергия, равная примерно одному электронвольту.

Величина кулоновского барьера пропорциональна произведению $Z_1 Z_2$ атомных номеров сталкивающихся ядер, так что из реакций столкновения заряженных ядер могут быть перспективны в смысле практической осуществимости только реакции на самых легких ядрах.

Кулоновский барьер отсутствует при столкновении ядра с нейтральной частицей. Но нейтральные частицы не входят в состав земной коры, а будучи получены искусственно, не могут храниться достаточно долго. Поэтому макроскопические ядерные реакции с участием нейтральных частиц можно осуществлять, только получая эти частицы в самом процессе реакции. Такие реакции, в ходе

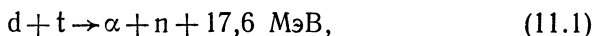
которых регенерируется один из исходных реагентов, называются *цепными*.

4. Изо всех известных нейтральных частиц для осуществления цепной реакции пригодны только нейтроны. Действительно, нейтрино слишком слабо взаимодействуют с веществом, а рождение нейтральных пионов и других частиц с ненулевой массой — процесс существенно эндотермический. Наконец, для испускания фотонов определенной энергии нужны возбужденные ядра, на создание которых необходимо затратить ту же энергию. Поэтому процесс в целом не может быть экзотермическим при стабильных исходных ядрах.

Как эндотермический в целом процесс, цепная генерация фотонов вполне возможна и до энергий порядка 10 эВ реально осуществляется в мазерах и лазерах. Создание лазеров в диапазоне γ -излучения сопряжено с трудностями принципиального характера и находится в стадии предварительных обсуждений.

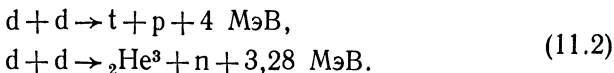
В отличие от остальных нейтральных частиц, нейтроны в земной коре есть, и в огромных количествах, но не свободные, а связанные в атомных ядрах. Из гл. X, § 3, п. 6 мы знаем, что нейтроны испускаются в реакциях (n, f) деления тяжелых ядер нейтронами, причем эти реакции экзотермичны. Поэтому цепная реакция деления в принципе возможна и, как мы увидим ниже, широко осуществляется в промышленных масштабах.

5. Из экзотермических реакций на легких ядрах в качестве наиболее близкой перспективы для целей энергетики специалистами рассматривается дейтерий-третиевая



так как для нее сравнительно низок кулоновский барьер и довольно велико сечение. Осуществление этой реакции в макроскопических масштабах и в управляемом (не взрывном) режиме находится в стадии энергичных научных разработок (см. ниже § 4). Тритий в земной коре отсутствует и должен воспроизводиться в каких-то сопутствующих реакциях.

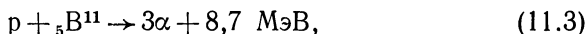
Теми же зарядами, барьером, но существенно бóльшим сечением и значительно меньшим энерговыделением характеризуются реакции



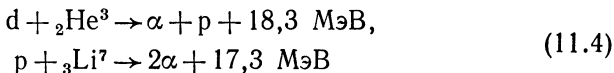
Поэтому для макроскопического осуществления этих реакций нужны при прочих равных условиях намного бóльшие температуры.

Экзотермические ядерные реакции типа (11.1), (11.2), в которых из легчайших ядер синтезируются более тяжелые, называются *термоядерными*, или, что то же, реакциями *термоядерного синтеза*.

Экзотермической является и реакция



в которой ядра бора делятся протонами на α -частицы. Реакции такого типа называют *термоядерным делением*. Эта реакция, а также реакции



отличаются тем, что среди их конечных продуктов нет нейтронов. Поэтому энергетические установки, базирующиеся на этих реакциях, не будут создавать радиоактивных отходов. Продукты для (11.2) — (11.4) имеются в природе, но требуемые температуры и др. параметры настолько велики, что в настоящее время работы по их осуществлению не ведутся. Как мы увидим в § 4, все лабораторные разработки проводятся только с реакцией (11.1).

6. Внутрядерная энергия выделяется не только в экзотермических ядерных реакциях, но и в процессах радиоактивного распада. Работающие за счет радиоактивности источники энергии не могут иметь большой мощности, поскольку при малых периодах полураспада источник действует короткое время, а при долгоживущих радиоактивных ядрах для мощного энерговыделения нужны непомерно большие количества активного вещества.

Маломощные радиоактивные источники энергии уже существуют. В нашей стране разработана серия источников «Бета» («Бета-С», «Бета-М»), рабочим веществом которых является изотоп цезия ${}_{55}\text{Cs}^{144}$ с периодом полураспада 290 дней. В США сделан источник мощностью 25 Вт на основе изотопа плутония ${}_{94}\text{Pu}^{238}$, период полураспада которого 86,4 года. Этот источник может работать непрерывно в течение 5—10 лет. Радиоактивные источники энергии могут найти применение в отдаленных от линий электропередач местностях в случаях, когда потребление электроэнергии невелико, но постоянно и продолжается в течение длительного времени. Примером являются автоматические метеостанции.

7. Легко подсчитать, что в процессах деления и синтеза высвобождается всего лишь 0,1—0,3% энергии покоя участвующих в реакции ядер. Возникает естественный вопрос, существуют ли возможности более полного высвобождения энергии покоя Mc^2 . Для такого высвобождения нуклоны должны превращаться в более легкие частицы — пионы, лептоны, фотоны. Но разрушение нуклонов строго запрещено законом сохранения барионного заряда (см. гл. VII, § 2).

Однако никакие законы сохранения не запрещают высвобождения энергии покоя нуклонов при аннигиляции вещества с антивеществом, состоящим из антинуклонов и позитронов. Удельное энерговыделение при аннигиляции на два-три порядка превышало бы

энерговыведение в существующих ядерных энергетических установках. Но антивещество отсутствует в природе по крайней мере в ближайшей к нам области космического пространства. Производство антивещества в принципе возможно, но оно будет очень дорогим и потребует затрат энергии, значительно превышающих энергию аннигиляции. Поэтому аннигиляция не может служить источником энергии в больших масштабах. Использование аннигиляционных источников возможно разве что в отдаленном будущем для двигателей сверхдальних космических кораблей.

§ 2. Цепная реакция деления

1. Рассмотрим механизм цепной реакции деления. При делении тяжелых ядер под действием нейтронов возникают новые нейтроны (см. гл. X, § 3). Например, при каждом делении ядра урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ в среднем возникает 2,4 нейтрона. Пусть теперь в среде, содержащей ${}_{92}\text{U}^{235}$, разделилось одно ядро (например, под действием нейтрона, образованного космическими лучами, см. гл. XII, § 3). При этом испустятся два-три новых нейтрона. Конечно, часть этих новых нейтронов куда-то денется, например, уйдет наружу, но часть может вызвать деление новых ядер. Допустим, что в новую реакцию (n, f) вступают в среднем 2 нейтрона. Тогда в k -м «поколении» из одного нейтрона в среде образуются 2^k новых. Время жизни одного поколения нейтронов имеет порядок 10^{-7} — 10^{-8} с. Поэтому, скажем, на 80 поколений потребуется всего лишь 10^{-5} — 10^{-6} с. За это время в среде образуется $2^{80} \approx 10^{24}$ нейтронов, которые вызовут деление 10^{24} ядер (около 140 г) урана и высвободят $3 \cdot 10^{13}$ Вт энергии (что соответствует сжиганию тысячи тонн нефти). При отсутствии препятствий дальнейшему развитию реакции число нейтронов уже через 10^{-3} с намного превысило бы число частиц в видимой части Вселенной. Такой лавинообразный процесс и называется цепной реакцией.

Как мы увидим в следующем параграфе, управляемая цепная реакция деления практически осуществима на трех различных изотопах. Это два изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ и ${}_{92}\text{U}^{233}$, а также изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Первый из этих изотопов имеется в природе, а остальные два можно изготавливать искусственно в промышленных масштабах.

2. С макроскопической точки зрения цепная реакция деления идет в среде, в которой наряду с уже известными нам процессами замедления, диффузии и поглощения (см. гл. X, § 4) происходит процесс размножения нейтронов. Такая среда называется *активной зоной*. Важнейшей физической величиной, характеризующей интенсивность размножения нейтронов, является *коэффициент k_{∞} размножения нейтронов в среде*. Коэффициент размножения равен отношению количества нейтронов в одном поколении к их коли-

честву в предыдущем поколении. Под сменой поколения здесь понимается ядерное деление, в котором поглощаются нейтроны старого поколения и рождаются новые нейтроны. Индекс ∞ указывает, что речь идет об идеальной среде бесконечных размеров. Аналогично величине k_{∞} определяется коэффициент k размножения нейтронов в физической системе. Коэффициент k является характеристикой конкретной установки. Если в первом поколении имеется N нейтронов, то в n -м поколении их будет Nk^n . Поэтому при $k = 1$ цепная реакция идет стационарно, при $k < 1$ реакция гаснет, а при $k > 1$ интенсивность реакции нарастает. При $k = 1$ режим реакции называется критическим, при $k > 1$ — надкритическим и при $k < 1$ — подкритическим.

Время жизни τ одного поколения сильно зависит от свойств среды и имеет порядок от 10^{-4} до 10^{-8} с. Из-за малости этого времени для осуществления управляемой цепной реакции надо с большой точностью поддерживать равенство $k = 1$, так как, скажем, при $k = 1,01$ система почти мгновенно взорвется. Посмотрим, какими факторами определяются коэффициенты k_{∞} , k . Нетрудно понять, что таких факторов имеется три для k_{∞} и четыре для k .

Прежде всего, для того чтобы размножение происходило, необходимо, чтобы при реакции деления (n, f) в достаточном количестве выделялись нейтроны. Поэтому первой величиной, определяющей k_{∞} (или k), является среднее число ν нейтронов, выпускаемых в одном акте деления. Число ν зависит от вида горячего и от энергии падающего нейтрона. В табл. 11.1 приведены значения ν основных изотопов ядерной энергетики как для тепловых, так и для быстрых ($E = 1$ МэВ) нейтронов.

Таблица 11.1. Значения ν , η для делящихся изотопов

Ядро		${}_{92}\text{U}^{233}$	${}_{92}\text{U}^{235}$	${}_{94}\text{Pu}^{239}$
Тепловые нейтроны ($E = 0,025$ эВ)	ν	2,52	2,47	2,91
	η	2,28	2,07	2,09
Быстрые нейтроны ($E = 1$ МэВ)	ν	2,7	2,65	3,0
	η	2,45	2,3	2,7

Как мы знаем (гл. IV, § 7, п. 4), при столкновении нейтрона с тяжелым ядром всегда возможен радиационный захват (n, γ). Этот процесс будет конкурировать с делением и тем самым умень-

шать коэффициент размножения. Отсюда вытекает, что второй физической величиной, влияющей на коэффициенты k_{∞} , k , является вероятность деления при захвате нейтрона ядром делящегося изотопа. Эта вероятность для моноэнергетических нейтронов, очевидно, равна

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{ny}}, \quad (11.5)$$

где σ_{nf} , σ_{ny} — соответственно сечения деления и радиационного захвата. Для одновременного учета как числа нейтронов на акт деления, так и вероятности радиационного захвата вводится коэффициент η , равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром. Очевидно, что

$$\eta = \frac{\nu\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{ny}}. \quad (11.6)$$

Величина η , конечно, тоже зависит от вида горючего и от энергии нейтронов. Значения η для важнейших изотопов для тепловых и быстрых нейтронов приведены в той же табл. 11.1. Величина η является важнейшей характеристикой ядер горючего. Цепная реакция может идти только при $\eta > 1$. Качество горючего тем выше, чем больше значение η .

В однородной среде, состоящей только из делящихся изотопов одного вида, коэффициент размножения был бы равен η . Однако в реальных ситуациях, кроме делящихся ядер, всегда присутствуют другие, неделящиеся. Эти посторонние ядра будут захватывать нейтроны и тем самым влиять на коэффициент размножения. Отсюда следует, что третьей величиной, определяющей коэффициенты k_{∞} , k , является вероятность того, что нейтрон не будет захвачен одним из неделящихся ядер. В реальных установках «посторонний» захват идет на неспособных к цепной реакции ядрах урана ${}_{92}\text{U}^{238}$, на ядрах замедлителя (если он есть, см. ниже п. 10), на ядрах различных конструктивных элементов, а также на ядрах продуктов деления и продуктов захвата.

В делящейся среде конечных размеров часть нейтронов будет уходить из активной зоны наружу. Поэтому коэффициент k зависит еще от вероятности P для нейтрона не уйти из активной зоны.

По определению

$$k = k_{\infty}P. \quad (11.7)$$

Величина P зависит от состава активной зоны, ее размеров, формы, а также от того, в какой степени окружающее активную зону вещество отражает (конечно, некогерентно, см. гл. X, § 4, п. 4) нейтроны.

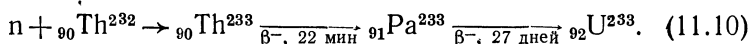
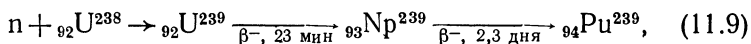
3. С возможностью ухода нейтронов за пределы активной зоны связаны важные понятия критической массы и критических разме-

ров. *Критическим размером* называется размер активной зоны, при котором $k = 1$. *Критической массой* называется масса активной зоны критических размеров. Очевидно, что при массе ниже критической реакция не идет, даже если $k_{\infty} > 1$. Наоборот, заметное превышение критической массы ведет к неуправляемой реакции — взрыву. Согласно (11.7) для критической массы вероятность P принимает значение

$$P_{\text{крит}} = 1/k_{\infty}, \quad (11.8)$$

так что величина критической массы определяется теми же факторами, что и вероятность $P_{\text{крит}}$. Критическая масса может варьироваться в очень широких пределах, даже от, казалось бы, мало-значительных причин. Например, по американским данным для среды из чистого урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ критическая масса равна 47 кг, а для среды из урана с частыми и тонкими полиэтиленовыми прокладками и с отражающей оболочкой из бериллия критическая масса равна всего лишь 242 г. Считается, что эта критическая масса для изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ близка к минимально возможной.

4. Захват нейтронов не участвующими в цепной реакции ядрами снижает интенсивность реакции, но может быть полезным в отношении образования новых ценных изотопов. Так, при поглощении нейтронов неспособными к цепной реакции изотопами урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ и тория ${}_{90}\text{Th}^{232}$ образуются (через два последовательных β -распада) изотопы плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ и урана ${}_{92}\text{U}^{233}$, оба являющиеся ценным ядерным горючим:



Эти две реакции открывают реальную возможность *воспроизводства* ядерного горючего в процессе течения цепной реакции. В идеальном случае, т. е. при отсутствии ненужных потерь нейтронов, на воспроизводство может идти в среднем $\eta - 1$ нейтронов на каждый акт поглощения нейтрона ядром горючего.

5. Качество ядерного горючего определяется его доступностью и коэффициентом η . В природе встречаются только три изотопа, которые могут служить ядерным топливом или сырьем для его получения. Это изотоп тория ${}_{90}\text{Th}^{232}$ и изотопы урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ и ${}_{92}\text{U}^{235}$. Из них первые два цепной реакции не дают, но могут быть переработаны с помощью реакций (11.9), (11.10) в изотопы, на которых реакция идет. Изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$ сам дает цепную реакцию. В земной коре тория в несколько раз больше, чем урана. Природный торий практически состоит только из одного изотопа ${}_{90}\text{Th}^{232}$. Природный уран в основном состоит из изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ и только на 0,7% из изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$.

Естественную смесь изотопов урана можно обогащать изотопом ${}_{92}\text{U}^{235}$. Это обогащение (называемое *разделением изотопов*) является сложным и дорогим процессом из-за того, что химические свойства обоих изотопов почти одинаковы. Приходится пользоваться небольшими различиями в скоростях химических реакций, диффузии и др., возникающими вследствие различия масс изотопов. Цепную реакцию на ${}_{92}\text{U}^{235}$ практически всегда осуществляют в среде с большим содержанием ${}_{92}\text{U}^{238}$. Часто используется естественная смесь изотопов, для которой $\eta = 1,32$ в области тепловых нейтронов, так как ${}_{92}\text{U}^{238}$ также полезен во многих отношениях. Во-первых, этот изотоп согласно (11.9) служит для воспроизводства ядерного горючего. Во-вторых, изотоп ${}_{92}\text{U}^{238}$ делится нейтронами с энергией выше 1 МэВ. Это деление приводит к небольшому дополнительному размножению нейтронов.

Коэффициент η , как видно из табл. 11.1, для всех топлив выше для быстрых нейтронов, чем для тепловых. Для быстрых нейтронов величина η — 1 настолько превышает единицу, что делает реальным *расширенное воспроизводство* ядерного горючего. На тепловых нейтронах расширенное воспроизводство возможно только на ${}_{92}\text{U}^{233}$, так как для ${}_{92}\text{U}^{235}$ и ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ коэффициент воспроизводства на тепловых нейтронах лишь немного превышает единицу. Тем не менее и реакторы на ${}_{92}\text{U}^{235}$ используются для производства плутония. Хотя плутония получается не больше, чем сгорает урана, но плутоний сравнительно просто выделить химически, так что работа реактора как бы заменяет процесс разделения изотопов. Имеется и ряд других изотопов, способных к цепной реакции. К ним относится, например, изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{241}$, у которого $\eta = 2,2$ для тепловых нейтронов. Для всех этих изотопов не существует способов их получения в больших масштабах.

6. Кинетика цепной реакции очень сложна из-за того, что за время жизни одного поколения нейтронов их скорости быстро меняются, а сечения поглощения и деления очень сильно, причем по-разному, зависят от энергии.

Энергетический спектр нейтронов деления для изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$ приведен на рис. 9.7. Такого рода спектры сходны для всех делящихся изотопов: имеется сильный разброс по энергиям, причем основная масса нейтронов имеет энергии в области 1—3 МэВ. Возникшие при делении нейтроны замедляются, диффундируют на некоторое расстояние и поглощаются либо с делением, либо без него. В зависимости от свойств среды нейтроны успевают до поглощения замедлиться до различных энергий. При наличии хорошего замедлителя основная масса нейтронов успевает замедлиться до тепловых энергий порядка 0,025 эВ. В этом случае цепная реакция называется медленной, или, что то же самое, тепловой. При отсутствии специального замедлителя нейтроны успевают замедлиться лишь до энергий 0,1—0,4 МэВ, так как все делящиеся изотопы — тяжелые

и поэтому замедляют плохо (см. гл. X, § 4). Соответствующие цепные реакции называются быстрыми (подчеркнем, что эпитеты «быстрый» и «медленный» характеризуют скорость нейтронов, а не скорость реакции). Цепные реакции, в которых нейтроны замедляются до энергий от десятков до одного кэВ, называются *промежуточными*. Промежуточные реакции пока не приобрели большого практического значения, поскольку для промежуточных нейтронов величина η меньше, чем для быстрых и тепловых. Поэтому мы рассмотрим только тепловые и быстрые реакции.

7. Выпишем уравнение баланса нейтронов для активной среды. Будем считать, что среда содержит топливо (например, ${}_{92}\text{U}^{235}$), сырье для воспроизводства (например, ${}_{92}\text{U}^{238}$) и различные постоянные, т. е. не участвующие в процессе деления материалы (примеси, конструктивные элементы и др.). Уравнение равновесного баланса нейтронов имеет вид

$$\nu_{\tau}f_{\tau} + \nu_{\text{с}}f_{\text{с}} = f_{\tau} + C_{\tau} + f_{\text{с}} + C_{\text{с}} + C_{\text{п}} + l. \quad (11.11)$$

Здесь: ν_{τ} , $\nu_{\text{с}}$ — числа нейтронов на акт деления соответственно топлива и сырья, f_{τ} , $f_{\text{с}}$ — числа делений ядер соответственно топлива и сырья, C_{τ} , $C_{\text{с}}$ — соответствующие числа радиационных захватов нейтронов, $C_{\text{п}}$ — число нейтронов, захваченных посторонними ядрами, и l — число нейтронов, ушедших наружу (утечка). Все величины f_{τ} , $f_{\text{с}}$, C_{τ} , $C_{\text{с}}$, $C_{\text{п}}$ и l относятся к одному и тому же фиксированному промежутку времени. Этот промежуток обычно выбирают так, чтобы

$$f_{\tau} + C_{\tau} = 1, \quad (11.12)$$

т. е. относят величины f_{τ} , ..., l к одному поглощению нейтрона ядром топлива. Все входящие в (11.11) величины считаются усредненными по энергетическому спектру нейтронов.

Каждый радиационный захват нейтрона ядром сырья приводит к образованию ядра топлива, т. е. к акту воспроизводства. Интенсивность этого процесса определяется *коэффициентом воспроизводства* (КВ):

$$\text{КВ} = \frac{C_{\text{с}}}{f_{\tau} + C_{\tau}}. \quad (11.13)$$

Согласно (11.11), (11.12)

$$\text{КВ} = \eta_{\tau} - 1 + f_{\text{с}}(\nu_{\text{с}} - 1) - C_{\text{п}} - l, \quad (11.14)$$

где $\eta_{\tau} = \nu_{\tau} \cdot f_{\tau}$. По определению (11.13) коэффициент воспроизводства равен отношению созданного топлива к затраченному. Поэтому при $\text{КВ} > 1$ воспроизводство является расширенным. Из (11.14) видно, что деление ядер сырья нейтронами с $E > 1$ МэВ способствует увеличению КВ.

8. Сравним цепные реакции деления на тепловых и быстрых нейтронах. У тепловых нейтронов сечения захвата велики и сильно

меняются при переходе от одного ядра к другому. На ядрах некоторых элементов (например, на кадмии) эти сечения в сотни и более раз превосходят сечения на ${}_{92}\text{U}^{235}$. Поэтому к активной зоне установок на тепловых нейтронах предъявляются требования высокой чистоты по отношению к некоторым примесям. Для быстрых нейтронов все сечения захвата малы и не так уж сильно отличаются друг от друга, так что проблемы высокой чистоты материалов не возникает.

· Другим преимуществом быстрых реакций является более высокий коэффициент воспроизводства.

Важное отличительное свойство тепловых реакций состоит в том, что в их активной зоне топливо значительно сильнее разбавлено, т. е. на одно ядро топлива приходится значительно больше не участвующих в делении ядер, чем в быстрой реакции. Например, в тепловой реакции на естественном уране на ядро топлива ${}_{92}\text{U}^{235}$ приходится 140 ядер сырья ${}_{92}\text{U}^{238}$, а в быстрой реакции на ядро ${}_{92}\text{U}^{235}$ может приходиться не более пяти-шести ядер ${}_{92}\text{U}^{238}$. Разбавленность топлива в тепловой реакции приводит к тому, что одна и та же энергия в тепловой реакции выделяется в значительно большем объеме вещества, чем в быстрой. Тем самым из активной зоны тепловой реакции легче отводить тепло, что позволяет осуществлять эту реакцию с большей интенсивностью, чем быструю.

Время жизни одного поколения нейтронов для быстрой реакции на несколько порядков меньше, чем для тепловой. Поэтому скорость протекания быстрой реакции может заметно измениться через очень короткое время после измерения физических условий в активной зоне. При нормальной работе реактора этот эффект несуществен, поскольку в этом случае режим работы определяется, как мы увидим в п. 13, временами жизни запаздывающих, а не мгновенных нейтронов.

9. На практике крайне важен вопрос об осуществимости цепной реакции на естественной смеси изотопов урана, в которой на одно ядро ${}_{92}\text{U}^{235}$ приходится 140 ядер ${}_{92}\text{U}^{238}$. Покажем, что на естественной смеси медленная реакция возможна, а быстрая — нет. Для рассмотрения цепной реакции на естественной смеси удобно ввести новую величину — среднее сечение $\bar{\sigma}$ поглощения нейтрона, относенное к одному ядру изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$. По определению

$$\bar{\sigma} = \sigma_{\text{нi}}^{235} + \sigma_{\text{н}\gamma}^{235} + 140\sigma_{\text{н}\gamma}^{238}, \quad (11.15)$$

где верхний индекс указывает массовое число соответствующего изотопа урана. Вероятность того, что нейтрон, поглотившись в естественной смеси, вызовет деление, равна

$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{нi}}^{235}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_{\text{нi}}^{235}}{\sigma_{\text{нi}}^{235} + \sigma_{\text{н}\gamma}^{235} + 140\sigma_{\text{н}\gamma}^{238}}.$$

Умножив эту вероятность на число ν нейтронов, вылетающих в среднем при делении одного ядра, мы получим по аналогии с (11.6) коэффициент $\eta^{\text{ест}}$ для естественной смеси:

$$\eta^{\text{ест}} = \frac{\nu \sigma_{\text{ni}}^{235}}{\sigma_{\text{ni}}^{235} + \sigma_{\text{пг}}^{235} + 140 \sigma_{\text{пг}}^{238}} \quad (11.16)$$

Для тепловых нейтронов $\nu = 2,47$, $\sigma_{\text{пг}}^{235} = 580$ барн, $\sigma_{\text{пг}}^{238} = 112$ барн, $\sigma_{\text{пг}}^{235} = 2,8$ барн (обратите внимание на малость последнего сечения). Подставив эти цифры в (11.16), мы получим, что для медленных нейтронов в естественной смеси

$$\eta^{\text{ест}} = 1,32 > 1 \text{ (медл.)} \quad (11.17)$$

Это означает, что 100 тепловых нейтронов, поглотившись в естественной смеси, создадут 132 новых нейтрона. Отсюда прямо следует, что цепная реакция на медленных нейтронах в принципе возможна на естественном уране. В принципе, потому что для реального осуществления цепной реакции надо уметь замедлять нейтроны с малыми потерями.

Для быстрых нейтронов $\nu = 2,65$, $\sigma_{\text{пг}}^{235} \approx 2$ барн, $\sigma_{\text{пг}}^{235} \approx \sigma_{\text{пг}}^{238} \approx 0,1$ барн. Отсюда следует, что

$$\eta_{\text{быстр}}^{235} \approx 0,3 \text{ (быстр.)} \quad (11.18)$$

Мы поставили у коэффициента $\eta_{\text{быстр}}$ в (11.18) верхний индекс для того, чтобы подчеркнуть, что мы учли только деление на изотопе ${}_{92}\text{U}^{235}$. Но надо еще учесть, что быстрые нейтроны с энергиями больше 1 МэВ могут с заметной относительной интенсивностью делить и ядра изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$, которого в естественной смеси очень много. Для деления на ${}_{92}\text{U}^{238}$ коэффициент ν равен примерно 2,5. В спектре деления примерно 60% нейтронов имеют энергии выше эффективного порога 1,4 МэВ деления на ${}_{92}\text{U}^{238}$. Но из этих 60% только один нейтрон из 5 успеваает произвести деление, не замедлившись до энергии ниже пороговой за счет упругого и особенно неупругого рассеяния. Отсюда для коэффициента $\eta_{\text{быстр}}^{238}$ получается оценка

$$\eta^{238} = \nu^{238} \cdot 0,6 \cdot 1/5 = 0,3 \text{ (быстр.)} \quad (11.19)$$

Полный коэффициент $\eta^{\text{ест}}$ для быстрой реакции равен сумме:

$$\eta^{\text{ест}} = \eta^{235} + \eta^{238} = 0,6 < 1 \text{ (быстр.)} \quad (11.20)$$

Таким образом, на быстрых нейтронах цепная реакция в естественной смеси идти не может. Экспериментально установлено, что для чистого металлического урана коэффициент размножения достигает значения единицы при обогащении 5,56%. Практически оказывается, что реакцию на быстрых нейтронах можно поддерживать лишь в обогащенной смеси, содержащей не меньше 15% изотопа ${}_{92}\text{U}^{235}$.

В заключение этого пункта обратим внимание на то, что коэффициент η^{238} (см. (11.19)) меньше единицы всего лишь в три раза. Это дает основание предполагать, что цепная реакция возможна и на изотопах, не делящихся медленными нейтронами, но имеющих низкий эффективный порог деления. Таким изотопом может оказаться ядро плутония ${}_{94}\text{Pu}^{240}$, для которого эффективный порог деления равен приблизительно 400 кэВ.

10. Для осуществления цепной реакции на медленных нейтронах в активную зону вводят специальные вещества — замедлители, которые превращают нейтроны деления в тепловые. На практике цепная реакция на медленных нейтронах осуществляется на естественном или слегка обогащенном изотопом ${}_{92}\text{U}^{235}$ уране. Присутствие большого количества изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ в активной зоне усложняет процесс замедления и делает необходимым предъявление высоких требований к качеству замедлителя. Жизнь одного поколения нейтронов в активной зоне с замедлителем приблизительно можно разбить на две стадии: замедление до тепловых энергий и диффузия с тепловыми скоростями до поглощения. Для того чтобы основная масса нейтронов успела замедлиться без поглощения, необходимо выполнение условия

$$\frac{\sigma_{\text{упр}}}{\sigma_{\text{захв}}} \gg n, \quad (11.21)$$

где $\sigma_{\text{упр}}$, $\sigma_{\text{захв}}$ — усредненные по энергиям сечения соответственно упругого рассеяния и захвата, а n — число столкновений нейтрона с ядрами замедлителя, необходимое для достижения тепловой энергии. Как мы знаем из гл. X, § 4, число n быстро растет с ростом массового числа замедлителя. Для урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ число n имеет порядок нескольких тысяч. А отношение $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{захв}}$ для этого изотопа даже в сравнительно благоприятной области энергий быстрых нейтронов не превышает 50. Особенно же «опасна» в отношении захвата нейтронов так называемая резонансная область от 1 кэВ до 1 эВ. В этой области полное сечение взаимодействия нейтрона с ядрами ${}_{92}\text{U}^{238}$ имеет большое число интенсивных резонансов (рис. 11.1). Из гл. IV, § 7 мы знаем, что при низких энергиях радиационные ширины превышают нейтронные. Поэтому в области резонансов отношение $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{захв}}$ становится даже меньше единицы. Это означает, что при попадании в область одного из резонансов нейтрон поглощается практически со стопроцентной вероятностью.

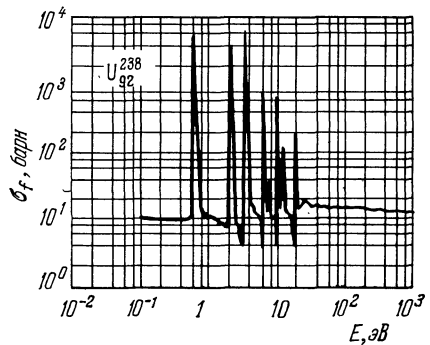


Рис. 11.1. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ в резонансной области энергий.

А так как замедление на таком тяжелом ядре, как уран, идет «мелкими шагами», то при прохождении через резонансную область замедляющийся нейтрон обязательно «наткнется» на один из резонансов и поглотится. Отсюда следует, что на естественном уране без посторонних примесей цепную реакцию осуществить нельзя: на быстрых нейтронах реакция не идет из-за малости коэффициента η , а медленные нейтроны не могут образоваться. Для того чтобы избежать резонансного захвата нейтрона, надо использовать для замедления очень легкие ядра, на которых замедление идет «крупными шагами», что резко увеличивает вероятность благополучного «проскакивания» нейтрона через резонансную область энергий. Как мы знаем из гл. X, § 4, наилучшими элементами-замедлителями являются водород, дейтерий, бериллий, углерод. Поэтому используемые на практике замедлители в основном сводятся к тяжелой воде, бериллию, окиси бериллия, графиту, а также обычной воде, которая замедляет нейтроны не хуже тяжелой воды, но поглощает их в гораздо большем количестве. Замедлитель должен быть хорошо очищен. Заметим, что для осуществления медленной реакции замедлителя должно быть в десятки, а то и в сотни раз больше, чем урана, чтобы предотвратить резонансные столкновения нейтронов с ядрами ${}_{92}\text{U}^{238}$.

Замедляющие свойства активной среды приближенно могут быть описаны тремя величинами: вероятностью нейтрону избежать погло-

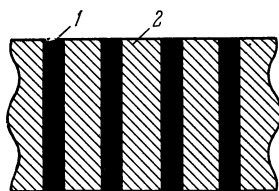


Рис. 11.2 Схема расположения ядерного горючего и замедлителя в активной зоне гетерогенной системы.

1 — блоки ядерного горючего, 2 — замедлитель.

щения замедлителем во время замедления, вероятностью p избежать резонансного захвата ядрами ${}_{92}\text{U}^{238}$ и вероятностью f тепловому нейтрону поглотиться ядром горючего, а не замедлителя. Величина f называется обычно *коэффициентом теплового использования*. Точный расчет этих величин сложен. Обычно для их вычисления пользуются приближенными полуэмпирическими формулами.

11. Только что введенные величины p и f зависят не только от относительного количества замедлителя, но и от геометрии его размещения в активной зоне. Активная зона, состоящая из однородной смеси урана и замедлителя, называется *гомогенной*, а система их чередующихся блоков урана и замедлителя называется *гетерогенной* (рис. 11.2). Качественно гетерогенная система отличается тем, что в ней образовавшийся в уране быстрый нейтрон успевает уйти в замедлитель, не достигнув резонансных энергий. Дальнейшее замедление идет уже в чистом замедлителе. Это, конечно, повышает вероятность p избежать резонансного захвата, так что

$$p_{\text{Гет}} > p_{\text{Гом}}$$

С другой стороны, наоборот, став тепловым в замедлителе, нейтрон должен для участия в цепной реакции продиффундировать, не поглотившись в чистом замедлителе, до его границы. Поэтому коэффициент теплового использования f в гетерогенной среде ниже, чем в гомогенной:

$$f_{\text{гет}} < f_{\text{гом}}$$

Размеры блоков замедлителя и урана ограничены сверху тем, что расстояние от любой точки блока до его границы в уране должно быть меньше длины замедления $\sqrt{\tau}$, а в замедлителе — меньше длины диффузии L (см. гл. X, § 4). Реально оказывается, что при оптимальном подборе блоков в гетерогенной среде реакцию осуществлять легче, чем в гомогенной, так как выигрыш за счет увеличения p с избытком компенсирует проигрыш за счет уменьшения f . Так, на естественной смеси изотопов урана гомогенную цепную реакцию можно осуществить только с самым высококачественным замедлителем — тяжелой водой. Но гетерогенная реакция на естественной смеси возможна и при использовании менее качественного замедлителя — графита. Этот факт сыграл решающую роль в возникновении ядерной энергетики, так как впервые управляемая реакция деления была осуществлена именно в уран-графитовой гетерогенной системе (Э. Ферми с сотр., 1942; И. В. Курчатов с сотр., 1946).

12. Для оценки коэффициента размножения k_{∞} теплового реактора используется приближенная формула четырех сомножителей

$$k_{\infty} = \eta p f \epsilon. \quad (11.22)$$

Первые три сомножителя мы уже рассматривали в пп. 2—10. Величина ϵ называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах. Этот коэффициент вводится для того, чтобы учесть, что часть быстрых нейтронов может произвести деление, не успев замедлиться. По своему смыслу коэффициент ϵ всегда превышает единицу. Но это превышение обычно невелико. Типичным для тепловых реакций является значение $\epsilon = 1,03$. Для быстрых реакций формула четырех сомножителей неприменима, так как каждый коэффициент зависит от энергии и разброс по энергиям при быстрых реакциях очень велик.

Поскольку величина η определяется видом топлива, а величина ϵ для медленных реакций почти не отличается от единицы, то качество конкретной активной среды определяется произведением pf . Так, преимущество гетерогенной среды перед гомогенной количественно проявляется в том, что, например, в системе, в которой на одно ядро естественного урана приходится 215 ядер графита, произведение pf равно 0,823 для гетерогенной среды и 0,595 для гомогенной. А так как для естественной смеси $\eta = 1,34$, то мы и получим, что для гетерогенной среды $k_{\infty} > 1$, а для гомогенной $k_{\infty} < 1$.

13. Для практического осуществления стационарно текущей цепной реакции надо уметь этой реакцией управлять. Как мы сейчас увидим, это управление существенно упрощается благодаря вылету запаздывающих нейтронов при делении. Мы знаем из гл. X, § 3, что подавляющее большинство нейтронов вылетает из ядра практически мгновенно (т. е. за время, на много порядков меньшее времени жизни поколения нейтронов в активной зоне), но несколько десятых процента нейтронов являются запаздывающими и вылетают из ядер-осколков через довольно большой промежуток времени — от долей секунды до нескольких и даже десятков секунд. Качественно влияние запаздывающих нейтронов можно пояснить так. Пусть коэффициент размножения мгновенно возрос от подкритического значения до такого надкритического, что $K < 1$ при отсутствии запаздывающих нейтронов. Тогда, очевидно, цепная реакция начнется не сразу, а лишь после вылета запаздывающих нейтронов. Тем самым процесс течения реакции будет регулируемым, если время срабатывания регулирующих устройств будет меньше сравнительно большого времени задержки запаздывающих нейтронов, а не очень малого времени развития цепной реакции.

Для получения количественной картины рассмотрим сначала развитие во времени цепной реакции без запаздывающих нейтронов. Пусть в системе с коэффициентом размножения k среднее время жизни одного поколения равно T . Тогда за единицу времени число нейтронов N изменится в $\frac{k-1}{T}$ раз, т. е.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k-1}{T} N, \quad (11.23)$$

откуда

$$N = N_0 e^{t/\tau_0},$$

где N_0 — начальное число нейтронов и

$$\tau_0 = \frac{T}{k-1}.$$

Величина T лежит в пределах 10^{-4} — 10^{-5} с для медленных реакций и 10^{-7} — 10^{-8} с для быстрых. Отсюда видно, что даже в самом благоприятном для управления случае $T = 10^{-4}$ с количество нейтронов возрастет в сто раз при $k-1 = 10^{-4}$ за 4,6 с, а при $k-1 = 10^{-3}$ за 0,46 с. Но увеличение интенсивности реакции в 100 раз ведет к перегреву установки и выходу ее из строя. Для быстрых реакций перегрев развивается значительно быстрее и поэтому еще более опасен.

Посмотрим теперь, что дает учет запаздывающих нейтронов. Для простоты будем считать, что среднее время жизни T_s нейтронно-активного осколка по отношению к вылету запаздывающего ней-

трона одинаково для всех осколков. Полный коэффициент размножения k можно представить в виде суммы

$$k = k_{\text{мгн}} + k_3 \quad (11.24)$$

коэффициентов размножения соответственно на мгновенных и запаздывающих нейтронах. Если доля запаздывающих нейтронов равна β , то

$$k_{\text{мгн}} = (1 - \beta)k, \quad k_3 = \beta k. \quad (11.25)$$

Уравнение (11.23) теперь заменится системой

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_{\text{мгн}} - 1}{T} N + \frac{C}{T_3}, \quad \frac{dC}{dt} = \frac{k_3}{T} N - \frac{C}{T_3}, \quad (11.26)$$

где через C обозначено число осколков, способных к испусканию запаздывающих нейтронов. Первое из уравнений (11.26) отражает тот факт, что число нейтронов изменяется за счет испускания мгновенных нейтронов ($k_{\text{мгн}}$ мгновенных нейтронов на один поглощенный) и за счет распада нейтронно-активных осколков. Смысл второго уравнения состоит в том, что изменение числа нейтронно-активных ядер обусловлено рождением в среднем k_3 ядер при захвате одного нейтрона и распадом этих ядер.

Исследование системы (11.26) начнем с критического режима, в котором по определению $k = 1$, т. е. $k_{\text{мгн}} = 1 - \beta$, $k_3 = \beta$. В этом случае система имеет стационарное решение $dN/dt = dC/dt = 0$, для которого

$$C_{\text{кр}} = N_{\text{кр}} \frac{T_3 \beta}{T}. \quad (11.27)$$

Доля запаздывающих нейтронов в ядерных горючих колеблется от 0,2 до 0,7%. Среднее время жизни запаздывающих нейтронов можно принять за 10 с (на самом деле имеется несколько разных нейтронно-активных осколков с временами жизни от долей секунды до минуты; это усложнение делает расчет более громоздким, но не меняет качественных выводов). Отсюда следует, что во всех реальных случаях

$$T_3 \beta \gg T,$$

так что

$$C_{\text{кр}} \gg N_{\text{кр}}. \quad (11.28)$$

Этот результат может показаться парадоксальным: в активной зоне при протекании стационарной цепной реакции нейтронноактивных ядер как минимум на два порядка больше, чем нейтронов. Но этот вывод становится понятным из одного лишь неравенства (11.28), согласно которому нейтронно-активные ядра рождаются в сотни раз реже, чем нейтроны, но зато живут в десятки тысяч, а то и в сотни миллионов раз дольше. Уже отсюда видно, что роль запазды-

вающих нейтронов в кинетике цепной реакции не может быть незначительной.

Рассмотрим теперь режим, отличный от критического. В этом случае решение можно искать в виде

$$N = N_0 e^{t/\tau}, \quad C = C_0 e^{t/\tau}. \quad (11.29)$$

При подстановке этих выражений в систему (11.26) для τ получается квадратное уравнение, решение которого имеет вид

$$\tau = \frac{T - T_3(k - k\beta - 1) \pm \sqrt{\{T - T_3(k - k\beta^{-1})\}^2 + 4TT_3(k - 1)}}{2(k - 1)}. \quad (11.30)$$

В подкритическом режиме ($k < 1$) оба корня отрицательны, что соответствует отрицательным показателям экспонент в (11.29), т. е. гашению реакции. В надкритическом режиме ($k > 1$) один из корней (11.30) положителен и обеспечивает нарастание реакции. При $k - 1 \ll 1$ с учетом (11.28) этот положительный корень с хорошей точностью равен

$$\tau = \frac{T_3\beta}{k - 1} = \tau_0 \frac{T_3\beta}{T}. \quad (11.31)$$

Из (11.31) видно, что при небольшой степени надкритичности скорость нарастания интенсивности цепной реакции вообще не зависит от времени жизни одного поколения нейтронов и определяется только запаздывающими нейтронами. Поскольку величина $T_3\beta$ имеет порядок $5 \cdot 10^{-2}$ с, то ясно, что наличие запаздывающих нейтронов по крайней мере на два порядка снижает скорость нарастания интенсивности. Например, при $k - 1 = 10^{-3}$ за 0,5 с число нейтронов увеличится уже не в сто раз (см. выше), а лишь на 10%.

Таким образом, наличие запаздывающих нейтронов решающим образом упрощает проблему регулирования скорости протекания цепной реакции, причем не только на медленных, но и на быстрых нейтронах.

§ 3. Ядерные реакторы

1. *Реактором называется устройство, в котором поддерживается управляемая цепная реакция деления.* В соответствии с типом цепной реакции различают реакторы на медленных, промежуточных и быстрых нейтронах.

Составными частями любого реактора являются: а) активная зона, обычно окруженная отражателем (см. гл. X, § 4, п. 4); б) теплоноситель; в) система регулирования; г) радиационная защита; д) другие конструктивные элементы; е) пульт дистанционного управления.

При работе реактора происходят следующие процессы: а) выделение тепла за счет экзотермичности реакции деления; б) выгорание

и воспроизводство горючего; в) отравление активной зоны осколками деления, которые сильно радиоактивны и могут интенсивно поглощать нейтроны; г) отравление защиты и конструктивных материалов нейтронами, что ведет как к вторичной радиоактивности, так и к изменению физико-химических свойств.

Основной характеристикой реактора является его *мощность* — количество тепловой энергии, выделяющейся в единицу времени. Мощность реактора измеряется в мегаваттах (10^6 Вт). Мощность в 1 МВт соответствует цепной реакции, в которой происходит $3 \cdot 10^{16}$ актов деления в секунду.

Имеется большое количество разных видов реакторов. Одна из типичных схем теплового реактора изображена на рис. 11.3.

2. Главной частью реактора является активная зона, в которой протекает реакция и тем самым выделяется энергия. В тепловых реакторах и в реакторах на промежуточных нейтронах активная зона состоит из горючего, как правило, смешанного с неделящимся изотопом (обычно ${}_{92}\text{U}^{238}$), и из замедлителя. В активной зоне реакторов на быстрых нейтронах замедлителя нет.

Объем активной зоны варьируется от десятых долей литра в некоторых реакторах на быстрых нейтронах до десятков кубометров в больших тепловых реакторах.

Для уменьшения утечки нейтронов активной зоне придают сферическую или близкую к сферической форму (например, цилиндр с высотой, примерно равной диаметру, или куб).

В зависимости от относительного расположения горючего и замедлителя различают гомогенные и гетерогенные реакторы. Примером гомогенной активной зоны может служить раствор уранилсульфатной соли U_2SO_4 в обычной или тяжелой воде. Более распространены гетерогенные реакторы. В гетерогенных реакторах активная зона состоит из замедлителя, в который помещаются кассеты, содержащие горючее. Поскольку энергия выделяется именно в этих кассетах, их называют *тепловыделяющими элементами* или сокращенно *твэлами*. Расстояния между твэлами не должны превышать сумму длин замедления и диффузии (см. гл. X, § 4).

Активная зона с отражателем часто заключается в стальной кожух.

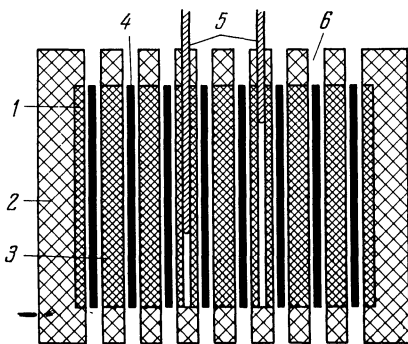


Рис. 11.3. Схема гетерогенного теплового реактора.

1 — активная зона, 2 — отражатель, 3 — замедлитель, 4 — тепловыделяющие элементы, 5 — стержни регулирования и аварийной защиты, 6 — канал для протока теплоносителя.

Активную зону в реакторах на тепловых нейтронах окружают хорошим отражателем. В реакторах на быстрых нейтронах в отражатель часто вводят большие количества не делящихся тепловыми нейтронами, но способных к воспроизводству изотопов ${}_{92}\text{U}^{238}$ или ${}_{90}\text{Th}^{232}$. Наличие этих тяжелых ядер резко уменьшает альбедо отражателя, но зато позволяет повысить воспроизводство горючего. Такой отражатель называют зоной воспроизводства.

Приведем для примера данные об активной зоне реактора первой в мире атомной электростанции (АЭС) в Обнинске (1954). Большой вклад в создание первой АЭС внесли Д. И. Блохинцев, Н. А. Доллежал, А. К. Красин, В. А. Малых. Активная зона имеет форму цилиндра с размерами $1,5 \times 1,7$ м. В графитовый замедлитель введены 128 твэлов, содержащих около 550 кг обогащенного до 5% урана. Электрическая мощность реактора составляет 5 МВт.

3. Отвод тепла реакции из активной зоны осуществляется *теплоносителем*. В энергетических реакторах теплоноситель должен не только достаточно интенсивно отводить тепловую энергию из активной зоны, но и с минимальными потерями передавать ее в установку, вырабатывающую электроэнергию.

К теплоносителю предъявляются требования: большой теплоемкости, слабого поглощения нейтронов, слабой химической активности. Не существует веществ, вполне удовлетворяющих всем этим требованиям. При не чрезмерно больших потоках тепла в реакторах на тепловых нейтронах в качестве теплоносителя стараются использовать вещества, удобные в обращении: воду, водяной пар, воздух, азот, углекислый газ и т. д.

Вода обладает хорошей конвекционной теплопроводностью и слабо поглощает нейтроны. В мощных реакторах, имеющих температуру активной зоны около 300°C , использование воды затрудняется ее закипанием. Чтобы избежать кипения, приходится сильно повышать давление в системе теплоотвода. А это требует использования больших количеств нержавеющей стали, которая сильно поглощает нейтроны. Кроме того, при высоких температурах вода становится химически активной. Интересной разновидностью водяного теплоносителя является система с кипящей водой, не требующая больших давлений. При этом получающийся пар можно направлять прямо в энергетическую турбину, что в перспективе дает возможность получать высокий к. п. д. в соответствующих энергетических установках. Недостатком реактора на кипящей воде является довольно сильная зависимость коэффициента размножения k от давления пара в активной зоне, что может привести к опасной неустойчивости реактора.

Основным недостатком газовых теплоносителей является необходимость прокачки газа с большой скоростью и под высоким давлением, так как иначе теплоотвод будет слишком слабым. Поэтому

газовый отвод тепла используется только в реакторах с относительно низким удельным энерговыделением.

Особенно сложна проблема теплоотвода в реакторах на быстрых нейтронах, где энерговыделение громадно (около 0,5 кВт на см³), а к теплоносителю предъявляется дополнительное требование возможно меньшего замедления нейтронов. Поэтому в реакторах на быстрых нейтронах, как правило, используют наилучший по теплоотдающим свойствам материал — жидкий натрий, несмотря на то, что он обладает целым рядом очень «неприятных» свойств: исключительно высокой химической активностью по отношению к воде, вторичной активностью под действием нейтронов.

4. Управление протеканием цепной реакции осуществляется обычно регулирующими стержнями из материалов, сильно поглощающих нейтроны. Эти стержни можно полностью или частично вводить в активную зону, параметры которой рассчитаны так, чтобы при полностью вставленных стержнях реакция заведомо не шла. При постепенном вынимании стержня коэффициент размножения k в активной зоне растет и при некотором положении стержней доходит до единицы. В этот момент реактор начинает работать. В процессе работы коэффициент k изменяется в основном в сторону уменьшения за счет загрязнения активной зоны осколками деления. Эти изменения коэффициента размножения компенсируются выдвиганием и, если надо, вдвиганием стержней. На случай внезапного увеличения интенсивности реакции в реакторе имеются дополнительные аварийные стержни, введение которых в активную зону немедленно прекращает реакцию.

Регулирующие стержни делаются из кадмия, карбида бора и др. Поглощение нейтронов происходит в основном на изотопах кадмия ${}_{48}\text{Cd}^{113}$ и бора ${}_{5}\text{B}^{10}$, сечения поглощения на которых равны соответственно $2 \cdot 10^4$ и $4 \cdot 10^3$ барн для тепловых нейтронов.

Быстрые нейтроны сравнительно слабо поглощаются в стержнях. Поэтому для регулирования быстрых реакторов малых размеров используют удаление отражателя от активной зоны и приближение к ней.

5. Из активной зоны реактора выходит мощный поток нейтронов, примерно в 10^{11} раз превышающий излучение, предельно допустимое санитарными нормами. Кроме того, в результате β -распада образуется поток γ -излучения примерно такой же мощности. Защита должна в достаточной степени ослаблять оба потока. Как мы знаем из гл. VIII, § 4, наилучшей защитой от γ -излучения являются материалы с большим атомным номером Z . Для защиты от нейтронов наряду с хорошими поглотителями необходимы материалы, эффективно замедляющие нейтроны, потому что проникающая способность особенно велика у быстрых нейтронов. В качестве замедлителей в защите используются легкие элементы и элементы, на которых идет интенсивное неупругое рассеяние нейтронов (железо, свинец и др.):

При расчете защиты реактора необходимо учитывать, что при радиационном захвате (n , γ) на ядрах защиты могут вылетать довольно жесткие γ -кванты. Хорошей и дешевой защитой как от самих нейтронов, так и от вторичных γ -квантов является бетон с железным наполнителем.

6. К конструкционным материалам в реакторах предъявляется дополнительное требование радиационной стойкости, т. е. длительного сохранения физических и химических свойств в условиях интенсивнейшего нейтронного облучения. Особенно опасны коррозия и падение механической прочности. Так, коррозия оболочек твэлов и теплоносителей может привести к нарушению герметичности и тем самым к радиоактивному заражению теплоносителя, а иногда и к аварии. Для изготовления конструктивных элементов применяются алюминий, его сплавы с магнием или бериллием, цирконий, керамические материалы, нержавеющая сталь, графит, покрытия из ниобия, молибдена, никеля и некоторые другие материалы.

7. Состояние работающего реактора характеризуется коэффициентом размножения k в активной зоне. Вместо k для описания поведения реактора часто используется другая величина — *реактивность* ρ :

$$\rho = \frac{k-1}{k}. \quad (11.32)$$

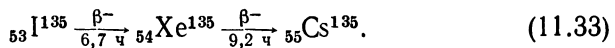
Очевидно, что при $\rho < 0$ реакция гаснет, при $\rho = 0$ идет стационарный процесс, а при $\rho > 0$ интенсивность реакции нарастает. При стационарной работе реактора реактивность постепенно падает за счет отравления активной зоны осколками деления. Из этих осколков особенно вредны сильно поглощающие нейтроны изотопы ксенона ${}_{54}\text{Xe}^{135}$ и самария ${}_{62}\text{Sm}^{149}$. Например, для ${}_{54}\text{Xe}^{135}$ сечение поглощения тепловых нейтронов равно $3 \cdot 10^6$ барн. Поэтому для обеспечения длительной непрерывной работы реактора без смены горючего необходимо, чтобы он имел начальный запас реактивности. Запасом реактивности называется реактивность (конечно, расчетная) реактора при полностью выведенных регулирующих стержнях. Начальный запас реактивности компенсируется вставленными стержнями, которые по мере «отравления» активной зоны осколками постепенно выводятся из активной зоны. Для ориентировки укажем, что в реакторе первой АЭС запас реактивности составлял 0,13, что соответствует значению $k = 1,15$.

Для нормальной работы реактора значение реактивности в нем необходимо поддерживать с точностью от 10^{-5} до 10^{-7} в зависимости от типа реактора. Следует учитывать, что реактивность зависит от мощности, т. е. от интенсивности протекания цепной реакции. Эта зависимость носит характер обратной связи, так как изменение интенсивности само зависит от реактивности. Эта обратная связь

определяется многими причинами и может быть как отрицательной, так и положительной. Для эксплуатации реактора удобна отрицательная обратная связь, при которой случайно возникшее возрастание мощности реактора уменьшает реактивность, что способствует возвращению мощности к исходному уровню. Имеются, однако, и реакторы с положительной обратной связью, в которых случайно возникшее увеличение мощности стремится само себя усилить. Таков, например, уже упоминавшийся нами реактор первой АЭС. При положительной обратной связи приходится непрерывно следить не только за первой, но и за второй производной мощности по времени.

В реакторах с высоким значением потока тепловых нейтронов (свыше 10^{13} на см^2 в секунду) реактивность заметно спадает после остановки реактора и восстанавливается лишь через несколько десятков часов. На рис. 11.4 приведена зависимость реактивности от времени после остановки реактора для нескольких значений потока тепловых нейтронов. Это явление называется «иодной ямой».

Механизм иодной ямы таков. При делении ${}_{92}\text{U}^{235}$ или ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ медленными нейтронами с вероятностью 6% получается осколок ${}_{52}\text{Te}^{135}$ (теллур), который через 0,5 мин путем β -распада превращается в изотоп иода ${}_{53}\text{I}^{135}$. Этот изотоп тоже β -активен, но период его полураспада уже равен 6,7 ч. Продуктом распада ${}_{53}\text{I}^{135}$ является изотоп ксенона ${}_{54}\text{Xe}^{135}$, уже упоминавшийся в начале этого пункта как сильнейший поглотитель тепловых нейтронов. Изотоп ${}_{54}\text{Xe}^{135}$ в свою очередь претерпевает β -распад с периодом 9,2 ч и превращается в практически стабильный изотоп цезия ${}_{55}\text{Cs}^{135}$. Период полураспада изотопа ${}_{55}\text{Cs}^{135}$ равен двум миллионам лет (продукт — стабильный изотоп бария ${}_{56}\text{Ba}^{135}$). Из всей этой цепи распадов нам важен лишь отрезок



В работающем с постоянной мощностью реакторе устанавливается определенная равновесная концентрация ядер ${}_{54}\text{Xe}^{135}$. При больших потоках тепловых нейтронов эта равновесная концентрация мала из-за убыли ${}_{54}\text{Xe}^{135}$ в результате поглощения нейтронов. Интенсивность поглощения пропорциональна потоку нейтронов.

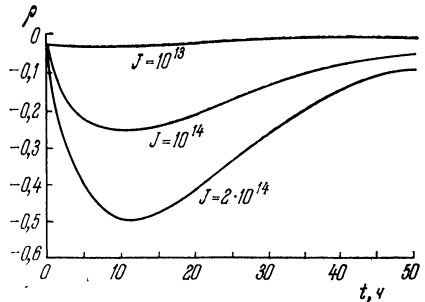


Рис. 11.4. Зависимость реактивности реактора от времени для различных потоков J нейтронов.

Отсчет времени начинается с момента выключения реактора.

При остановке реактора поглощение прекращается, а накопившийся в реакторе изотоп ${}_{53}^{135}\text{I}$ продолжает распадаться. В результате количество ${}_{54}^{135}\text{Xe}$ начинает расти в соответствии с формулой (6.24) до тех пор, пока не распадается заметная доля иода. Это приводит к временному снижению реактивности реактора. При ограниченном запасе реактивности из-за иодной ямы реактор не удастся запустить вскоре после остановки. Например, при запасе реактивности 0,1 и потоке медленных нейтронов 10^{14} частиц в секунду на см^2 через полчаса после остановки реактор нельзя запустить в течение полутора суток.

8. По своему назначению реакторы можно разделить на энергетические, экспериментальные, исследовательские, а также производящие новые делящиеся элементы и радиоактивные изотопы. Каждый конкретный реактор характеризуется: а) типом горючего; б) замедлителем; в) структурой активной зоны (гомо- или гетерогенный); г) теплоносителем; д) назначением, е) типом режима (непрерывный или импульсный); ж) конструктивными особенностями. Поэтому в настоящее время существует большое число различных видов реакторов. В этом пункте мы, не претендуя на полноту, опишем несколько как наиболее распространенных, так и оригинальных разновидностей реакторов.

Основными типами энергетических реакторов являются водяные, газо-графитовые, а также водо-графитовые (первое — теплоноситель, второе — замедлитель). Реактор первой АЭС в Обнинске — водо-графитовый. Два такого же типа реактора мощностью по 1000 МВт установлены на Ленинградской АЭС.

Три водо-водяных реактора мощностью по 90 МВт (здесь и дальше для энергетических реакторов приводится мощность вырабатываемой электроэнергии) установлены на ледоколе «Ленин». Реакторы этого типа (мощностью 210, 365, 440, 440 МВт) установлены на Ново-Воронежской АЭС. Водо-водяные реакторы положены в основу ядерной энергетики США, где построено более сотни таких АЭС. Имеются оценки, показывающие, что стоимость электроэнергии на водо-водяных АЭС может быть сделана не более высокой, чем на обычных тепловых электростанциях. В Англии в основу ядерной энергетики положены газо-графитовые реакторы. Там уже действуют десятки таких АЭС.

Для исследования эффективности и экономичности реакторов разных типов строятся небольшие экспериментальные энергетические установки, обычно небольшой мощности, от нескольких до 20—30 МВт. В частности, имеются попытки использования для замедления таких дорогих, но слабо поглощающих нейтроны материалов, как тяжелая вода и даже гелий, который вообще не поглощает нейтроны.

Исследовательские реакторы используются главным образом для исследования взаимодействий нейтронов с ядрами и действия

нейтронного облучения на различные физические и химические свойства кристаллов и органических соединений. Поэтому важной характеристикой таких реакторов является поток нейтронов, имеющий обычно порядок 10^{12} — 10^{14} нейтрон/(см²·с). Как правило, в оболочке активной зоны исследовательского реактора имеется несколько отверстий для вывода нейтронных пучков наружу. Примером типичного мощного исследовательского реактора является советский реактор ВВР-М, имеющий мощность 10 МВт и дающий поток нейтронов $3 \cdot 10^{14}$ частиц/(см²·с). Для исследования взаимодействий промежуточных нейтронов с веществом в нашей стране построен исследовательский водо-водяной реактор на промежуточных нейтронах СМ-2, который при не очень большой мощности дает очень интенсивный ($5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/(см²·с)) поток нейтронов. Такой высокий поток нейтронов удалось получить благодаря специальной геометрии: активная зона реактора очень мала (30 л), а в середине ее имеется полость, заполненная водой и являющаяся как бы ловушкой нейтронов. В этой полости и получается столь высокий поток нейтронов.

Значительно более интенсивные потоки нейтронов можно получить на короткое время в импульсном реакторе. Так, в советском импульсном графитовом реакторе ИГР в максимуме импульса развивается мощность 10^5 МВт, а поток нейтронов достигает 10^{18} нейтрон/(см²·с). Длительность импульса имеет порядок 0,1 с. Считается возможным создание на порядок более мощного реактора такого типа, что даст возможность получать вполне доступный регистрированию поток антинейтрино.

Своеобразен установленный в Дубне (1959) исследовательский реактор ИБР-30 (импульсный быстрый реактор, построен по идее Д. И. Блохинцева и И. И. Бондаренко). Этот реактор, грубо говоря, состоит из двух плутониевых цилиндров, между которыми имеется зазор. Размеры цилиндров и зазора подобраны так, что $k < 1$, но при заполнении зазора ураном получается $k > 1$, и начинается интенсивная реакция. Между торцами цилиндров проходит периферийная часть стального диска, вращающегося со скоростью 5000 об/мин (рис. 11.5). В диск заделаны два урановых вкладыша. При каждом прохождении вкладыша между цилиндрами происходит короткая вспышка цепной реакции. Мощность в импульсе достигает 150 МВт при средней мощности ≥ 30 кВт. Нейтронный пучок из ИБР поступает в километровую трубу метрового диаметра. К концу трубы нейтроны с разными скоростями подходят в разные моменты времени. Это позволяет выделять по времени пролета монохроматические нейтроны различных энергий, что в свою очередь позволяет разрешать очень узкие и близкие друг к другу нейтронные резонансы (см. также гл. IX, § 3).

В настоящее время в г. Дубне установлен более мощный импульсный реактор ИБР-2.

Первые реакторы в основном работали на естественной или слегка обогащенной смеси изотопов урана и использовались для получения чистого ядерного горючего плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ из ${}_{92}\text{U}^{238}$. Получение плутония и поныне является важной задачей реакторной промышленности.

Среди осколков деления имеется большое количество перегруженных нейтронами β - и γ -активных изотопов. Многие из этих изотопов извлекаются и используются в различных областях науки

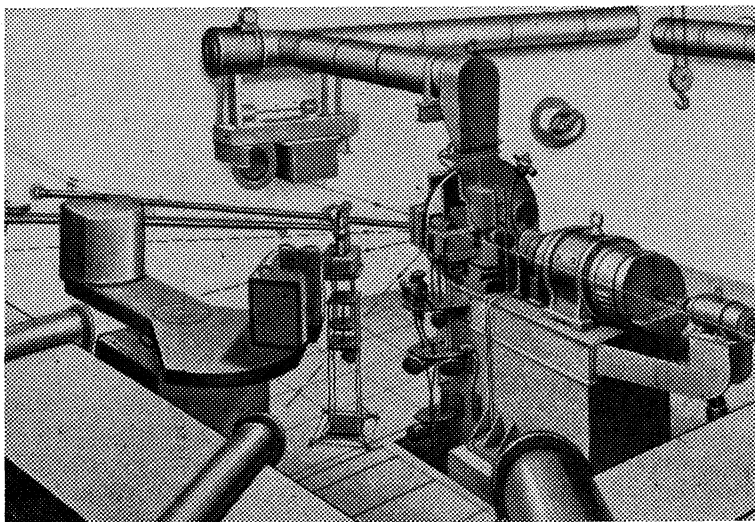


Рис. 11.5. Схема импульсного реактора ИБР-30.

Пунктиром отмечены оси нейтронпроводов.

и техники, о чем мы расскажем в гл. XIII. В реакторе можно за счет реакций (n , γ) производить и другие перегруженные нейтронами изотопы, помещая в активную зону соответствующие элементы. Мощные потоки нейтронов в реакторе позволяют производить в нем нужные изотопы в больших количествах. Напротив, нейтронно-дефицитные изотопы производить в реакторе нельзя. Такие изотопы (например, необходимый для изучения эффекта Мёссбауэра на железе изотоп кобальта ${}_{27}\text{Co}^{57}$) производятся на специальных высокоточных циклотронах, обычно с помощью реакции подхвата (p , d).

9. Среди всех типов реакторов особое место занимают энергетические реакторы-размножители (или, что то же, бридеры). В этих реакторах одновременно с выработкой электроэнергии идет процесс расширенного воспроизводства горючего за счет реакции (11.9). Воспроизводство идет и в большинстве обычных реакторов, при-

чем коэффициент воспроизводства (11.14), как правило, имеет значение 0,6—0,8. Это означает, что в реакторе на естественном или слабо обогатенном уране используется не только изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$, но и заметное количество изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$. Но только при $K_B > 1$ появляется возможность использовать весь изотоп ${}_{92}\text{U}^{238}$ (или весь изотоп ${}_{90}\text{Th}^{232}$ для реакции (11.10)).

Таблица 11.2. Значения коэффициентов $\eta - 1$ для делящихся изотопов

Ядро	${}_{92}\text{U}^{238}$	${}_{92}\text{U}^{235}$	${}_{94}\text{Pu}^{239}$
$\eta - 1$, тепловые нейтроны ($E = 0,025$ эВ)	1,28	1,07	1,09
$\eta - 1$, быстрые нейтроны ($E = 1$ МэВ)	1,45	1,3	1,7

В табл. 11.2 приведены вытекающие из табл. 11.1 значения коэффициента $\eta - 1$ для трех делящихся медленными нейтронами изотопов, причем как для тепловых, так и для быстрых нейтронов. Из этой таблицы видно, что для изотопов ${}_{92}\text{U}^{235}$ и ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ расширенное воспроизводство практически возможно только в реакции на быстрых нейтронах, так как для медленных нейтронов соответствующие значения 1,07 и 1,09 величины $\eta - 1$ слишком мало отличаются от единицы. Для реакции же на быстрых нейтронах, во-первых, величина $\eta - 1$ заметно превышает единицу (1,3 и 1,7 соответственно *)), а во-вторых, можно существенно использовать деление изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ быстрыми нейтронами, что позволяет повысить фактическое воспроизводство примерно на 0,2—0,3. Для урана ${}_{92}\text{U}^{233}$ величина $\eta - 1$ достаточно велика (1,28) уже для тепловых нейтронов и мало повышается (до 1,45) при переходе к быстрым. Поэтому расширенное воспроизводство на ${}_{92}\text{U}^{233}$ можно вести и в тепловых реакторах. Однако в настоящее время такое воспроизводство ${}_{92}\text{U}^{233}$ в широком масштабе еще не налажено. Поэтому основой ядерной энергетики с расширенным воспроизводством горючего являются реакторы на быстрых нейтронах.

Энергетические реакторы-размножители должны стать главным направлением в развитии ядерной энергетики в Советском Союзе. Существенный вклад в разработку физических основ быстрых реакторов был сделан И. И. Бондаренко, О. Д. Казачковским, А. И. Лейпунским и Л. Н. Усачевым.

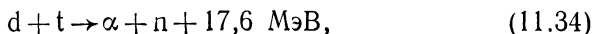
*) Приведенные цифры относятся к «жестким» спектрам нейтронов, близким к спектрам деления. В реальных установках спектр нейтронов смягчается за счет частичного замедления, что приводит к снижению $\eta - 1$ до 1,1 для ${}_{92}\text{U}^{235}$ и до 1,3 для ${}_{94}\text{Pu}^{239}$.

В реакторе на быстрых нейтронах нет замедлителя, что резко уменьшает объем активной зоны. Но, как мы знаем, из-за закона « $1/v$ » сечения реакций на быстрых нейтронах очень малы по сравнению с соответствующими сечениями на медленных нейтронах. Поэтому критическая масса горючего (но не всей активной зоны) в реакторе на быстрых нейтронах значительно больше, чем на медленных. Отсюда следует, что реактор на быстрых нейтронах имеет низкую удельную мощность, т. е. мощность на килограмм делящегося вещества в реакторе. Удельная мощность реакторов на быстрых нейтронах примерно в пять раз ниже, чем тепловых. Удельная мощность вместе с коэффициентом воспроизводства и временем задержки топлива в процессе его переработки определяют практически важную характеристику реактора-размножителя, называемую *временем удвоения*. Время удвоения — это промежуток времени, за который количество топлива в системе удваивается. Согласно оценкам реальное значение времени удвоения составляет примерно 10 лет.

Эксплуатация реакторов-размножителей на быстрых нейтронах сопряжена со значительными трудностями, связанными главным образом с исключительно высокой плотностью энерговыделения и с трудностью регулирования, возникающей в связи с тем, что регулирующие стержни слабо поглощают быстрые нейтроны. Высказывались мнения, что строительство промышленных энергетических установок на быстрых нейтронах вообще нереально. Сейчас, однако, доказано, что энергетика на быстрых нейтронах столь же реальна, как и на медленных. В США с 1962 г. эксплуатировался энергетический реактор на быстрых нейтронах «Энрико Ферми» с электрической мощностью 60 МВт. В СССР первый экспериментальный реактор БР-2 на быстрых нейтронах был создан в 1956 г. в Обнинске. На Шевченковской АЭС с 1972 г. работает энергетический реактор на быстрых нейтронах БН-350. Его тепловая мощность 650 МВт, электрическая — до 120 МВт. Он используется для получения пресной воды из Каспийского моря и вырабатывает до 80000 тонн пресной воды в сутки. В Мелекесе работает реактор на быстрых нейтронах БОР-60 мощностью 60 МВт. На Белоярской АЭС сооружается реактор БН-600 с электрической мощностью 600 МВт. Ведутся разработки быстрого реактора БН-1600, который в будущем должен стать основой серийных блоков АЭС. За рубежом работают два энергетических реактора на быстрых нейтронах, один в Англии, а другой — во Франции.

§ 4. Управляемый термоядерный синтез

1. Получение энергии в термоядерных реакциях синтеза связано с осуществлением в макроскопических масштабах управляемой реакции



для которой наиболее низок кулоновский барьер и наиболее велико сечение взаимодействия при малых энергиях.

Для преодоления кулоновского барьера сталкивающимся ядрам необходимо сообщить достаточно высокие энергии. На первый взгляд кажется, что для этой цели можно использовать сильноточный ускоритель низкой энергии. Количественные оценки, однако, показывают, что подавляющая часть ускоренных дейтронов, попав в вещество, растеряет свою энергию на ионизацию (см. гл. VIII, § 2), не успев произвести реакцию (11.34). В настоящее время считается, что единственным способом осуществления термоядерных реакций является разогрев смеси реагирующих ядер до температуры порядка сотни миллионов градусов. При такой температуре любое вещество превращается в полностью ионизованную плазму. Поэтому создание термоядерного реактора упирается в технологическую проблему создания долгоживущей высокотемпературной плазмы.

Приведем оценку параметров плазмы, необходимых для поддержания в ней стационарной термоядерной реакции. Пусть плазма имеет температуру T и состоит из дейтерия и трития с одинаковыми концентрациями $n/2$. Обозначим через τ время удержания горячей плазмы в рабочем объеме. По истечении этого времени горячая плазма уходит и заменяется новой, относительно холодной, приток которой должен быть обеспечен. Условие стационарности состоит в том, что за время удержания выделение термоядерной энергии должно быть достаточным для разогрева вновь поступающей плазмы и для компенсации потерь (происходящих в основном за счет тормозного излучения электронов в поле ядер). Из баланса мощности для условия стационарности получается уравнение

$$n\tau = f(T), \quad (11.35)$$

где $f(T)$ — функция, вид которой зависит от интенсивности процессов теплообмена в плазме. При разумно оптимистичных допущениях о ходе этих процессов для $n\tau = f(T)$ получается зависимость, приведенная на рис. 11.6. Величина $n\tau$ называется *параметром удержания*. Реакция идет при $n\tau \geq f(T)$. Технические трудности достижения области стационарной реакции, по-видимому, мини-

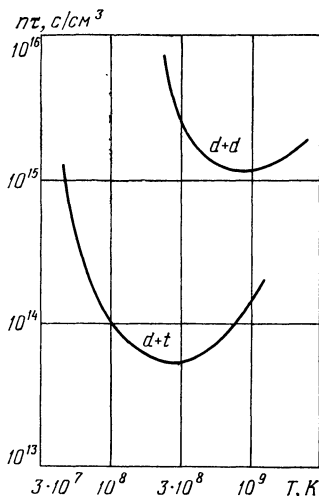


Рис. 11.6. Зависимость параметра $n\tau$ удержания от температуры для термоядерных реакций $d + t$ и $d + d$.

мальны в районе минимума кривой $n\tau$. Из рис. 11.6 видно, что для реакции $d + t$ точке минимума соответствуют значения

$$n\tau = 10^{14} \text{ с/см}^3, \quad (11.36)$$

$$T = 2 \cdot 10^8 \text{ К} (\approx 17 \text{ кэВ}). \quad (11.37)$$

Условия типа (11.36), (11.37) называются *критерием Лоусона*. Для сравнения приведем значения критерия Лоусона для реакций $d + d$ (11.2) (см. рис. 11.6) и $d + {}_2\text{He}^3$ (11.4):

$$d + d \begin{cases} n\tau = 10^{16} \text{ с/см}^3, \\ T = 10^9 \text{ К}, \end{cases}$$

$$d + {}_2\text{He}^3 \begin{cases} n\tau = 10^{15} \text{ с/см}^3, \\ T = 10^9 \text{ К}. \end{cases}$$

Эти оценки подтверждают, что реакцию $d + t$ осуществить проще.

Мы приходим к выводу, что необходимыми условиями осуществления управляемой термоядерной реакции является получение плазмы, удовлетворяющей критерию Лоусона (11.36), (11.37).

2. Перечислим основные принципиально возможные способы достижения параметров $d - t$ -плазмы, соответствующих критерию Лоусона (11.36), (11.37).

Для получения плазмы высоких (порядка 10^8 К) температур могут быть использованы следующие механизмы нагрева:

а) выделение джоулева тепла при пропускании тока через плазму; этот механизм пригоден в начальных стадиях нагрева, но с повышением температуры до 10^7 К становится совершенно неэффективным, так как сопротивление плазмы быстро падает с ростом температуры;

б) сжатие плазмы электродинамическими силами при прохождении через нее тока; сжатие обусловлено притяжением параллельных ниток тока в плазме («пинч»-эффект); при быстром сжатии происходит как адиабатический разогрев, так и выделение тепла за счет ударных волн и турбулентных процессов;

в) нагрев высокочастотным электромагнитным полем;

г) нагрев пучками нейтральных атомов достаточно высоких энергий;

д) нагрев интенсивным лазерным излучением;

е) нагрев интенсивными электронными пучками.

С помощью перечисленных методов нагрева технически вполне достижимы потоки энергии, более чем достаточные для получения нужных температур. Главная трудность состоит в проблеме удержания высокотемпературной и достаточно плотной плазмы в рабочем объеме.

Необходимым условием решения этой проблемы является выполнение критерия Лоусона (11.36). Реальные границы возможных зна-

чений параметров n и τ , входящих в этот критерий, таковы. Нижняя граница n_{\min} плотности плазмы определяется тем, что для технологически приемлемых размеров термоядерного реактора (не более 100 м^3) и мощности термоядерной электростанции (не менее 10^6 кВт) удельная мощность выделения термоядерной энергии в плазме должна иметь порядок как минимум десятков $\text{Вт}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$ (в ядерных реакторах эта величина составляет примерно $80 \text{ Вт}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$). Отсюда для плотности плазмы получается ограничение $n_{\min} = 10^{14}$ частиц/ см^3 . Время удержания такой плазмы должно удовлетворять условию $\tau \geq 1 \text{ с}$. Нижняя граница τ_{\min} времени удержания определяется временем разлета плазмы при отсутствии удерживающих устройств. Для высокотемпературной плазмы из рабочего объема 1 м^3 время естественного разлета составляет 10^{-6} с . Но осуществление макроскопической реакции за такой промежуток времени представляет собой уже не горение, а взрыв. Поэтому, чтобы процесс был управляемым и не приводил к разрушению установки, необходимо уменьшить размеры рабочего объема до $1\text{—}2 \text{ мм}$. Это в свою очередь приводит к уменьшению времени естественного разлета примерно до 10^{-9} с . Отсюда для термоядерной плазмы в отсутствие удержания получаем $\tau_{\min} = 10^{-9} \text{ с}$ и соответственно $n \geq 10^{23} \text{ см}^{-3}$.

В настоящее время научные разработки по получению высокотемпературной $d-t$ -плазмы, удовлетворяющей критерию Лоусона, ведутся с двух сторон: со стороны низких (n_{\min}) плотностей и со стороны малых (τ_{\min}) времен удержания.

3. При низких плотностях главной трудностью является достижение нужного времени удержания (порядка секунды). Очевидно, что никакие стенки из вещества здесь не годятся. При соприкосновении со стенками плазма мгновенно охладится и вдобавок испарит стенку. Единственным известным методом длительного удержания высокотемпературной плазмы является ее термоизоляция магнитным полем. Идея такого удержания была высказана в нашей стране в 1950 г. (И. Е. Тамм и др.) и в США в 1951 г. (Л. Спитцер). В основу этой идеи положен уже упоминавшийся пинч-эффект, т. е. поперечное сжатие плазмы при прохождении через нее электрического тока. Вполне достижимы такие токи, при которых силы сжатия достаточны для преодоления давления плазмы и тем самым для отжатия ее от стенок. Соприкосновения плазмы с торцевыми электродами можно избежать, если сделать рабочий объем замкнутым, например, в форме тора.

Главной трудностью осуществления магнитной термоизоляции плазмы оказалась крайняя неустойчивость плазмы практически во всех магнитных полях, имеющих простую геометрическую форму. Например, прямолинейный плазменный «шнур», удерживаемый текущим через него током, неустойчив относительно образования перегибов или перегибов (рис. 11.7). Раз возникнув, такие деформации

экспоненциально нарастают и за время порядка микросекунд разрушают плазменный шнур либо отбрасывают его на стенки камеры.

Наряду с только что отмеченным в плазме существует много других легко возбуждаемых механизмов неустойчивости. Поэтому проблема устойчивости является главным препятствием на пути создания управляемой термоядерной установки. Для решения этой

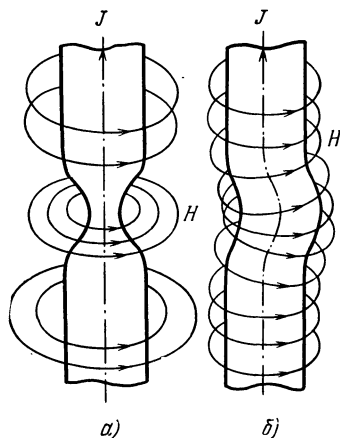


Рис. 11.7. Простейшие типы неустойчивостей в плазменном шнуре.

а) «Перетяжка», б) «перегиб». Стрелки вдоль оси шнура показывают направление тока, стрелки на окружностях — направления магнитного поля, создаваемого током в плазме.

проблемы предлагались и испытывались различные конструктивные решения, последовательное изложение которых выходит за рамки настоящей книги. Для примера приведем принципиальную схему установки типа «Токамак», предложенной и впервые осуществленной в СССР (И. Н. Головин, Н. А. Явлинский, Л. А. Арцимович с учениками, 1951). Схема «Токамака» приведена на рис. 11.8. Рабочая камера имеет тороидальную форму. Камеру охватывают катушки с током, создающие сильное (десятки килогаусс) продольное магнитное поле. Это поле подавляет наиболее опасные неустойчивости плазменного шнура типа перегибов и перетяжек. Создание плазмы, отрыв ее от стенок и нагревание производится током газового разряда, вызываемого индукционным путем. Для этого сквозь центральное окно тороидальной камеры продевают железный сердечник с намотанной на него первичной об-

моткой. Вторичной обмоткой служит непосредственно камера с газом. При прохождении переменного тока через обмотку сердечника в газе возбуждается ток, создающий и нагревающий плазму.

На построенных к настоящему времени токамаках удалось вплотную подойти к термоядерным условиям. Так, на «Токамаке-10» (СССР, 1975 г.) получена плазма с параметрами

$$T \approx 1 \text{ кэВ} (10^7 \text{ К}), \quad n \approx 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \quad \tau \approx 0,06 \text{ с.} \quad (11.38)$$

На американском токамаке «Алкатер» получено

$$n\tau \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ с/см}^3, \quad T \approx 0,5 \text{ кэВ} (5 \cdot 10^6 \text{ К}).$$

Максимальная температура ионов $T = 2 \text{ кэВ}$ при $n\tau \sim 10^{12}$ была достигнута при дополнительном нагреве инжекцией нейтральных

атомов. Эти значения уже недалеко от критерия Лоусона. Поэтому установки типа «Токамак» большинство специалистов считает наиболее перспективными. Исследования по магнитной термоизоляции плазмы ведутся широким фронтом. Не исключено, что критерий Лоусона удастся достигнуть на установках других типов.

4. Рассмотрим теперь перспективы создания термоядерных условий при больших плотностях плазмы. Вообще говоря, при любых

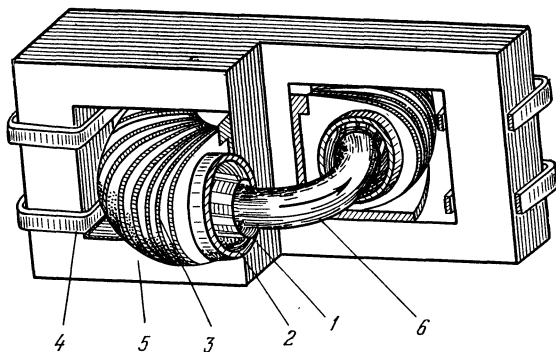


Рис. 11.8. Схема установок «Токамак».

1 — внутренняя камера, 2 — внешняя медная камера, 3 — обмотка, создающая продольное магнитное поле, 4 — первичная обмотка трансформатора, 5 — железный сердечник, 6 — плазменный виток.

плотностях n плазмы можно указать такие ее размеры R , при которых отпадает необходимость в каком-либо специальном удержании плазмы. Действительно, время разлета свободной плазмы по порядку величины равняется R/v , где v — скорость ионов в плазме (при температуре $T = 10$ кэВ скорость дейтронов и ядер трития равняется примерно 10^8 см/с). Отсюда из условия (11.36) Лоусона получим, что при

$$R \gtrsim 10^{14} \cdot v/n \approx 10^{22}/n \quad (11.39)$$

время разлета свободной плазмы превышает необходимое время ее удержания.

Трудности создания термоядерного реактора при этом, однако, не исчезают, а переносятся с проблемы удержания горячей плазмы на проблему мгновенного (т. е. за время, меньше R/v) ее нагревания до температуры $T \approx 10$ кэВ. При твердотельной плотности $n = 4,5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ (плотность замороженной равнокомпонентной d—t-смеси) необходимая для нагревания плазмы энергия

$$E = \frac{4\pi}{3} R^3 \cdot n \cdot 2 \cdot \frac{3}{2} kT \approx \frac{3 \cdot 10^{52}}{n^2} \quad (11.40)$$

относительно невелика:

$$E \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ Дж} = 15 \text{ МДж.}$$

Но внедрить ее в образец нужно за время Δt , меньшее времени $R/v \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с разлета образующейся плазмы. (Заметим, что при твердотельной плотности размеры нагреваемого образца согласно (11.39) имеют порядок 0,2 см.)

Необходимые концентрации энергии могут быть в принципе созданы с помощью лазеров (Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, 1962) и импульсных пучков релятивистских электронов (Е. К. Завойский, 1968). В обоих этих методах уже сейчас уверенно регистрируются 14-мегавольтные термоядерные нейтроны (остающиеся 3,6 МэВ приходятся на ядро ${}^4_2\text{He}$). Однако на пути создания термоядерного реактора высокой плотности все еще остаются значительные трудности. Перспективы создания лазерного термоядерного реактора зависят от того, в какой мере на опыте удастся осуществить предсказанное теоретически сильное (в 10^3 — 10^4 раз) сжатие мишени под действием сферически симметричного лазерного импульса, специальным образом зависящего от времени. Действительно, в отсутствие сжатия необходимая для нагревания твердотельной плазмы энергия равняется десятку мегаджоулей. Наиболее мощные лазеры, например установка «Шива» в Ливерморской лаборатории США, обладают энергией в импульсе около 10 кДж. Лазеры с энергией в импульсе 10^6 — 10^7 Дж появятся, видимо, не скоро. При тысячекратном сжатии мишени необходимая энергия согласно (11.40) уменьшается в миллион раз, так что появляется возможность уже с современными лазерами достичь условия (11.36) Лоусона. В лазерных системах достижение критерия Лоусона, однако, не будет означать, что мы находимся накануне их промышленного использования. Дело в том, что при нагревании плазмы лазерами используется не электрическая, а световая форма энергии, которая получается из электрической с к. п. д. порядка 1%. Поэтому для промышленного применения лазерных систем критерий Лоусона нужно превзойти по крайней мере в 100 раз. Создание демонстрационного лазерного термоядерного реактора специалисты прогнозируют к 2000 г.

Пучки релятивистских электронов имеют существенные преимущества перед лазерами в отношении к. п. д. преобразования энергии (не нужно преобразовывать электрическую энергию в когерентное электромагнитное излучение). Однако для них трудной проблемой является фокусировка и концентрирование энергии в малом объеме. Тем не менее уже с имеющейся технологией использования электронных пучков может быть получен термоядерный микровзрыв с усилением энергии примерно в 20 раз. Для этого в СССР проектируется ускорительный комплекс «Ангара-5», состоящий из 48 пучков с суммарным током 50 МА, энергией 5 МДж и длительностью

импульса 60—80 нс. Есть мнение, что системы с релятивистскими пучками близки к достижению критерия Лоусона.

Укажем, наконец, что для импульсного нагрева плазмы сейчас разрабатываются способы использования релятивистских пучков очень тяжелых ионов (например, урана). В США к лету 1979 г. должна быть завершена разработка конструкции установки с пиковой мощностью $(100—600) \cdot 10^{12}$ Вт при длительности импульса 1—10 мкс (энергия импульса 100 кДж).

5. Значения температуры плазмы и параметра удержания, полученные на установках разных типов, приведены на рис. 11.9. В течение последних 15 лет за каждое пятилетие параметр удержания увеличивался на порядок, а температура — в два раза. Из рис. 11.9 видно, что если темпы этого роста не снизятся, то можно ожидать, что до 1990 г. на «Токамаке» или какой-либо иной установке будет осуществлена управляемая термоядерная реакция.

Проблему создания энергетической термоядерной установки можно разделить на три стадии: а) создание управляемой установки с нулевым к. п. д., в которой выделяющаяся термоядерная энергия полезно используется только на поддержание самой реакции; б) создание установки с ненулевым к. п. д., в которой часть термоядерной энергии используется для получения электроэнергии; в) создание экономически рентабельной термоядерной электростанции. Осуществление управляемой реакции будет завершением первой стадии.

Проблема создания термоядерных энергетических установок наталкивается на большие трудности как физического, так и технического характера. Укажем четыре фундаментальные трудности. Первой является отмеченная выше физическая проблема устойчивости высокотемпературной плазмы. Вторая фундаментальная трудность является технической и состоит в том, что энергетические потери в плазме резко возрастают при наличии даже малых концентраций примесей атомов с большими атомными номерами Z . Уже десятые доли процента, скажем, вольфрама или молибдена делают невоз-

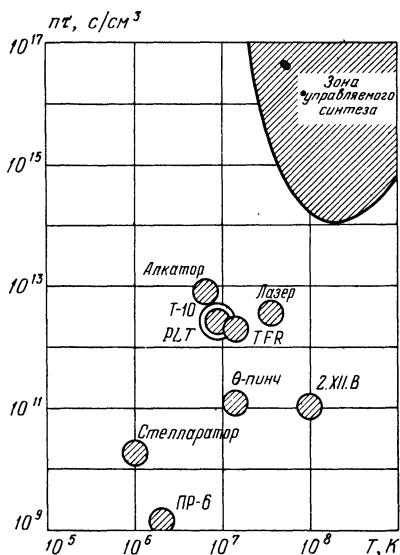
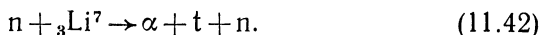


Рис. 11.9. Значения параметров $\eta\tau$ и T дейтерий-тритиевой плазмы, достигнутые на различных установках к 1979 г.

можным осуществление макроскопической термоядерной реакции. Поддержание высокой чистоты плазмы при термоядерных температурах является сложной комплексной технической проблемой. Третью фундаментальную трудность представляет «проблема первой стенки», ограничивающей плазму реактора. Под действием мощного потока нейтронов с энергией 14 МэВ будет происходить интенсивное повреждение (особенно охрупчивание) материала стенки. Четвертая фундаментальная трудность обусловлена тем, что требуемый для реакции тритий радиоактивен (с периодом полураспада 12,5 лет) и тем самым отсутствует в природе. Поэтому необходимо решить ядерно-физическую проблему воспроизводства трития. В качестве принципиального решения этой проблемы предполагается получение трития из лития под действием возникающих в реакции (11.1) нейтронов:



Особенно важной является реакция (11.42), которая интенсивно идет под действием быстрых ($E_n > 5$ МэВ) нейтронов и в которой воспроизводство трития идет без потери нейтронов. Конструктивное оформление этой идеи также наталкивается на большие трудности.

Только после решения этих и ряда других физико-технических проблем станет возможным сравнение технических и экономических показателей ядерных и термоядерных реакторов.

Создание термоядерных электростанций прогнозируется специалистами-термоядерщиками на начало следующего столетия.

§ 5. Энергетика будущего

1. Атомные электростанции, работающие на цепной реакции деления, уже сейчас вырабатывают энергию, стоимость которой сравнима со стоимостью энергии тепловых электростанций, а иногда и ниже. Быстрый технический прогресс в области строительства АЭС позволяет предсказать, что в ближайшее время атомная электроэнергия станет дешевле тепловой. И если в Англии АЭС строятся пока в районах, удаленных от других источников электроэнергии, то в США уже строят АЭС даже в непосредственной близости от угольных шахт. В ведущих странах мира атомная энергетика уже поставляет заметную (хотя и далеко не основную) часть вырабатываемой электроэнергии. Так, в странах Европейского экономического сообщества мощность АЭС за 1975 г. составила $18 \cdot 10^9$ Вт = 18 ГВт, а в США согласно прогнозам мощность АЭС к 1985 г. составит 300 ГВт. К концу нашего столетия на АЭС будет вырабатываться около 45% всей электроэнергии.

2. Мировое потребление электроэнергии сейчас составляет несколько миллиардов киловатт и быстро возрастает — примерно в два раза за каждые десять лет. Это естественно порождает вопрос о возможных источниках энергии. Уже перед первой мировой войной делались прогнозы, что существующих запасов нефти и угля хватит лишь на 50—80 лет, после чего наступит «энергетический голод». Действительность не оправдала этих прогнозов. Недра Земли оказались гораздо богаче, чем думали геологи. Так, до настоящего времени, несмотря на

все увеличивающееся потребление нефти, ее разведанные запасы продолжают расти благодаря расширению и совершенствованию геологической разведки. И все же на исторически длительный срок ни угля, ни нефти человеку не хватит. Энергетические запасы ядерного горючего — урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ — в рудах примерно на 2 порядка превышают энергетические запасы химических топлив. Поэтому переход к ядерной энергетике решает проблему производства достаточных количеств энергии как минимум на несколько столетий даже с учетом роста потребления энергии.

3. С созданием энергетических реакторов-размножителей запасы энергии в земной коре стали практически неограниченными, поскольку топливом стал не только уран ${}_{92}\text{U}^{235}$, но и значительно более распространенный уран ${}_{92}\text{U}^{238}$, а в перспективе и торий ${}_{90}\text{Th}^{232}$.

Колоссальность запасов тория и урана обусловлена тем, что они содержатся не только в специальных рудах, но и в таких повсеместно распространенных материалах, как гранит. В каждой тонне гранита в среднем содержится 3 г урана и 12 г тория. Даже при потреблении энергии $5 \cdot 10^8$ МВт (на два порядка выше, чем сейчас) энергетических запасов урана и тория в граните хватит более чем на 10^9 лет. Таким образом, создание реакторов-размножителей является не просто очередным техническим достижением, но и решением проблемы снабжения человечества энергией на много геологических эпох вперед. Перспективная стоимость переработки одной тонны гранита оценивается примерно в два рубля. Для верхней границы стоимость 1 кВт·ч энергии получается 0,2 коп. — цифра, сравнимая со стоимостью электроэнергии на существующих угольных электростанциях.

4. В перспективе, когда удастся преодолеть все трудности, стоящие на пути создания энергетических термоядерных установок и воспроизводства трития, человечество получит еще один практически неисчерпаемый источник энергии, поскольку запасы лития и дейтерия в земной коре очень велики. Полному количеству дейтерия в океанской воде соответствует энергетический запас 10^{17} МВт·лет. Таким образом, энергетические запасы дейтерия в океане имеют тот же порядок, что и энергетические запасы тория и урана в скалах. Добыча дейтерия из морской воды относительно проста и в переводе на энергетический эквивалент крайне дешева (около 10^{-3} коп. за кВт·ч). Запасов лития достаточно для удовлетворения современных энергетических потребностей человечества в течение сотен тысяч лет. Если не удастся освоить реакцию $d + d$, то запасы термоядерного горючего будут ограничиваться запасами лития. Сравним относительные достоинства атомных и термоядерных электростанций в предположении, что последние также созданы и функционируют.

Для поддержания работы ядерного реактора необходима значительная доля возникающих в реакции деления нейтронов, а выделяющаяся энергия не нужна.

Для поддержания работы термоядерного реактора, наоборот, необходима значительная доля выделяющейся в реакции энергии, а возникающие нейтроны не нужны.

Резюмируя, можно сказать, что ядерным реакторам свойствен дефицит нейтронов и избыток энерговыделения, а термоядерным, наоборот, дефицит энерговыделения и избыток нейтронов. Такая «дополнительность» сильных и слабых сторон ядерных и термоядер-

ных реакторов естественно приводит к идее о комбинированных ядерно-термоядерных системах. Например, есть предложение термоядерный реактор окружить оболочкой из делящегося материала (т. е. ядерным реактором). В таком устройстве внешний ядерный реактор сможет работать на бедной смеси в подкритическом режиме с внешней «подкачкой» нейтронами термоядерного реактора, а термоядерный реактор сможет работать при значении параметра удержания на 1—2 порядка ниже даваемого критерием Лоусона (11.36).

Такое гибридное решение наиболее удобно для $d + d$ -реакции. Для установок, работающих на $d + t$ -реакции, выделяющиеся в ней нейтроны нужны прежде всего для воспроизводства трития.

5. Серьезным недостатком ядерных энергетических установок крупного масштаба является образование большого количества радиоактивных отходов, надежное захоронение которых является сложной экологической проблемой. Радиоактивные отходы от термоядерных реакторов (при сравнимой полезной мощности) по оценкам специалистов могут быть примерно на три порядка ниже. Это различие сотрется при переходе к комбинированным ядерно-термоядерным системам.

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

§ 1. Источники энергии и эволюция звезд

1. В астрофизике утверждается, что в природе имеются объекты, эволюция которых обусловлена макроскопическими ядерными процессами. Такими объектами являются звезды. Принципиальная трудность изучения внутренней структуры звезд состоит в том, что процессы, происходящие внутри звезд, недоступны наблюдению. Поэтому излагаемые в этом (и в следующем) параграфе представления о механизме эволюции звезд связаны с данными астрономических наблюдений не прямо, а через довольно длинную цепь теоретических гипотез и расчетов. Несмотря на отмеченную принципиальную трудность, теоретики-астрофизики сумели получить последовательное и детальное описание структуры звезд и их эволюции. Эти теоретические представления не только вполне согласуются с соизмеримостью данных, накопленных в результате многочисленных и разных наблюдений, но и позволили сделать целый ряд нетривиальных оправдавшихся предсказаний. Поэтому, несмотря на отсутствие прямых наблюдений, можно утверждать, что приводимые в этом и в следующем параграфах сведения (по крайней мере в основном) соответствуют реальным процессам в звездах.

2. Рассмотрение звезд мы начнем с того, что приведем параметры ближайшей к нам и наиболее изученной звезды — Солнца (табл. 12.1).

Т а б л и ц а 12.1. Основные наблюдаемые параметры Солнца

Масса M_{\odot}		$2 \cdot 10^{33}$ г	
Радиус R_{\odot}		$7 \cdot 10^{10}$ см	
Средняя плотность		$1,4$ г/см ³	
Температура поверхности		6000 К	
Излучаемая энергия (светимость) L_{\odot}		$4 \cdot 10^{33}$ эрг/с	
Химический состав	{	водород	$\approx 74\%$,
		гелий	$\approx 23,5\%$,
		углерод, азот,	$\approx 3\%$
		кислород, неон и т. д.	
Возраст		$\approx 5 \cdot 10^9$ лет	

По своим физическим параметрам Солнце в мире звезд является типичной средней звездой. Имеются, в частности, звезды со светимостями и массами намного большими, чем у Солнца.

Важными характеристиками звезд являются поверхностная температура T и светимость L . По светимостям и поверхностным температурам звезды разбиваются на четко определенные классы,

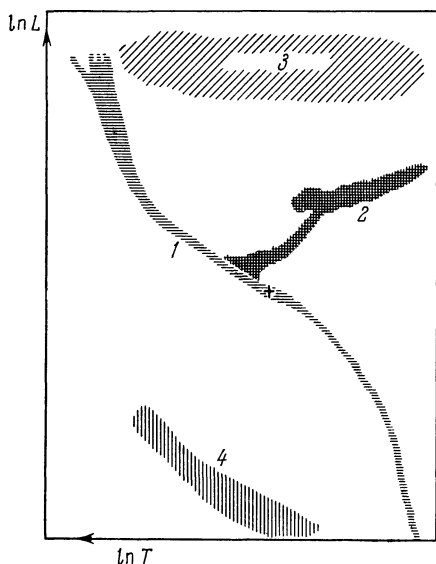


Рис. 12.1. Схематическое изображение диаграммы Герцшпрунга—Рассела.

L — светимость, T — температура поверхности; 1 — главная последовательность, 2 — последовательность красных гигантов, 3 — сверхгиганты, 4 — белые карлики. Крестиком отмечено положение Солнца.

низкой поверхностной температуре обладают большими светимостями и, следовательно, большими размерами (отсюда название — красный гигант). Например, диаметр красного гиганта Бетельгейзе в созвездии Ориона в 450 раз больше диаметра Солнца. В левом нижнем углу расположена последовательность «белых карликов» — звезд с очень высокой поверхностной температурой и очень малой светимостью и, следовательно, очень малыми размерами. Например, диаметр белого карлика Вольф 457 в 300 раз меньше солнечного. Принадлежность звезд к классам красных гигантов или белых карликов определяется только их размерами. Массы же красных гигантов и белых карликов в большинстве случаев имеют порядок солнечной.

выявляемые диаграммой Герцшпрунга — Рассела. На этой диаграмме по вертикальной оси откладывается светимость звезды, по горизонтальной — ее поверхностная температура. На рис. 12.1 изображена схема типичной диаграммы Герцшпрунга — Рассела, построенная на основании спектроскопических данных о ближайших к Солнцу звездах.

Характерной чертой этой диаграммы является наличие полосы, идущей из левого верхнего угла в правый нижний. Эта полоса называется *главной последовательностью*; соответственно звезды, расположенные в пределах этой полосы, называются звездами главной последовательности. В частности, к таким звездам относится и Солнце. От главной последовательности вверх отходит последовательность «красных гигантов» — звезд, которые при относительно

Наконец, в верхней части диаграммы Герцшпрунга — Рассела рассеяны сверхгиганты — звезды, обладающие гигантской светимостью и большими массами. Например, сверхгигант Денеб в созвездии Лебеда обладает светимостью в 600 раз и массой приблизительно в 30 раз больше солнечной.

Плотно заселенные зоны диаграммы Герцшпрунга — Рассела — главная последовательность и последовательности красных гигантов и белых карликов — соответствуют наиболее длительным стадиям эволюции звезд. Действительно, при случайной выборке звезд вероятность занести на диаграмму Герцшпрунга — Рассела звезду, находящуюся в состоянии, переходном от одной длительной стадии к другой, является, очевидно, очень малой. Мы приходим к выводу о том, что в эволюции звезд следует различать во всяком случае три стадии: главная последовательность, красный гигант, белый карлик. Отождествление источников энергии звезд с экзотермическими ядерными реакциями и теоретическая разработка звездных моделей позволили решить нетривиальный вопрос о направлении звездной эволюции. Оказалось, что средняя звезда начинает свой видимый жизненный путь как звезда главной последовательности, проходит стадию красного гиганта и завершает жизнь белым карликом.

3. Этим трем основным стадиям должна предшествовать труднонаблюдаемая *) стадия образования звезд. Считается, что звезды рождаются группами в протяженных газово-пылевых облаках вследствие гравитационной неустойчивости однородного распределения материи: места случайного увеличения плотности облака становятся (из-за нарушения гравитационного равновесия) центрами, к которым вещество стекается, — центрами *гравитационной конденсации вещества*. Они и являются зародышами будущих звезд. Стадия образования звезды — стадия гравитационного сжатия — является сложным и пока еще не до конца понятным периодом ее эволюции. Мы остановимся здесь только на конечных результатах процесса гравитационного сжатия. В процессе сжатия температура звезды, точнее протозвезды, должна постепенно увеличиваться. Количественную оценку степени разогревания звезды можно получить из теоремы вириала. Согласно этой теореме у звезды, находящейся в механическом равновесии, средние по времени энергия $\bar{E}_{\text{тепл}}$ теплового движения и гравитационная энергия \bar{V}_g связаны соотношением

$$2\bar{E}_{\text{тепл}} + \bar{V}_g = 0. \quad (12.1)$$

В качестве примера оценим, насколько должно было разогреться Солнце в процессе гравитационного сжатия до его современных раз-

*) Эта стадия труднонаблюдаема из-за поглощения света в окружающем рождающуюся звезду газово-пылевом облаке, образующем так называемый кокон.

меров. Будем считать для простоты, что Солнце состоит из протонов и электронов, а его плотность и температура постоянны по объему. Тогда энергия теплового движения Солнца

$$E_{\text{тепл}} = 3N \cdot kT = 3 \frac{M_{\odot}}{M_p} kT, \quad (12.2)$$

где N — число протонов в Солнце, M_p — масса протона, а гравитационная энергия

$$V_g \approx \kappa \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}}. \quad (12.3)$$

Из (12.1) получаем связь температуры с массой Солнца:

$$\frac{M_{\odot}}{M_p} kT = \kappa \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}}$$

или

$$3kT = \kappa \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}} M_p \approx 600 \text{ эВ}, \quad (12.4)$$

где κ — гравитационная постоянная, равная $6,685 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{с}^2)$.

Таким образом, в процессе гравитационного сжатия Солнце в среднем разогрелось до $\approx 600 \cdot 10^4 = 6 \cdot 10^6 \text{ К}$. Реальная температура вещества Солнца, конечно, не постоянна по объему: в центре она намного выше ($\approx 10^7 \text{ К}$), а на поверхности намного ниже ($\approx 10^4 \text{ К}$), чем найденная нами средняя температура.

Соотношение (12.1) между энергией теплового движения и гравитационной энергией означает, что теплоемкость звезды в целом является отрицательной: потери энергии на излучение не охлаждают звезду, а, наоборот, разогревают. Действительно, согласно (12.1) полная энергия E звезды

$$E = E_{\text{тепл}} + \bar{V}_g = -E_{\text{тепл}}. \quad (12.5)$$

Поэтому уменьшение полной энергии увеличивает ее температуру.

Подчеркнем также, что, как видно из (12.1) и (12.5), необходимым условием гравитационного сжатия звезды является излучение ею энергии.

4. Процесс гравитационного уплотнения и разогревания звезды приводит к тому, что в ее недрах начинают протекать ядерные реакции. Как только выделение энергии в ядерных реакциях станет достаточным для того, чтобы компенсировать потери энергии на излучение, гравитационное сжатие звезды прекращается.

Теоретические расчеты показывают, что в этот момент времени звезда по своим параметрам — поверхностной температуре T и светимости L — «выходит» на главную последовательность диаграммы Герцшпрунга — Рассела. Численные значения L и T опре-

деляются массой M звезды. В частности, оказывается, что приблизительно

$$L \sim M^3. \quad (12.6)$$

Рассмотрим теперь общие особенности ядерных реакций в звездах.

По современным спектроскопическим данным массовый состав вещества Вселенной таков: около 70% водорода, 30% гелия и 1% более тяжелых элементов (углерода, кислорода и т. д.). Отсюда следует, что ядерные реакции в звездах должны быть термоядерными реакциями синтеза более тяжелых элементов из водорода. Из кривой зависимости удельной энергии связи ядра от массового числа (см. рис. 2.5) видно, что выделение ядерной энергии прекратится, когда все ядра водорода превратятся в ядра группы железа. Следовательно, полный запас ядерной энергии звезды составляет

$$E_{\text{ядерн}} \approx 0,008 M c^2, \quad (12.7)$$

где M — масса звезды и коэффициент 0,008 представляет собой дефект массы вещества, возникающий при преобразовании протонов в ядра железа. Например, начальный запас ядерной энергии «протонного» Солнца равняется

$$E_{\text{ядерн}}^{\odot} = 0,008 M_{\odot} c^2 \approx 1,5 \cdot 10^{52} \text{ эрг}. \quad (12.8)$$

За счет этой энергии Солнце может светить с постоянной интенсивностью $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с в течение времени

$$\frac{1,5 \cdot 10^{52}}{L_{\odot}} = 0,4 \cdot 10^{19} \text{ с} = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ лет}. \quad (12.9)$$

Темп высвобождения ядерной энергии оказывается исключительно низким. Например, на Солнце, как легко рассчитать, выход энергии на 1 г вещества составляет всего лишь

$$\epsilon = 2 \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с}), \quad (12.10)$$

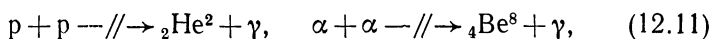
что намного меньше выделения энергии в человеческом организме на 1 г массы. В связи с этим процесс протекания термоядерных реакций в звездах более похож не на горение, а на холодное тление. Примером последнего процесса может служить образование каменного угля.

Как отмечено в гл. XI, § 4, проблемы теплоизоляции и удержания плазмы вместе с проблемой получения сверхвысоких по земным масштабам температур являются главными трудностями на пути создания термоядерных установок. Как возникают в звездах высокие температуры, мы уже видели. Космические размеры и массы звезд дают решение проблемы теплоизоляции и удержания плазмы. Действительно, холодные периферические области звезды непосредственно не соприкасаются с горячим веществом недр:

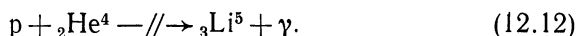
между недрами и поверхностью находится огромный слой вещества, теплопроводность которого исключительно низка. О степени теплоизоляции этим слоем можно судить по тому, например, что «тепловой взрыв» в центре Солнца проявится на его поверхности через несколько миллионов лет. К сожалению, на Земле нельзя осуществить такую простую и эффективную теплоизоляцию. Наконец, удержание высокотемпературной плазмы в недрах звезд осуществляется огромным гравитационным давлением внешних слоев.

В заключение отметим, что, как видно из формулы (12.4), при заданных размерах температура, до которой разогревается звезда, пропорциональна массе. Именно поэтому не возникло достаточно высоких температур в недрах Земли и других планет Солнечной системы вплоть до Юпитера. Теоретические оценки показывают, что звезды с массой $M < 0,1 M_{\odot}$ вообще не разогреваются до температур, при которых начинают протекать ядерные реакции.

5. Вопрос о механизме высвобождения ядерной энергии в водородно-гелиевой среде является не совсем тривиальным. Дело в том, что обычные ядерные реакции, которые мы анализировали в гл. IV, в такой среде непосредственно происходить не могут. Действительно, при столкновении двух протонов или двух α -частиц образования новых ядер не происходит:



так как изотопы гелия He^2 и бериллия Be^8 не существуют. Аналогичным образом из-за отсутствия изотопа лития Li^5 не может протекать реакция присоединения протона к α -частице:



Реакцией, после которой в водородно-гелиевой среде начинаются обычные ядерные превращения, является экзотическая в земных условиях реакция

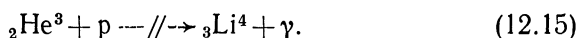


Эта реакция протекает с участием слабого взаимодействия (см. гл. VII, § 8), так что ее сечение должно быть очень малым. Теоретические оценки показывают, например, что при относительной энергии сталкивающихся протонов в 1 МэВ сечение этой реакции равняется приблизительно 10^{-23} барн. При меньших энергиях протонов сечение должно быть еще меньше (см. гл. IV, § 3). Неудивительно поэтому, что реакция (12.13) в земных условиях не наблюдалась.

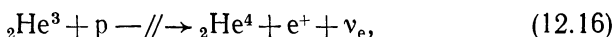
После образования дейтронов скорость ядерных превращений резко возрастает. Образовавшийся дейтрон вступает в реакцию



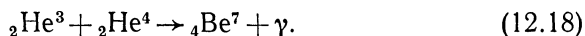
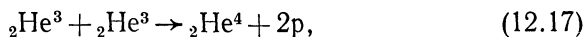
в результате которой образуется изотоп гелия ${}^3\text{He}$. Ядро ${}^3\text{He}$ не может исчезнуть, просто присоединив протон, так как изотоп лития ${}^3\text{Li}^4$ не существует:



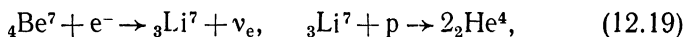
Ядро ${}^3\text{He}$ практически не может также присоединить протон и превратиться при этом в изотоп гелия:



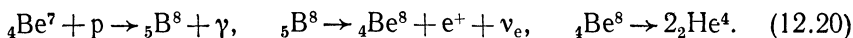
так как эта реакция вновь протекает с участием слабого взаимодействия и, следовательно, маловероятна. Поэтому сгореть ядро ${}^3\text{He}$ может только при столкновении с ядрами изотопов гелия ${}^2\text{He}^3$ и ${}^2\text{He}^4$:



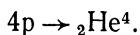
Если ядро ${}^2\text{He}^3$ сгорает в реакции (12.17), то цепочка ядерных реакций завершается: вместо исходных четырех протонов получилось ядро изотопа гелия ${}^4\text{He}^4$. Если же ядро ${}^2\text{He}^3$ вступает в реакцию (12.18), то цепочка реакций завершается следующим образом: либо



либо



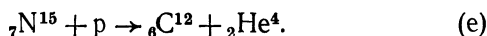
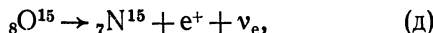
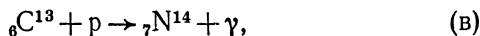
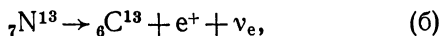
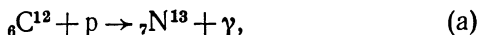
Цепь ядерных превращений (12.12)—(12.20) носит название *водородной цепочки* или, что то же, *водородного цикла*. Итогом этих реакций является превращение четырех протонов в ядро изотопа гелия ${}^4\text{He}^4$:



В процессе этого превращения выделяется 26,7 МэВ энергии, от 2 до 19% которой (в зависимости от типа завершающих водородный цикл реакций) уносится нейтрино.

6. Помимо водородной цепочки, водород может сгорать в ядерных реакциях, протекающих с участием более тяжелых элементов — углерода, кислорода и т. д. Очевидно, однако, что существенную роль такие ядерные превращения могут сыграть только в том случае, если тяжелые элементы воссоздаются в ядерных реакциях, т. е. являются своеобразными катализаторами. Важнейшая из таких цепочек ядерных превращений протекает с участием ядра изотопа углерода ${}^6\text{C}^{12}$ и называется *углеродным циклом* (Г. Бете, 1939).

Углеродный цикл состоит из следующих реакций *):



Итогом углеродного цикла **), так же как и водородного, является превращение четырех протонов в α -частицу:

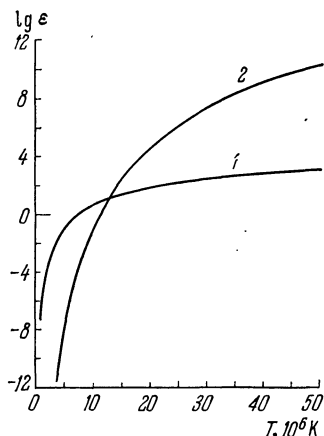
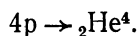


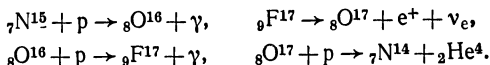
Рис. 12.2. Зависимость от температуры скоростей выделения энергии ϵ (эрг/(г·с)) в водородном (кривая 1) и углеродном (кривая 2) циклах.

Это превращение сопровождается выделением 26,8 МэВ энергии, из которых около 1,7 МэВ уносится нейтрино.

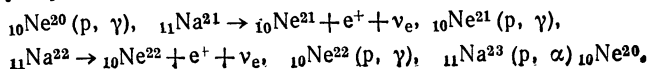
На рис. 12.2 приведены скорости выделения энергии в водородном и углеродном циклах в зависимости от температуры в условиях недр Солнца. Как видно из этого рисунка, скорость выделения энергии в углеродном цикле с ростом температуры растет значительно сильнее (как T^{24}), чем скорость выделения энергии в водородном цикле (как T^4). Это связано в конечном счете с тем, что сечение фундаментальной для водородного цикла реакции (12.13) ограничено сверху аномально малой величиной 10^{-23} барн. Поэтому уже при температу-

рах вещества 10^7 К скорость выделения энергии в водородном цикле достигает насыщения. Напротив, сечения реакций углеродного цикла ограничены сверху типично ядерными сечениями ($\approx 10^{-2}$ барн), уменьшенными на порядок величины константы $\alpha = 1/137$ электромагнитного взаимодействия, т. е. сечениями по-

*) С небольшой вероятностью цепочка реакций идет дальше:



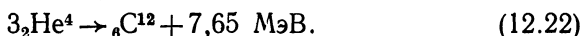
**) Кроме углеродного цикла может протекать неоновый цикл:



рядка 10^{-4} барн. Поэтому область насыщения на кривой скорости выделения энергии в углеродном цикле расположена при намного более высоких температурах. Как видно из рис. 12.2, скорости выделения энергии в водородном и углеродном циклах на Солнце сравниваются при температуре $\approx 13 \cdot 10^6$ К.

7. После выгорания водорода в центральных областях звезда становится резко неоднородной. Она будет состоять из гелиевого ядра, в котором не протекают ядерные реакции, и богатой водородом оболочки. Перемещение ядерных реакций к внешним слоям звезды, как показывает теоретический анализ, приводит к ее «раздуванию». Ее радиус, а следовательно, и светимость резко возрастают. Звезда сходит с главной последовательности и становится красным гигантом.

По мере выгорания водорода масса центрального гелиевого ядра увеличивается. Дальнейшая судьба звезды определяется ее полной массой. Сейчас считается, что в звездах с массой $M < 3M_{\odot}$ из-за сброса оболочки на стадии красного гиганта ядерная эволюция завершается образованием изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$. В более массивных звездах ($M > 3M_{\odot}$) гелиевое ядро, лишенное ядерных источников энергии, постепенно сжимается (см. п. 3). Его плотность и температура при этом увеличиваются. Когда плотность достигает величины $\approx 10^6$ г/см³, а температура $\approx 10^8$ К, начинается эффективное сгорание гелия в реакции тройного соударения α -частиц:



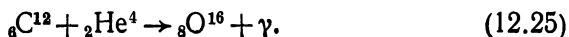
Эта реакция протекает в две стадии. Сначала две α -частицы объединяются на очень малый промежуток времени ($\approx 10^{-16}$ с) в нестабильное ядро изотопа бериллия ${}_4\text{Be}^8$:



Несмотря на очень малое время жизни ядра ${}_4\text{Be}^8$, при достижении указанных выше плотности и температуры с ним успевает прореагировать новая α -частица:



Интересно отметить, что важная роль реакции (12.22) в эволюции звезды (и особенно в процессах происхождения элементов, см. § 2) обусловлена в значительной мере случайным обстоятельством: «удачно» (т. е. близко к энергии, необходимой для распада на $\alpha + {}_4\text{Be}^8$) расположенный уровень ядра изотопа ${}_6\text{C}^{12}$ (рис. 12.3) делает эту реакцию при звездных энергиях резонансной (см. гл. IV, § 7). Отметим, что существование этого уровня в ядре ${}_6\text{C}^{12}$ было предсказано именно по высокой распространенности в космосе углерода (см. § 2). После того как образуется достаточно большое количество углерода, гелий будет сгорать также в реакции



После завершения реакций (12.22) и (12.25) ядро звезды будет состоять из углерода (изотоп ${}_6\text{C}^{12}$) и кислорода (изотоп ${}_8\text{O}^{16}$).

Реакции сгорания углерода и кислорода и последующие реакции представляют большой интерес для теории происхождения элементов. Соответствующие им стадии эволюции мы рассмотрим в следующем параграфе.

8. Существующие представления об условиях внутри звезд могли бы быть сопоставлены непосредственно с наблюдательными данными, если бы удалось научиться регистрировать *нейтринное излучение* звезд.

Нейтрино, как мы указывали в гл. VII, § 8, взаимодействуют с веществом посредством слабых сил и поэтому характеризуются колоссальной проникающей способностью. В частности, будучи

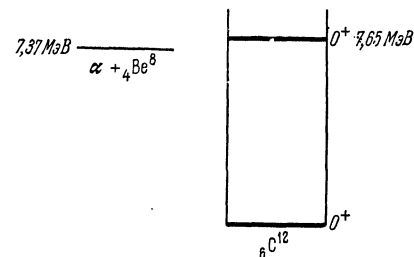
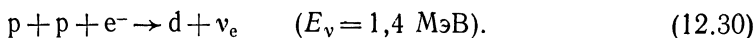
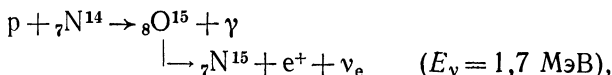
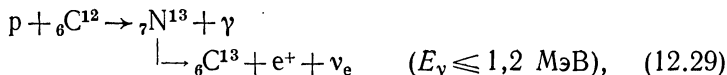
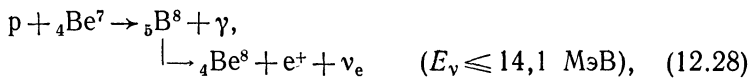
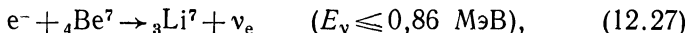
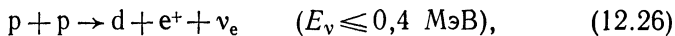


Рис. 12.3. Положение уровня 0^+ ядра ${}_6\text{C}^{12}$, играющего большую роль в эволюции звезды и образовании элементов.

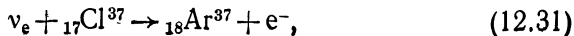
Линией слева обозначен порог развала ядра ${}_6\text{C}^{12}$ на α -частицу и ядро ${}_4\text{Be}^8$, равный 7,37 МэВ.

испущенными в ядерных реакциях в недрах звезды, нейтрино свободно пронизывают толщу ее вещества и несут, следовательно, непосредственную информацию о внутризвездных условиях.

В этом пункте мы рассмотрим солнечное нейтринное излучение. Испускание нейтрино звездами на конечных стадиях эволюции будет рассмотрено в п. 12. Нейтринное излучение Солнца может возникать за счет следующих ядерных процессов:



Начиная с 1955 г., группой Р. Дэвиса (США) делаются попытки обнаружить солнечные нейтрино, испущенные в реакции (12.28) («борные» нейтрино). Детектором борных нейтрино служит реакция



предложенная для регистрации солнечных нейтрино Б. М. Понтекорво еще в 1946 г. Реакция (12.31) имеет порог 0,81 МэВ и, вообще говоря, может быть использована для регистрации нейтрино всех реакций (12.26)—(12.30). Реально, однако, конечное ядро Ar^{37} в реакции (12.31) из-за своих структурных особенностей с подавляющей вероятностью оказывается в возбужденном состоянии с энергией примерно 5 МэВ. Соответственно эффективный порог реакции (12.31) увеличивается до 5,8 МэВ, так что она может быть использована практически только для регистрации борных нейтрино.

Современная установка для регистрации солнечных нейтрино представляет собой установленный на глубине 1,5 км (в глубокой старой шахте) резервуар, содержащий около 400 м³ четыреххлористого углерода (C_2Cl_4). Получающиеся в результате реакции (12.31) радиоактивные атомы аргона извлекаются из жидкости C_2Cl_4 продуванием гелия и уже из гелия выделяются радиохимическим путем. О сложности эксперимента можно судить, например, по тому, что во всем объеме детектора ожидается одновременное присутствие всего лишь нескольких десятков атомов радиоактивного аргона (атомов изотопа $^{18}\text{Ar}^{37}$; период полураспада ядра $^{18}\text{Ar}^{37}$ равняется примерно 35 дням).

В настоящее время (начало 1979 г.) считается, что в опытах Дэвиса солнечные борные нейтрино обнаружены. Их число, однако, примерно в два раза меньше теоретического нижнего предела, совместимого с современными моделями строения Солнца.

Смысл имеющегося расхождения между теорией и экспериментом пока остается неясным. Нужны, очевидно, новые опыты с другими детекторами, обладающими, в частности, более низким порогом.

9. Перейдем к завершающим стадиям эволюции звезд. В этом и следующем пунктах мы рассмотрим равновесные состояния «холодных» звезд, в п. 12 — вспышки сверхновых.

Как указывалось в п. 3, если излучение звезды не компенсируется каким-либо источником энергии негравитационного происхождения, то звезда должна подвергаться гравитационному сжатию. В начальный период эволюции звезды стадия гравитационного сжатия прекращается ядерными реакциями, протекающими в ее недрах. Будет ли находиться звезда в равновесии после исчерпания запасов ядерной энергии, зависит от того, могут ли развиваться в веществе при температуре абсолютного нуля силы давления, способные противостоять силам гравитационного притяжения.

При высоких плотностях ($\rho \gtrsim 10^9$ г/см³) в веществе существуют уже не атомы и молекулы, а только «голые» ядра и электроны. В классической механике при абсолютном нуле температуры движение микрочастиц в газе отсутствует, так что отсутствует и давление. Однако при очень низких температурах свойства вещества определяются уже не классической, а квантовой механикой. В квантовой же механике движение частиц, подчиняющихся стати-

стике Ферми — Дирака, при абсолютном нуле температуры не прекращается. Проследим за характером этого движения на важном для нас примере идеального электронного газа, находящегося при абсолютном нуле температуры. Электроны в этом случае должны находиться в наинизших возможных для них состояниях.

Для неограниченной среды состояние свободного электрона определяется его импульсом \mathbf{p} и проекцией спина на ось z . Низшим состоянием по энергии является, конечно, состояние с импульсом $\mathbf{p} = 0$. Но в это состояние согласно квантово-механическому принципу Паули (гл. II, § 8) нельзя поместить больше двух электронов. Поэтому все остальные электроны должны последовательно заполнять состояния с отличными от нуля импульсами \mathbf{p} . Можно показать, что величина граничного импульса p_F (импульса Ферми), до которого все состояния в электронном газе заполнены при нулевой температуре, следующим образом связана с плотностью электронного газа n_e :

$$p_F = 3,28 \cdot 10^{-27} n_e^{1/3} \quad (\text{система СГС}). \quad (12.32)$$

Соответственно граничная энергия E_F (энергия Ферми) связана с плотностью электронного газа соотношением

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} = 3,68 \cdot 10^{-21} n_e^{2/3} \quad (\text{МэВ}) \quad \text{при} \quad E_F \ll mc^2, \quad (12.33)$$

$$E_F = cp_F = 0,60 \cdot 10^{-10} n_e^{1/3} \quad (\text{МэВ}) \quad \text{при} \quad E_F \gg mc^2.$$

Давление $P_{\text{газ}}$ газа пропорционально плотности частиц и средней энергии их движения. В данном случае это означает, что $P_{\text{газ}} \propto n_e E_F$ и, следовательно,

$$P_{\text{газ}} \propto \rho^{5/3} \quad (E_F \ll mc^2) \quad (12.34)$$

или

$$P_{\text{газ}} \propto \rho^{4/3} \quad (E_F \gg mc^2), \quad (12.35)$$

где ρ — плотность вещества *) (очевидно, $n_e \propto \rho$). Итак, в плотном холодном веществе за счет квантовомеханических эффектов (соотношения неопределенностей и принципа Паули) возникает *давление электронного газа*.

*) Более точно:

$$P_{\text{газ}} = 10^7 (\rho/\mu)^{5/3} \text{ эрг/см}^3 \quad (E_F \ll mc^2),$$

$$P_{\text{газ}} = 1,2 \cdot 10^9 (\rho/\mu)^{4/3} \text{ эрг/см}^3 \quad (E_F \gg mc^2),$$

где μ — число нуклонов, приходящихся на один электрон. Случай $E_F \ll mc^2$ (нерелятивистский электронный газ) соответствует плотностям $\rho \leq 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$, случай $E_F \gg mc^2$ (релятивистский электронный газ) — плотностям $\rho \geq 2 \times 10^6 \text{ г/см}^3$. Для ориентировки в масштабах давлений электронного газа укажем, что при $\rho \approx 10^7 \text{ г/см}^3$ давление $P \approx 10^{12} \text{ атм}$ ($\mu \approx 2$),

Посмотрим теперь, смогут ли силы этого давления приостановить процесс гравитационного сжатия. Давление, создаваемое силами притяжения в центре звезды, следующим образом зависит от массы и радиуса звезды:

$$P_g \sim M^2/R^4. \quad (12.36)$$

Это давление можно выразить через плотность ρ вещества звезды *):

$$P_g \sim M^{2/3}\rho^{4/3}. \quad (12.37)$$

Сравнив формулу (12.37) с формулами (12.34) и (12.35), легко установить следующее. Если бы электронный газ оставался всегда нерелятивистским, то создаваемое им давление могло бы стабилизировать звезду любой массы. Действительно, соответствующим выбором плотности ρ всегда можно сделать так (см. (12.34)), чтобы

$$P_{\text{газ}} > P_g. \quad (12.38)$$

На самом деле при высоких плотностях ($\rho \gg 10^6$ г/см³) электронный газ становится релятивистским. Поэтому при достаточно большой массе M звезды гравитационное давление (см. (12.37)) будет всегда больше давления релятивистского вырожденного электронного газа. Отсюда следует, что существует критическое значение $M_{\text{кр}}$ массы звезды, называемое часто *чандрасекаровским пределом*, выше которого силы давления вырожденного электронного газа не смогут остановить гравитационного сжатия звезды. Численные расчеты показывают, что

$$M_{\text{кр}} \approx \frac{5,75}{\mu^2} M_{\odot}, \quad (12.39)$$

где μ — число нуклонов, приходящихся на один электрон. Если вещество состоит из относительно легких ядер, для которых $N \approx Z$, то $\mu = 2$, а

$$M_{\text{кр}} \approx 1,44 M_{\odot}. \quad (12.40)$$

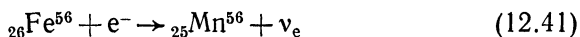
При $M < M_{\text{кр}}$ звезда может быть стабилизирована давлением вырожденного электронного газа. Предполагается, что белые карлики удерживаются в равновесии именно вырожденным электронным газом.

10. При достаточно высокой плотности равновесие звезды нарушается процессами *нейтронизации* вещества. Рассмотрим их подробнее.

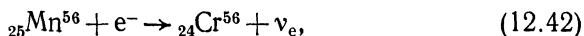
Для определенности будем предполагать, что вещество состоит из изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{56}$. При плотности вещества, большей

*) При качественном рассмотрении можно не учитывать неоднородность звезды.

$1,15 \cdot 10^9$ г/см³, граничная энергия Ферми электронного газа превышает верхнюю границу ($E_{\max} = 3,7$ МэВ) β -спектра ядра изотопа марганца ${}_{25}\text{Mn}^{56}$. Поэтому начнется процесс

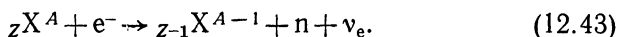


превращения изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{56}$ в ядра изотопа марганца ${}_{25}\text{Mn}^{56}$. Образовавшиеся ядра изотопа марганца в свою очередь превращаются в ядра изотопа хрома ${}_{24}\text{Cr}^{56}$:



так как верхняя граница β -спектра ядра ${}_{24}\text{Cr}^{56}$ равняется только 1,6 МэВ. Последующее превращение ядер ${}_{24}\text{Cr}^{56}$ в ядра изотопа ванадия ${}_{23}\text{V}^{56}$ требует больших плотностей, чем $1,15 \cdot 10^9$ г/см³. Реакции (12.41)—(12.42) частично лишают звезду ее «электронной опоры». Это приводит к сжатию звезды и увеличению ее плотности.

С увеличением плотности и, следовательно, граничной энергии Ферми электронного газа будут появляться ядра со все большей верхней границей β -спектра. В конце концов атомные ядра окажутся настолько перегруженными нейтронами, что захват электронов будет сопровождаться испусканием свободных нейтронов:



В рассматриваемом случае вещества, состоящего вначале из изотопа железа ${}_{26}\text{Fe}^{56}$, это наступит при граничной энергии Ферми $E_F = 22$ МэВ ($\rho \approx 4 \cdot 10^{11}$ г/см³). При этом роль ядер ${}_Z\text{X}^A$ в реакции (12.43) будут играть ядра изотопа магния ${}_{12}\text{Mg}^{56}$.

При дальнейшем увеличении плотности будет появляться все больше свободных нейтронов, так что наконец все вещество почти полностью станет состоять из свободных нейтронов *).

Звезды, состоящие почти целиком из нейтронов, называются *нейтронными*. Их существование было теоретически предсказано Дж. Оппенгеймером и Г. Волковым в 1939 г. Нейтронные звезды характеризуются приблизительно ядерной плотностью вещества ($2 \cdot 10^{14}$ г/см³) и удерживаются в равновесии давлением *нейтронного газа*. Теоретические оценки показывают, что нейтронный газ может

*) Правда, целиком из нейтронов звезда состоять не может, так как необходимо наличие электронного газа, чтобы предотвратить обратное превращение нейтронов в протоны. Однако отношение плотности n_e электронов и, следовательно, плотности n_p протонов (число которых из-за нейтральности вещества должно равняться числу электронов) к плотности n_n нейтронов может стать очень малым. Например, при $\rho = 2 \cdot 10^{14}$ г/см³

$$\frac{n_e}{n_n} \approx 10^{-2}, \quad (12.44)$$

стабилизировать звезду вплоть до массы

$$M \approx M_{\text{пр}} \approx (1,6 - 2) M_{\odot}. \quad (12.45)$$

Возрастание предельного значения массы, при которой холодная звезда может находиться в состоянии равновесия, вызвано главным образом тем, что на малых расстояниях между нейтронами действуют интенсивные ядерные силы отталкивания (см. гл. V, § 5, п. 3). Сложность учета этих сил и приводит к неопределенности в значении $M_{\text{пр}}$ даже большей, чем показано в (12.45).

Теоретически предсказанные нейтронные звезды были отождествлены с открытыми в 1967 г. в лаборатории А. Хьюиша (Англия) пульсарами. Пульсарами называются «точечные» источники импульсного радиоизлучения с периодом от $1/30$ доли секунды до секунд и общей интенсивностью порядка $10^{36} - 10^{38}$ эрг/с (рис. 12.4). Напомним, что светимость Солнца равняется «всего лишь» $2 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Теоретические исследования показали, что пульсаром может быть только быстро вращающаяся сильно намагниченная нейтронная звезда.

Рассмотрим, как гипотеза о вращающейся нейтронной звезде объясняет основные особенности пульсаров. Предварительно заметим, что образовавшаяся нейтронная звезда должна быть сильно намагниченной ($H \approx 10^{12}$ Э) и быстро вращаться (период $T \approx 0,1 - 0,01$ с). Появление сильного магнитного поля и быстрое вращение нейтронной звезды объясняются высокой проводимостью ее плазменного вещества и сохранением вращательного момента. Действительно, большая проводимость плазмы означает, что в процессе сжатия магнитный поток не меняется и, следовательно, $H \cdot R^2 = \text{const}$, где R — радиус звезды.

Аналогичным образом, сохранение вращательного момента предполагает, что $R^2/T = \text{const}$. При образовании нейтронной звезды ($R \approx 10^6$ см) из обычной ($R \approx 10^{11}$ см) радиус звезды уменьшается в 10^5 раз. Соответственно магнитное поле должно возрасти, а период вращения уменьшиться в 10^{10} раз.

Представим себе теперь, что ось магнитного момента не совпадает с осью вращения нейтронной звезды. Тогда магнитный момент изменяется во времени, и звезда должна излучать. Оказывается, что магнитно-дипольное излучение нейтронной звезды должно быть сосредоточено в узком конусе (раствор угла порядка 10°), ось которого перпендикулярна направлению магнитного момента (рис. 12.5).

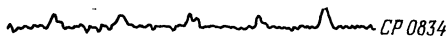


Рис. 12.4. Радиоизлучение пульсара CP 0834, впервые зарегистрированное на Земле.

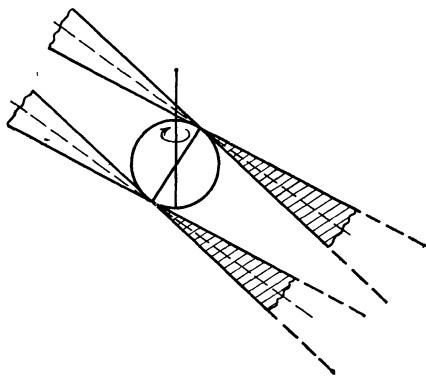


Рис. 12.5. Схема излучения пульсара. Стрелкой отмечена ось вращения нейтронной звезды.

Импульсный характер радиоизлучения объясняется «эффектом маяка» — Земля периодически попадает в конус излучения.

Одним из важных свойств пульсаров является вековое увеличение периода их пульсаций. Например, период пульсара, находящегося внутри Крабовидной туманности, увеличивается на 36 наносекунд в день. В рамках гипотезы о вращающейся нейтронной звезде увеличение периода пульсаций объясняется постепенной диссипацией вращательной энергии пульсара.

Нейтронная звезда может быть источником не только импульсного радиоизлучения, но и рентгеновского излучения ($\hbar\omega \gtrsim \gtrsim 1$ — 20 кэВ). Для этого нейтронная звезда должна быть одним из компонентов тесной двойной системы звезд. Рентгеновское излучение ($\sim 10^{36}$ — 10^{38} эрг/с) возникает в результате аккреции, т. е. падения и захвата вещества другой звезды на поверхность нейтронной звезды. При падении вещества на поверхность нейтронной звезды выделяется около 10^{20} эрг/г энергии (гравитационный потенциал поверхности нейтронной звезды с массой Солнца равняется примерно $0,1 c^2$, что соответствует гравитационной энергии связи нуклона около 100 МэВ). Для объяснения наблюдаемой интенсивности источников рентгеновского излучения (которые всегда оказываются тесными двойными системами звезд) необходимо предположить, что нейтронной звездой захватывается около $10^{-9} M_{\odot}$ вещества в год.

11. Если масса звезды на конечной стадии ее эволюции окажется больше предельной $M_{\text{пр}}$ (см. (12.45)), то концом эволюции является бесконечное гравитационное сжатие (гравитационный коллапс): квантовомеханическое внутреннее давление вещества не может противостоять силам давления, вызываемым гравитацией. В рамках дорелятивистской классической теории в этом случае получалось, что звезда должна сжиматься в точку. В общей теории относительности показывается, что для удаленного от коллапсирующей звезды (т. е. находящегося вне ее гравитационного поля) наблюдателя радиус звезды асимптотически стремится к *гравитационному радиусу*

$$r_g = \frac{2\kappa M}{c^2}. \quad (12.46)$$

Сфера радиуса r_g называется *сферой Шварцшильда* по имени американского физика, получившего точное решение уравнений гравитации для сферически симметричного поля тяготения в общей теории относительности. При приближении радиуса звезды к гравитационному радиусу скорость сжатия для удаленного наблюдателя бесконечно замедляется, так что звезда выглядит «застывшей» в своем развитии. Отметим также, что излучение звезды по мере приближения ее радиуса к гравитационному становится все более и более слабым; в пределе звезда полностью изолируется от внешнего наблюдателя («самозамыкается»),

Звезда в состоянии коллапса называется «черной дырой». Черные дыры являются нестабильными объектами (Хоукинг, 1975) и постепенно распадаются за счет квантового туннельного эффекта (гл. VI, § 3). М. А. Марков выдвинул гипотезу о том, что конечным продуктом распада черной дыры является максимон (гл. VII, § 1, п. 4), удерживаемый от дальнейшего распада влиянием сильных квантовых гравитационных эффектов. Черные дыры могут быть обнаружены по рентгеновскому излучению, возникающему при аккреции вещества черной дырой.

Правда, при этом возникает нетривиальная проблема дифференциации нейтронной звезды и черной дыры. Возможно, что рентгеновское излучение источника «Лебедь X-1» возникает за счет аккреции вещества именно черной дырой.

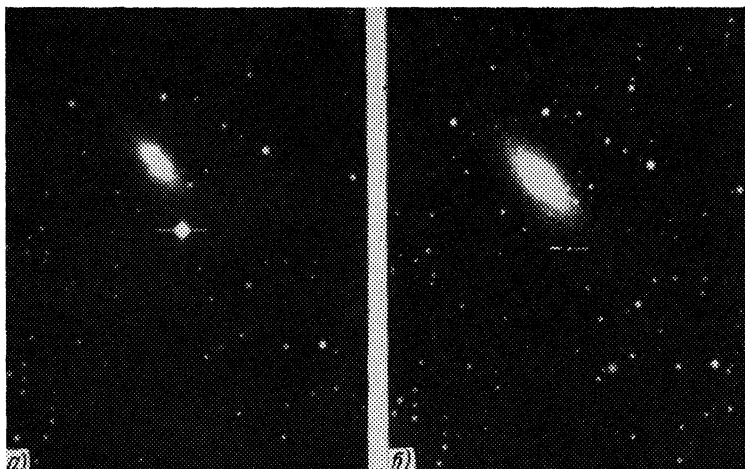


Рис. 12.6. Сверхновая, вспыхнувшая в галактике NGC 5253.

а) Фотография 16.5.72, б) фотография 24.4.73.

12. Данные наблюдений показывают, что нейтронные звезды (пульсары) возникают скорее всего при взрывах — вспышках сверхновых. Вспышка сверхновой представляет собой гигантский по масштабам взрыв звезды. В момент вспышки сверхновой светимость звезды увеличивается в миллиарды раз, и на короткое время (порядка месяца) звезда по своей яркости становится сравнимой с целой галактикой (рис. 12.6). По зависимости яркости сверхновой от времени специалисты различают два типа сверхновых — сверхновые I и II (СН I и СН II). В табл. 12.2 приведены характеристики взрывов СН I и СН II.

Основными в физике сверхновых являются вопросы о происхождении их гигантской энергии и механизмах ее взрывного высвобождения.

Т а б л и ц а 12.2. Характеристики сверхновых I и II

Тип сверхновой	СН I	СН II
Выброшенная масса	$(0,1-1) M_{\odot}$	$> 5 M_{\odot}$
Средняя скорость выброшенной массы	10^9 см/с	$5 \cdot 10^8$ см/с
Кинетическая энергия выброшенной массы	$5 \cdot 10^{50}$ эрг	10^{51} эрг
Энергия светового излучения	$4 \cdot 10^{49}$ эрг	10^{49} эрг

Теоретически можно указать два возможных источника энергии вспышки сверхновой. Первым источником являются уже знакомые нам ядерные реакции. Как мы увидим ниже, опасность ядерного взрыва подстерегает звезду на стадии сжигания в ее центральных областях ядер изотопа углерода ${}_{6}\text{C}^{12}$. При горении углерода выделяется энергия Q , равная примерно 1 МэВ на нуклон. Поэтому для получения наблюдаемой при вспышке сверхновой энергии достаточно взрывным образом сжечь 1—2 солнечных массы углерода:

$$E \approx M_{\odot} \cdot Q_{\text{C}^{12}} = 2 \cdot 10^{51} \text{ эрг.} \quad (12.47)$$

Вторым, и значительно более мощным, источником энергии является гравитационное сжатие звезды. Масштаб высвобождаемой при сжатии гравитационной энергии можно оценить, сравнив удельную энергию связи нуклона в атомном ядре с энергией связи нуклона в гравитационном поле. Максимально возможная гравитационная энергия связи нуклона, как показывается в общей теории относительности, равняется его энергии покоя. Именно такой будет энергия связи у нуклона, находящегося на поверхности звезды, радиус которой равняется ее гравитационному радиусу r_g . Меньшей, но все еще намного превышающей ядерную будет энергия связи нуклона, находящегося на поверхности нейтронной звезды. Например, если масса последней равняется массе Солнца, то гравитационная энергия связи находящегося на ее поверхности нуклона дается формулой

$$\epsilon_{\text{св}} = \frac{\kappa M_{\text{N}} M_{\odot}}{R_{\text{нейтр}}} \approx 100 \text{ МэВ,} \quad (12.48)$$

что в 10—12 раз превышает энергию связи нуклона в ядре. При образовании нейтронной звезды с массой $M \approx M_{\odot}$ должна выде-

литься энергия, равная по порядку величины

$$\frac{\kappa M^2}{R_{\text{нейтр}}} = \frac{6,7 \cdot 10^{-8} \cdot 4 \cdot 10^{66}}{10^6} \approx 2,8 \cdot 10^{53} \text{ эрг.} \quad (12.49)$$

Значительно более сложным и пока еще не до конца решенным является вопрос о механизмах взрывного высвобождения ядерной или гравитационной энергии.

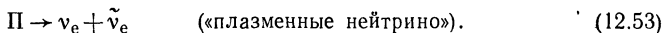
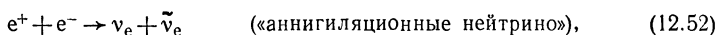
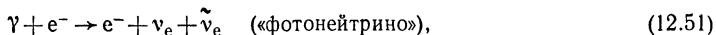
Представляется правдоподобным, что взрыв звезды обусловлен развитием в ее недрах либо тепловой, либо гидродинамической неустойчивости. В первом случае может произойти сильный перегрев звезды и, как следствие, термоядерный взрыв, во втором — развивается *имплозия* — катастрофическое сжатие звезды со скоростью порядка скорости свободного падения. В результате звезда за время $t_{\text{гидр}}$, называемое *гидродинамическим* временем,

$$t_{\text{гидр}} \approx \frac{R}{v_{\text{зв}}} \approx \frac{R}{\sqrt{\partial p / \partial \rho}} \approx \frac{R}{\sqrt{\bar{p} / \bar{\rho}}} \approx \left(\frac{R^3}{\kappa M} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{1}{4\pi \rho} \right)^{1/2} \quad (12.50)$$

сжимается до состояния либо нейтронной звезды, либо черной дыры и высвобождает гравитационную энергию (12.49). В формуле (12.50) R — размеры звезды, \bar{p} , $\bar{\rho}$ — средние давление и плотность, $v_{\text{зв}}$ — скорость звука *).

Отсюда следует, что на стадии главной последовательности звезды как сверхновые взрываться не могут: в этот период времени из-за отрицательной теплоемкости (см. п. 3) звезды находятся в состоянии устойчивого теплового и механического равновесия.

Многочисленные теоретические исследования последних 10—15 лет позволили ограничить круг звезд, которые могут взрываться как сверхновые. Оказалось, что отмеченные выше опасные для звезды неустойчивости развиваются в недрах достаточно массивных звезд с $M > 3M_{\odot}$ и притом в конце их активной жизни, а именно начиная со стадии сжигания углерода. В этот период звезды являются сильно неоднородными. Они состоят из центрального углеродного (или углеродно-кислородного) ядра, окруженного водородно-гелиевой оболочкой. Масса углеродного ядра, его плотность и температура определяются полной массой звезды. Например, у одиночных звезд с массой $3M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$ масса углеродного ядра достигает $M_C = 1,4 M_{\odot}$, а плотность и температура в момент загорания углерода равняются соответственно $2 \cdot 10^9$ г/см³ и $3 \cdot 10^8$ К. У звезд с массой $M > 10M_{\odot}$ углеродное ядро имеет массу $M_C > 1,4 M_{\odot}$, а закигание углерода происходит при плотности $\rho < 2 \cdot 10^9$ г/см³ и температуре $T > 3 \cdot 10^8$ К. Потери тепловой энергии звезды в этот период времени обусловлены не излучением фотонов, а излучением нейтрино за счет (ev)-процессов (см. гл. VII, § 8). Главными из этих процессов являются следующие:



В (12.53) буквой P обозначен плазмон — квант плазменных колебаний. Необходимые для (12.52) позитроны возникают при температурах $T \gtrsim m_e c^2$ в равновесных процессах



Преобладание нейтринных потерь энергии над фотонными обусловлено не тем, что при температурах, характерных для углеродного ядра звезды, число нейтрино

*) Для Солнца $t_{\text{гидр}} \approx 10^3$ с, для звезды с плотностью $2 \cdot 10^9$ г/см³ $t_{\text{гидр}} \approx 1$ с.

становится больше числа фотонов. Напротив, в недрах звезды в единице объема фотонов намного больше, чем нейтрино. Однако нейтрино, возникшая в процессах (12.51) — (12.53), из-за аномально малого коэффициента поглощения *) немедленно покидают звезду, в то время как фотону, чтобы пройти, например, расстояние 10 км, даже в условиях недр Солнца требуется несколько дней.

Из-за высокого темпа эволюции, обусловленного нейтринными потерями энергии, углеродные ядра как бы изолируются и эволюционируют независимо от оболочки звезды.

Какой именно тип неустойчивости разовьется в ядре звезды, зависит от его массы M_C . Рассмотрим сначала случай, когда

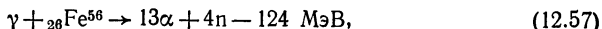
$$M_C > 1,44 M_{\odot}. \quad (12.55)$$

В этом случае внутреннее давление существенно зависит от температуры, и ядро звезды может, следовательно, регулировать темп горения углерода. Поэтому неустойчивость — гидростатическая неустойчивость — и, как следствие, имплозия возникают только после образования «железного» ядра, т. е. ядра звезды, состоящего из атомных ядер группы железа. Проследим за возникновением этой неустойчивости. Лишенное ядерных источников энергии железное ядро звезды (опять-таки из-за нейтринных потерь) быстро разогревается и уплотняется. На первых порах темп гравитационного сжатия, определяемый нейтринными потерями, будет таким, что ядро звезды успеет «подстроиться» под изменяющиеся условия и останется в гидростатическом равновесии. Однако при температурах $T \gtrsim 5 \cdot 10^9$ К или при плотностях $\rho \gtrsim 1,15 \cdot 10^9$ г/см³ включаются столь мощные «холодильники», что гидростатическое равновесие ядра звезды обязательно должно нарушиться. Какая величина быстрее достигнет критического значения при гравитационном сжатии — температура или плотность, определяется массой углеродного ядра.

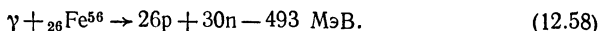
В звездных ядрах с массой

$$M_C > 2 M_{\odot} \quad (12.56)$$

быстрее достигается температура $T \approx 5 \cdot 10^9$ К, так что срыв механического равновесия происходит за счет процесса фотодиссоциации атомных ядер железа сначала на α -частицы:



а затем и на протоны и нейтроны:



Необходимые для этих процессов γ -кванты поставляются тепловым излучением сильно разогретых недр звезды. Скорость протекания фотодиссоциации (12.57) и (12.58) при высоких температурах очень велика. Например, при $T \approx 4 \cdot 10^9$ К фотодиссоциация завершается за 10 с, а при $T \approx 7 \cdot 10^9$ К — за 10^{-6} с.

Таким образом, в результате процессов фотодиссоциации за считанные секунды или доли секунд поглощается энергия, которую звезда высвечивала в течение всей своей активной жизни. В связи с этим внутреннее давление резко падает, и ядро звезды теряет гидростатическое равновесие.

При гравитационном сжатии углеродного ядра с первоначальной массой M_C , удовлетворяющей соотношению

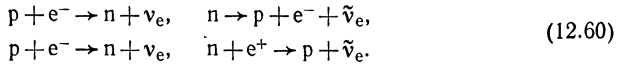
$$1,44 M_{\odot} < M_C < 2 M_{\odot}, \quad (12.59)$$

быстрее достигаются критические значения плотности.

*) Массовый коэффициент μ_{ν} поглощения нейтрино с энергией 1 МэВ по порядку величины равняется 10^{-19} см²/г; «толщина» же Солнца равняется всего лишь $2 \cdot 10^{11}$ г/см².

Гидростатическое равновесие в этом случае нарушается уже знакомыми нам (см. п. 10) процессами нейтронизации. Звездные ядра с массой (12.59) удерживаются в равновесии в значительной степени давлением вырожденного релятивистского электронного газа. Процессы нейтронизации (12.41)—(12.43) лишают ядро звезды его «электронной опоры», ничем ее не заменяя: энергия поглощаемых электронов частично идет на разрыв связей нуклонов в атомных ядрах, частично уносится нейтрино.

Начавшись с процессов фотодиссоциации либо нейтронизации, имплозия железного ядра звезды поддерживается нейтринными потерями энергии (12.51)—(12.53), величина которых возрастает из-за разогревания вещества при сжатии. Дополнительные потери возникают за счет «урка-процессов»:



Прекращается имплозия на стадии нейтронной звезды, разогретой до температуры $T \approx 10^{11}$ К. Практически вся высвобождающаяся при имплозии гравитационная энергия, превышающая 10^{53} эрг, уносится нейтрино. Хотя этой энергии, и даже небольшой ее доли, было бы вполне достаточно для объяснения вспышки сверхновой, до сих пор не найдено правдоподобного механизма, посредством которого энергия передавалась бы оболочке звезды. Может оказаться, что рассмотренные нами катастрофические процессы в звездах соответствуют пока еще не наблюдавшимся «тихим» взрывам звезд, главным внешним проявлением которых является нейтринный импульс длительностью порядка десятка секунд с общей энергией, большей 10^{53} эрг. Обнаружение таких взрывов явилось бы указанием на правильность основных положений теории.

Перейдем теперь к рассмотрению случая, когда масса M_C углеродного ядра звезды удовлетворяет условию

$$M_C < 1,44 M_{\odot}.$$

К моменту начала горения углерода масса углеродного ядра M_C приближается к своему пределу $1,44 M_{\odot}$. Ее можно принять равной

$$M_C = 1,4 M_{\odot}. \quad (12.61)$$

Углеродные ядра с массой (12.61) удерживаются в равновесии давлением вырожденного электронного газа. Например, при температуре $T \approx 3 \cdot 10^8$ К и плотности вещества $\rho = 2 \cdot 10^9$ г/см³, при которых начинается горение углерода, вклад атомных ядер углерода в общее давление не достигает 5%. Отсюда следует, что давление в таком углеродном ядре — иногда его называют просто вырожденным ядром — практически не зависит от температуры в довольно широких пределах ее изменения. Причина взрывной неустойчивости углеродного ядра звезды с массой (12.61) такова. При горении углерода ядро звезды, естественно, будет разогреваться. На стадии главной последовательности звезда отреагировала бы на это разогревание расширением, что привело бы к ее охлаждению. Однако вырожденное ядро звезды при повышении температуры расширяться не будет, так как давление в нем не зависит от температуры. Поэтому в процессе горения углерода должен возникнуть сильный перегрев ядра звезды, за которым может последовать термоядерный взрыв.

Уникальной особенностью горения углерода в звездных ядрах с массой (12.61) является близость условий возникновения как термоядерного взрыва, так и имплозии. Действительно, продуктами горения углерода в конечном счете являются атомные ядра железного максимума, порог нейтронизации которых равняется «всего лишь» $1,15 \cdot 10^9$ г/см³ (напомним, что горение углерода начинается при плотности $2 \cdot 10^9$ г/см³). Что произойдет быстрее — термоядерный взрыв углерода или имплозия, можно решить только детальным теоретическим изучением последних стадий эволюции углеродных ядер. Соответствующие весьма трудоемкие

расчеты были проведены в СССР в Институте прикладной математики. Оказалось, что горение углерода в звездном ядре с массой (12.61) может закончиться как ядерным взрывом с полным разлетом вещества звезды с суммарной кинетической энергией $\approx 10^{51}$ эрг, так и «ограниченным» ядерным взрывом, при котором рядом со сбросом оболочки звезды образуется нейтронная звезда. Возможно, что первый случай отвечает вспышке сверхновых II, а второй — сверхновых I.

§ 2. Происхождение химических элементов

1. *Распространенность* химического элемента называют число атомов этого элемента, приходящееся в веществе на определенное, нормировочное число атомов «опорного» элемента. Обычно в качестве такого опорного элемента выбирают водород или кремний. Соответственно распространенностями элементов называют числа их атомов, приходящихся на 10^{12} атомов водорода или на 10^5 (иногда 10^6) атомов кремния.

Распространенности элементов в Солнечной системе определяют из анализа вещества земной коры, Луны, метеоритов, солнечного «ветра» *) и из спектроскопического анализа излучения солнечной фотосферы и короны. Распространенности элементов за пределами Солнечной системы определяют с помощью анализа излучения фотосфер звезд, туманностей, межзвездного газа, галактик, а также анализа состава галактического космического излучения. К настоящему времени чрезвычайно трудоемкая работа по определению относительного содержания элементов в различных космических объектах в основном завершена, и наши представления о главных особенностях распространенности элементов в будущем, видимо, не претерпят кардинальных изменений.

Вообще говоря, относительные содержания элементов в разных космических объектах на разных стадиях их эволюции являются не одинаковыми. Например, в земной коре и в метеоритах очень мало водорода и гелия, в то время как вещество Вселенной в основном состоит именно из этих элементов. Химическая эволюция вещества Земли привела к определенному разделению («сепарации») элементов. Поэтому распространенность элементов в земной коре определяется местом, в котором взят образец для анализа. (Напротив, относительное содержание изотопов по земным образцам определять можно, так как химическая эволюция не затрагивает распределения изотопов.) Аналогично распространенность элементов в недрах звезд, где протекают ядерные реакции, отличается от распространенности элементов в фотосферах звезд и т. д. Для определенности в дальнейшем под распространенностью элементов мы будем понимать распространенность элементов в веществе, из которого образовались звезды плоской составляющей нашей Галактики. В число этих звезд входит Солнце.

*) Солнечным ветром называются потоки плазмы, стекающие с солнечной поверхности вдоль силовых линий магнитного поля,

Если отвлечься от аномалий, обусловленных особенностями эволюции космических объектов (например, отсутствие водорода и гелия на Земле, или дефицит водорода и избыток гелия в звезде HD 168476), то распространенности элементов в различных космических объектах оказываются близкими друг к другу и к распространенностям элементов и их изотопов в Солнечной системе.

Рис. 12.7 иллюстрирует это на примере относительного содержания ряда элементов в Солнечной системе и в Туманности Ориона. Поэтому за кривую космической распространенности химических

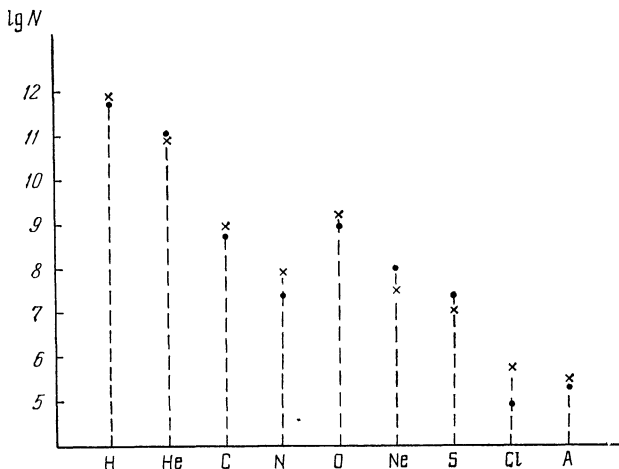


Рис. 12.7. Распространенность элементов в Солнечной системе (крестики) и Туманности Ориона (кружочки).

элементов мы примем кривую распространенностей элементов в Солнечной системе, найденную из анализа главным образом метеоритов (карбонатных хондритов) и «исправленную» на водород, гелий, аргон и ряд других элементов.

2. Кривая, передающая главные особенности космической распространенности, приведена на рис. 12.8. Из этого рисунка видно, что вещество Вселенной в нашу эпоху состоит главным образом из водорода (около 90% по числу атомов), а также гелия (около 8% по числу атомов). Распространенности элементов, следующих за гелием, резко (экспоненциально) уменьшаются приблизительно до $A \approx 100$. При $A \gtrsim 100$ распространенности элементов практически не меняются. Забегая вперед, отметим, что столь резкое изменение зависимости от A при $A \approx 100$ указывает по всей вероятности на разный механизм образования ядер с $A < 100$ и $A > 100$. Более точные кривые распространенностей элементов изображены на рис. 12.9, 12.10. Как видно из этих рисунков, сразу же после гелия

на кривых распространенностей имеет место резкий провал, обусловленный исключительно малой распространенностью лития, бериллия и бора. Суммарное содержание всех этих элементов в сто миллионов раз меньше, чем водорода, и в триста раз меньше, чем значительно более тяжелого элемента кальция. За литием, бериллием и бором кривая резко поднимается вверх. Это связано с большой распространенностью углерода и следующих за ним элементов: кислорода, неона и т. д. вплоть до кальция.

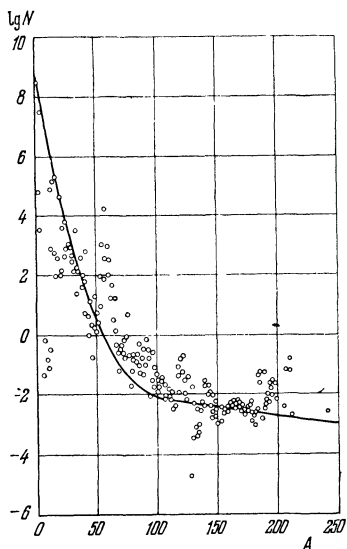


Рис. 12.8. Кривая, передающая главные особенности распространенности химических элементов.

Точками отмечены данные наблюдений; распространенность кремния ${}_{14}\text{Si}^{28}$ считается равной 10^6 .

Очень слабо. Тем не менее характерные максимумы, хотя и не столь резко выраженные, как «железный максимум». Эти максимумы расположены в области ядер с магическими числами нейтронов $N = 50, 82, 126$. Имеется и несколько еще более тонких особенностей кривой космической распространенности элементов, из которых мы упомянем только две: во-первых, наблюдается преобладание ядер с четными массовыми числами A и, во-вторых, максимумы при $N = 50, 82, 126$ оказываются двойными.

3. В настоящее время считается, что химические элементы образуются из водорода в результате ядерных реакций. Если не относить образование химических элементов к периодам эволюции

и следующих за ним элементов: кислорода, неона и т. д. вплоть до кальция. Для этой области атомных ядер характерно преобладание изотопов с $A = 2Z = 2N$, например, ядер изотопов углерода ${}_{6}\text{C}^{12}$, кислорода ${}_{8}\text{O}^{16}$, неона ${}_{10}\text{Ne}^{20}$, магния ${}_{12}\text{Mg}^{24}$, кремния ${}_{14}\text{Si}^{28}$ и т. д. Область заканчивается резким скачком к скандию — содержание скандия очень мало по сравнению с кальцием («скандиевый провал»). За скандием кривая распространенности вновь возрастает и достигает максимума в области ядер с $A \approx 50-60$. На этом максимуме располагаются железо и соседние с ним элементы, вследствие чего он называется железным максимумом. Отметим, что аналогичный железный максимум имеется на кривой удельной энергии связи (см. рис. 2.5). Между этими двумя максимумами, по-видимому, имеется непосредственная связь (см. п. 5). После железного максимума кривая распространенности опять резко падает вниз, а, начиная с $A \approx 100$, уже изменяется относи-

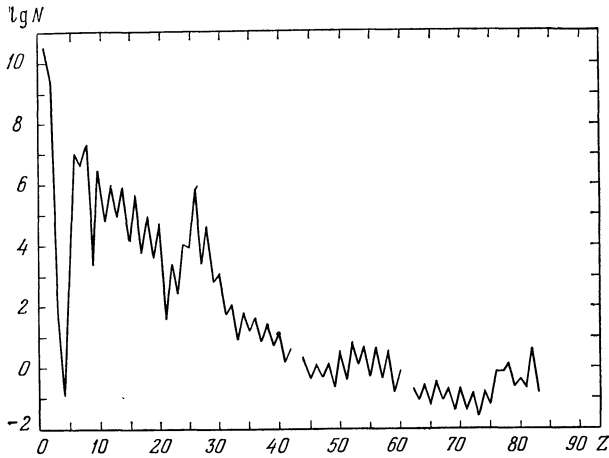


Рис. 12.9. Распространенность элементов в Солнечной системе. Разрывы в кривой приходятся на элементы, у которых нет стабильных изотопов

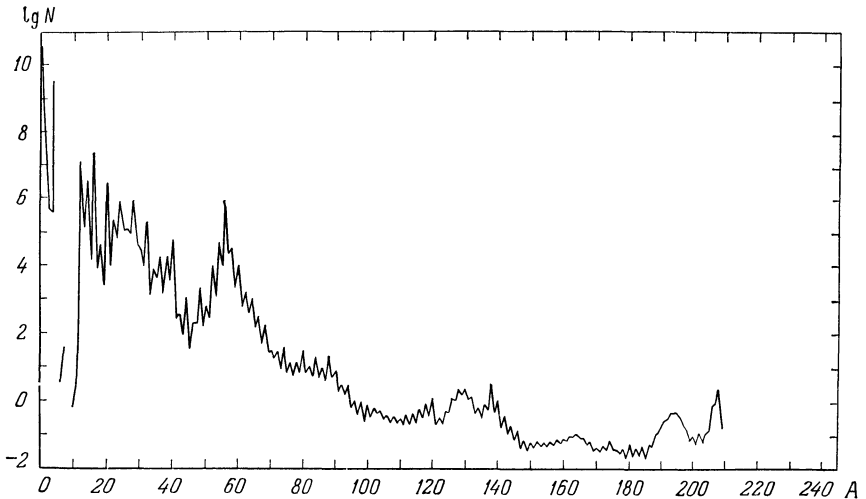


Рис. 12.10. Распространенность нуклидов в Солнечной системе.

Получена суммированием распространенностей элементов и изотопов с заданным значением массового числа. Разрывы в кривой приходятся на массовые числа, для которых не существует стабильных ядер.

Вселенной и к участкам пространства, которые сейчас совсем не изучены, то, пожалуй, «свобода выбора» отсутствует — химические элементы могли образоваться только в недрах звезд. Помимо общих соображений, в пользу того, что химические элементы действительно образуются в звездах, свидетельствуют и некоторые данные наблюдений. Ограничимся указанием двух таких фактов. Во-первых, старые звезды, т. е. звезды, которые образовались непосредственно из вещества дозвездной стадии эволюции Вселенной, содержат во много раз (≈ 100) меньше тяжелых элементов, чем молодые звезды, которые образовались из вещества, частично уже переработанного в звездах. Во-вторых, в атмосферах некоторых звезд обнаружен нестабильный элемент технеций. Время жизни технеция равняется всего лишь $1,5 \cdot 10^5$ лет, так что естественно считать, что он образуется в звездах.

Предположение об образовании элементов в звездах немедленно ставит трудную проблему объяснения механизма выброса вещества недр звезды в космическое пространство. В настоящее время известен только один способ, которым вещество недр звезды может попасть в космическое пространство, — взрыв сверхновой. Поэтому приходится резко ограничивать класс звезд, ядерная эволюция вещества которых каким-либо образом сказывается на кривой распространенности химических элементов. При этом, естественно, возникает сомнение в том, смогут ли столь редко вспыхивающие сверхновые (1 раз в 50—100 лет в целой Галактике) «выбросить» количество тяжелых элементов, достаточное для создания их наблюдаемых распространенностей. Оценки показывают, что вещества, выбрасываемого сверхновыми, по-видимому, достаточно, чтобы обеспечить нашу Галактику необходимым количеством тяжелых элементов.

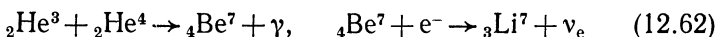
4. Высокое относительное содержание водорода в природе означает, что ядерная эволюция вещества только начинается. Это объясняет главное в распространенности элементов — экспоненциальное уменьшение (см. рис. 12.8) распространенностей с ростом A при $A \lesssim 100$. Железный максимум отражает эффект накопления, поскольку область железного максимума представляет собой с энергетической точки зрения конечный пункт ядерной эволюции вещества. Элементы же, расположенные на кривой распространенности правее железного максимума, содержатся в веществе в относительно небольшом количестве. Поэтому их образование можно рассматривать как побочную, второстепенную ветвь ядерной эволюции вещества.

Приступим теперь к более подробному анализу образования элементов. Сразу же подчеркнем, что образование химических элементов и их изотопов происходило, скорее всего, при участии множества ядерных реакций и в разных условиях. Одновременный учет большого числа реакций, условий их протекания и условий

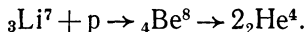
«замораживания» относительного содержания элементов, т. е. условий выброса вещества при взрывах звезд, представляет собой задачу огромной сложности. Фактически теоретики только приступили к ее решению. Поэтому наш анализ происхождения химических элементов будет качественным.

Сначала рассмотрим распространенности элементов, расположенных на кривой (см. рис. 12.10) левее изотопа кислорода ${}_8\text{O}^{16}$. Высокая распространенность изотопа гелия ${}_2\text{He}^4$ не является удивительной: этот изотоп образуется в ядерных реакциях водородного и углеродного циклов. Но удивительно то, что этот изотоп содержится в веществе, по-видимому, в количестве значительно большем, чем этого следует ожидать, считая, что он образуется только в звездах. Массовое относительное содержание гелия в веществе составляет около 30%. Между тем за время существования нашей Галактики должно было сгореть не более 5% водорода. Например, если считать, что светимость Солнца мало менялась с течением времени, то за все время его существования должно было выгореть $\frac{6 \cdot 10^9}{1,3 \cdot 10^{11}} \approx 5\%$ водорода. Отсюда следует, что либо светимость звезд в отдаленном прошлом намного превышала современную, либо гелий в основном образовался на дозвездной стадии эволюции Вселенной. В п. 8 мы увидим, что в «горячей» модели Вселенной действительно имеет место образование гелия на дозвездных стадиях ее эволюции.

Аномально низкое содержание элементов лития, бериллия и бора легко понять, если учесть, что они образуются медленно, а сгорают очень быстро. Например, практически единственный способ образования ядра изотопа лития ${}_3\text{Li}^7$ посредством цепочки

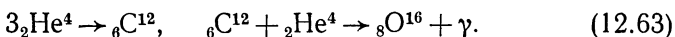


из-за низкого содержания изотопа ${}_2\text{He}^3$ и кулоновского отталкивания ядер ${}_2\text{He}^3$ и ${}_2\text{He}^4$ протекает очень медленно. В то же время образовавшийся литий в водородной среде звезды быстро сгорает в реакции



Аналогичная ситуация имеет место также для бериллия и бора. Поэтому объяснять нужно не факт малой распространенности лития, бериллия и бора, а наоборот, почему эти элементы вообще в заметном количестве существуют в природе.

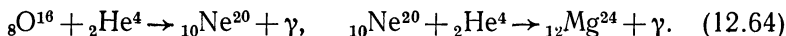
Высокая распространенность изотопов углерода ${}_6\text{C}^{12}$ и кислорода ${}_8\text{O}^{16}$ объясняется тем, что в недрах звезд они прямо образуются из гелия в реакциях



Экспериментальные измерения характеристик резонансных уровней 0^+ в ${}_6\text{C}^{12}$ ($E = 7,65$ МэВ) и 1^- в ${}_8\text{O}^{16}$ ($E = 7,12$ МэВ), через которые

протекают реакции (12.63), позволили с достаточной точностью рассчитать сечения этих реакций и относительные содержания изотопов ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_8\text{O}^{16}$ после сгорания гелия. Хотя отношение распространенностей ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_8\text{O}^{16}$ зависит в некоторой степени от конкретных условий протекания реакций (12.63), однако по порядку величины оно равняется единице.

Возможно, что наряду с образованием ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_8\text{O}^{16}$ при сгорании гелия образуются в небольшом количестве элементы неон и магний:



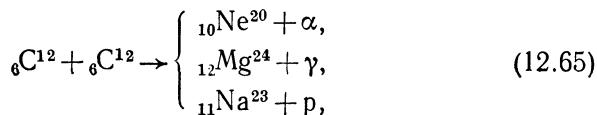
Содержащиеся в небольшом количестве (см. приложение III) изотопы углерода ${}_6\text{C}^{13}$, кислорода ${}_8\text{O}^{17}$ и азота ${}_7\text{N}^{14}$ образуются, видимо, из ядер ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_8\text{O}^{16}$ в реакциях углеродного цикла (12.21). Действительно, как видно из табл. 12.3, известные из наблюдений отношения распространенностей ядер изотопов C^{12} , C^{13} , N^{15} , O^{17} и N^{14} оказываются близкими к рассчитанным в предположении, что эти изотопы образуются при стационарном протекании углеродного цикла.

Т а б л и ц а 12.3. Отношение распространенностей некоторых изотопов в Солнечной системе

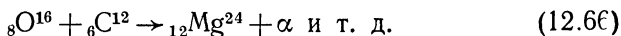
Отношение распространенностей	Наблюдаемые	Рассчитанные
$\text{C}^{13}/\text{N}^{14}$	0,036	0,018
$\text{N}^{15}/\text{N}^{14}$	0,0036	0,0002
$\text{O}^{17}/\text{N}^{14}$	0,022	0,020
$\text{C}^{12}/\text{C}^{13}$	90	40

Дополнительным аргументом в пользу этого предположения является высокая распространенность ($\text{C}^{12}/\text{N}^{14} \approx 3$) изотопа N^{14} : при образовании в стационарном углеродном цикле его высокая распространенность естественным образом объясняется малостью сечения реакции ${}_7\text{N}^{14} (p, \gamma) {}_8\text{O}^{15}$. Наконец, изотопы N^{15} и C^{13} могут образовываться в реакциях (p, γ) на ядрах C^{12} , N^{14} при быстром нагреве и охлаждении вещества. Такие условия создаются при взрывах звезд (прохождение ударной волны через зону горения водорода), а также при аккреции вещества на нейтронную звезду.

5. После выгорания гелия ядро достаточно массивной звезды ($M > 3M_{\odot}$) уплотняется и разогревается. Начинается горение углерода:



а также кислорода в реакциях с углеродом:



В процессе этого горения образуются элементы Ne, Mg, Na.

На рис. 12.11 приведены теоретически рассчитанные распространённости возникающих в реакциях (12.65) ядер ${}_{12}\text{Mg}^{24}$, ${}_{10}\text{Ne}^{20}$, ${}_{11}\text{Na}^{23}$ в зависимости от температуры горения углерода. Как видно

из рисунка, наблюдаемые распространённости хорошо согласуются с рассчитанными при температуре горения $T \approx 10^9$ К, что является веским аргументом в пользу образования ядер Mg^{24} , Ne^{20} и Na^{23} непосредственно при горении углерода. Образование более тяжёлых ядер происходит с участием множества различных ядерных реакций. Детали этого процесса зависят от сечений, подчас неизмеряемых на опыте (например, сечений реакций с нестабильными ядрами), плотности и температуры вещества, механизма его выброса. В настоящее время эти детали поняты не полностью. Можно лишь утверждать, что главной особенностью процесса является существование большого числа свободных α -частиц и дефицит свободных нуклонов. Альфа-частицы сначала возникают (с большей вероятностью, чем нуклоны) в реакциях (12.65), а затем в фотоядерных реакциях, вызываемых тепловым излучением. Поэтому в интервале массовых чисел $A = 24-56$ наиболее распространёнными должны быть чётно-чётные ядра с $Z = N = 2n$ (« α -ядра»).

«Железный максимум», однако, нельзя объяснить реакциями с α -частицами. Элементный и изотопный состав этого максимума можно понять, предположив, что он сформировался в условиях статистического равновесия по отношению к ядерным реакциям в узком смысле этого слова (см. гл. IV, § 1). Такое равновесие устанавливается очень быстро, начиная с температуры $T \approx 3 \cdot 10^9$ К.

На рис. 12.12 показаны рассчитанные и наблюдаемые распространённости элементов и их изотопов, формирующих «железный

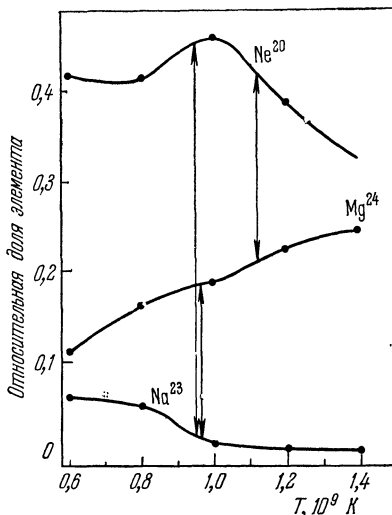


Рис. 12.11. Теоретически рассчитанная зависимость от температуры относительных содержаний изотопов ${}_{10}\text{Ne}^{20}$, ${}_{12}\text{Mg}^{24}$, ${}_{11}\text{Na}^{23}$, возникающих непосредственно при горении углерода.

Стрелками отмечены температуры, при которых получаются наблюдаемые в Солнечной системе отношения распространённости.

максимум». Расчеты нуклеосинтеза проводились в условиях, соответствующих взрыву сверхновых в варианте полного разлета звезды.

Общее представление о соответствии рассчитанных и наблюдаемых распространенностей ядер в интервале массовых чисел $A = 20-60$ дает рис. 12.13. Как видно из этого рисунка, наблюдаемые распространенности ядер хорошо объясняются теоретически

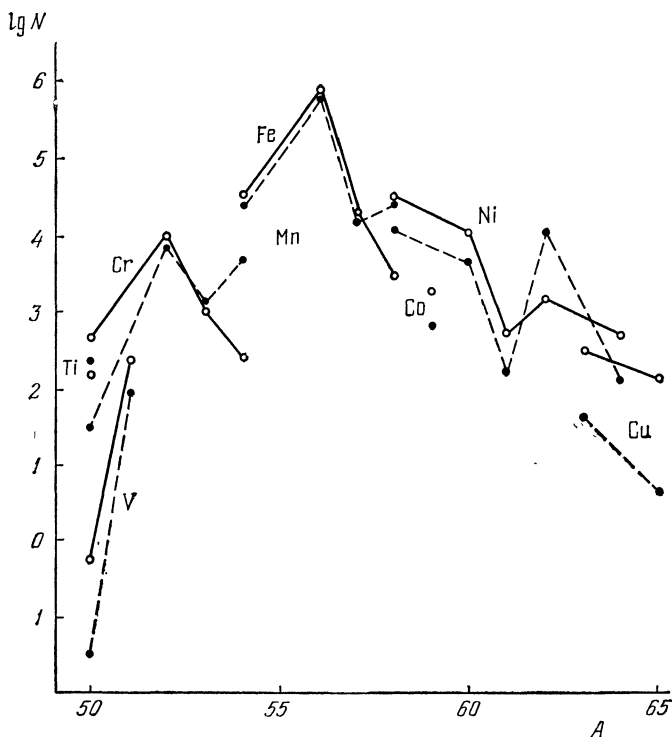


Рис. 12.12. Рассчитанные и наблюдаемые распространенности элементов в области железного максимума.

Рассчитанные распространенности изотопов одного элемента соединены пунктирной линией, наблюдаемые — сплошной.

(исключая распространенность ядра ${}_{20}\text{Ca}^{44}$). Правда, нужно отметить, что расчеты распространенностей выполнены без учета динамики взрыва сверхновых.

6. Перейдем теперь к рассмотрению образования ядер с массовыми числами $A > 100$. Независимость распространенностей этих элементов от A показывает, что они не могли образоваться в реакциях с заряженными частицами. Приходится поэтому предположить,

что эти элементы образовались в процессах последовательного радиационного захвата нейтронов ядрами элементов группы железа *).

Принято различать медленный и быстрый процессы последовательного радиационного захвата нейтронов, или, что то же, r - и s -процессы (s — от английского слова *slow* — медленный, r — от слова *rapid* — быстрый). Рассмотрим сначала s -процесс. Медленный

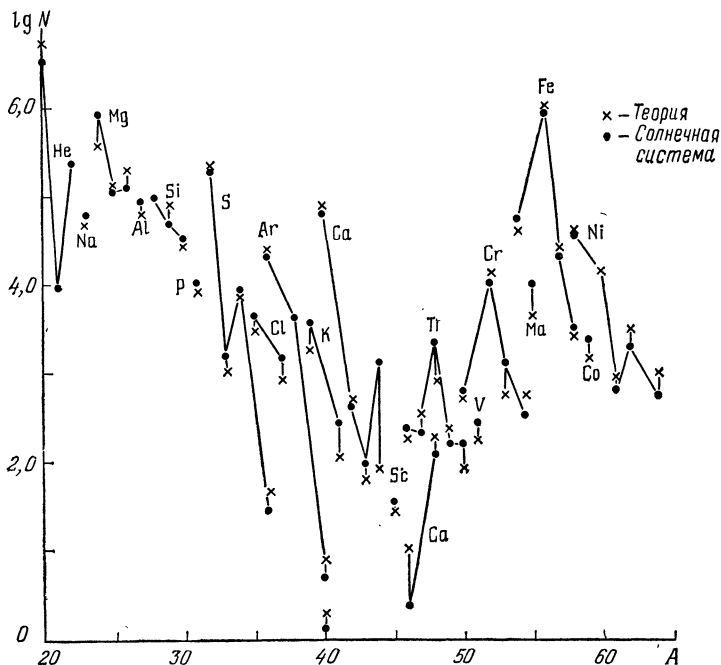


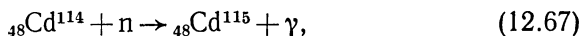
Рис. 12.13. Сравнение рассчитанных и наблюдаемых распространенностей ядер с массовыми числами $A = 20 - 60$.

Сплошными линиями для наглядности соединены распространенности изотопов одного и того же элемента.

процесс захвата нейтронов протекает в том случае, когда концентрация свободных нейтронов столь мала, что интервал времени между последовательными актами поглощения нейтронов превышает время жизни всех нестабильных ядер, которые образуются в этом процессе. О ядрах, которые могут образоваться в s -процессе, иногда говорят как о лежащих на «пути» s -процесса. На рис. 12.14 для иллюстрации приведен путь s -процесса в области ядер

*) Наиболее распространенные ядра ${}_{6}C^{12}$, ${}_{8}O^{16}$ и т. д. обладают очень малыми сечениями радиационного захвата нейтронов. Поэтому маловероятно, что процесс последовательного захвата нейтронов начинался именно с них,

с $A = 110—120$. Нетрудно убедиться, что далеко не каждое ядро может образоваться в s -процессе. Проиллюстрируем это на примере. Пусть s -процесс начинается с ядра изотопа кадмия ${}_{48}\text{Cd}^{114}$. Стабильное ядро изотопа кадмия ${}_{48}\text{Cd}^{114}$, поглощая нейтрон, превращается в нестабильное ядро ${}_{48}\text{Cd}^{115}$,



период полураспада которого равняется 54 часам. Если бы время между последовательными поглощениями нейтрона было меньше 54 часов, то образовывался бы стабильный изотоп кадмия ${}_{48}\text{Cd}^{116}$.

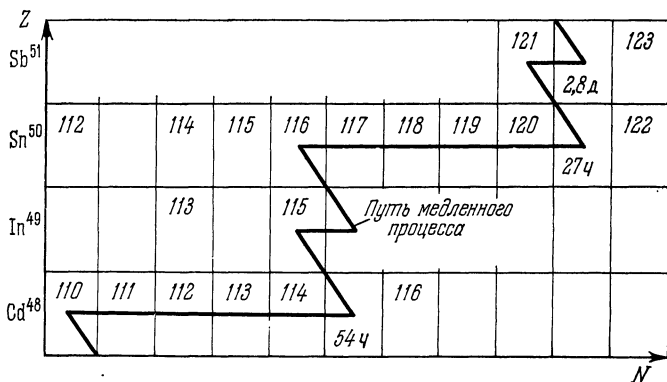


Рис. 12.14. «Путь» s -процесса.

Сплошной линией соединены ядра, образующиеся в s -процессе. Указаны массовые числа стабильных ядер и периоды полураспада тех ядер, на которых изменяется направление s -процесса (д — дни, ч — часы).

Поскольку, однако, интервал между последовательными актами поглощения предполагается большим, то до поглощения нейтрона ядро ${}_{48}\text{Cd}^{115}$ успеет посредством β -распада превратиться в стабильное ядро изотопа индия ${}_{49}\text{In}^{115}$.

Между распространенностями элементов, образовавшихся в s -процессе, и их сечениями радиационного захвата нейтронов существует отчетливая корреляция. Обозначим через $n(A)$ число ядер с массовым числом A . Тогда изменение числа $n(A)$ в s -процессе будет, очевидно, описываться уравнением

$$\frac{dn(A)}{dt} = \nu \sigma(A-1) n(A-1) - \nu \sigma(A) n(A), \quad (12.68)$$

где ν — поток нейтронов, а $\sigma(A)$ — сечение поглощения нейтронов ядром с массовым числом A . Первый член справа в (12.68) дает число ядер, образующихся в единицу времени, второй — число исчезающих ядер. В стационарных условиях $\frac{dn(A)}{dt} = 0$ и, следо-

вательно, имеет место равенство

$$\sigma(A-1) \cdot n(A-1) = \sigma(A) n(A). \quad (12.69)$$

Поэтому распространенности N для элементов, образующихся в s -процессе, и сечения σ радиационного захвата нейтронов их ядрами связаны соотношением

$$\sigma \cdot N = \text{const.} \quad (12.70)$$

На рис. 12.15 приведена кривая зависимости произведения распространенностей элементов на экспериментальное сечение радиационного захвата нейтронов с энергией 30 кэВ от массового числа A .

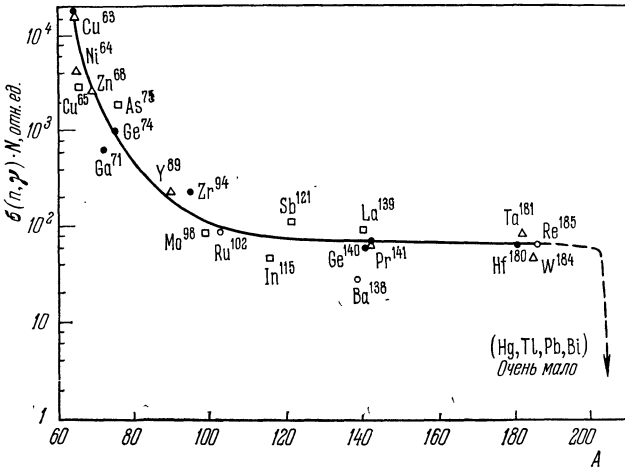


Рис. 12.15. Зависимость от массового числа A произведения $\sigma \cdot N$ сечения $\sigma(n, \gamma)$ радиационного захвата нейтронов с энергией $E = 30$ кэВ и распространенности N ядер.

$N_{Si} = 10^5$. Точки — данные наблюдений.

Как видно, в интервале массовых чисел $A = 100$ — 200 очень хорошо выполняется соотношение (12.70), что является сильным аргументом в пользу того, что в период образования элементов происходил s -процесс.

Существование s -процесса позволяет естественно объяснить максимумы на кривой распространенности в области ядер с магическими числами нейтронов $N = 50, 82, 126$ (рис. 12.16). На рис. 12.16 приведены экспериментальные сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 30 кэВ для различных ядер. На рисунке видны четкие минимумы в ходе сечений захвата в области магических чисел. Поэтому, если считать справедливым соотношение (12.70) (s -процесс), то на кривой распространенности должны быть максимумы в области магических чисел.

7. Наряду с медленным процессом захвата нейтронов в период образования элементов должен был протекать быстрый захват нейтронов — r -процесс, т. е. такой процесс, в котором время между последовательными захватами нейтронов значительно меньше времени жизни нестабильных ядер. Наиболее убедительно об этом свидетельствует тот факт, что элементы, следующие за висмутом ($_{83}\text{Bi}$), не могли образоваться в s -процессе. В самом деле, атомные ядра всех изотопов астата $_{85}\text{At}$ и франция $_{87}\text{Fr}$ являются α -радиоактивными с очень малым периодом полураспада (например, время жизни наиболее долгоживущего изотопа франция не превышает 20 минут).

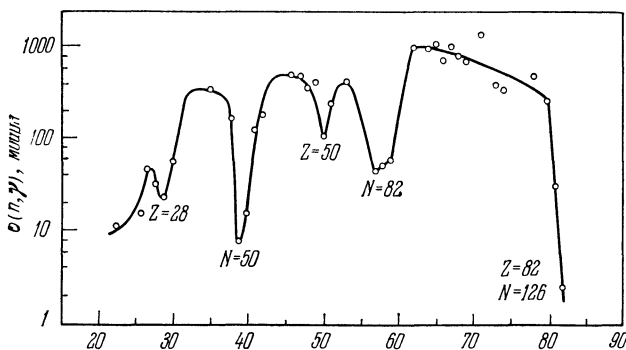
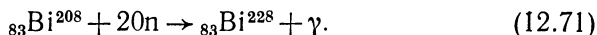


Рис. 12.16. Зависимость от Z сечения радиационного захвата нейтронов с энергией $E = 30$ кэВ.

Точки — экспериментальные данные.

В результате α -распада атомные ядра элемента франция превращаются в ядра астата, а последние вновь в ядра висмута. Следовательно, s -процесс заканчивается на этих элементах. Поэтому для объяснения существования более тяжелых элементов (например, урана) приходится предположить, что наряду с s -процессом имел место r -процесс захвата нейтронов. Очевидно, что быстрый процесс может легко преодолеть область астата и франция. Например, ядро изотопа висмута $_{83}\text{Bi}^{208}$ может последовательно присоединить 20 нейтронов и превратиться в ядро изотопа висмута $_{83}\text{Bi}^{228}$:



Ядро изотопа висмута $_{83}\text{Bi}^{228}$ является, конечно, нестабильным (вследствие большой перегруженности нейтронами) и в результате цепочки β -распадов должно превратиться уже в одно из ядер, находящихся за астатом и францием.

8. Рассмотрим возможность образования элементов на дозвездной стадии эволюции Вселенной. Факт разбегания галактик («расширения» Вселенной) показывает, что в отдаленном прошлом веще-

ство Вселенной было сконцентрировано в значительно меньшем объеме и, следовательно, его средняя плотность была выше современной плотности $\rho \approx 10^{-30}$ г/см³. С другой стороны, существование реликтового излучения, т. е. заполняющего все пространство изотропного электромагнитного излучения с температурой около 3 К, считается доказательством того, что вещество в прошлом было не только более плотным, но и в среднем значительно сильнее разогретым. С каких плотностей и температур вещества началось расширение Вселенной, надежно оценить трудно. Единственным путеводителем в прошлое в данном случае являются уравнения гравитации Эйнштейна. Согласно этим уравнениям расширение Вселенной началось с состояния, когда очень сильно разогретое вещество имело огромную плотность. По времени это состояние удалено от нас примерно на 10^{10} лет. Чтобы представить себе масштабы температур и плотностей, приведем без вывода формулы, связывающие плотность ρ и температуру T со временем t , отсчитываемым от того гипотетического момента времени, когда началось расширение пространства:

$$\rho = \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \text{ г/см}^3, \quad (12.72)$$

$$T = \frac{1,5 \cdot 10^{10}}{\sqrt{t}} \text{ К}. \quad (12.73)$$

Например, в момент времени $t = 0,01$ с плотность

$$\rho = 4,5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3,$$

а температура

$$T \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ К};$$

в момент времени $t = 10^{-6}$ с плотность и температура соответственно равнялись $4,5 \cdot 10^{17}$ г/см³ и $1,5 \cdot 10^{13}$ К. Последовательность событий после начала расширения выглядит следующим образом. На очень ранних этапах расширения ($t \approx 10^{-6}$ с) температура была столь высокой, что в столкновениях могли рождаться любые известные сейчас элементарные частицы (и античастицы). Это был действительно ядерный мир, в котором все элементарные частицы существовали и находились в термодинамическом равновесии друг с другом. По мере расширения Вселенной вследствие процессов аннигиляции антибарионы исчезали, и к моменту времени $t \approx 1$ с остались только протоны и нейтроны. С этого момента начинается этап ядерных реакций в узком смысле этого слова. Из-за малого времени, предоставленного ядерным реакциям темпом расширения Вселенной, успевают образоваться ядра изотопа гелия ${}^4_2\text{He}^1$ и в небольшом количестве (но, возможно, достаточном для объяснения их распространенностей!) ядра d , ${}^3_2\text{He}^3$, ${}^7_3\text{Li}^7$. К концу «эпохи» ядерных реакций состав вещества оказывается следующим: 70% водо-

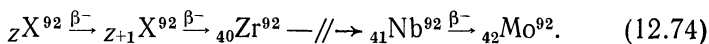
рода, 30% гелия (по массе или около 10% по числу ядер). Таким образом, исходное вещество, из которого впоследствии образовались звезды, должно было состоять практически из водорода и гелия.

9. В заключение остановимся на некоторых более тонких вопросах происхождения элементов. Ядра ${}^3\text{Li}^6$, ${}^4\text{Be}^9$, ${}^5\text{B}^{10,11}$ не могли образовываться ни в звездах, ни на дозвездной стадии эволюции Вселенной. Весьма вероятно, что они образуются в ядерных реакциях фрагментации (см. гл. IV, § 10, п. 2) космических лучей на межзвездном газе. Подтверждением этого являются данные табл. 12.4, из которой видно, что отношения распространенностей ядер изотопов ${}^3\text{Li}^6$, ${}^4\text{Be}^9$, ${}^5\text{B}^{10,11}$, рассчитанные в предположении их образования космическими лучами, хорошо согласуются с наблюдаемыми.

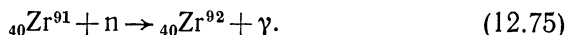
Таблица 12.4. Сравнение наблюдаемых и рассчитанных распространенностей изотопов элементов Li, Be, B

Отношения распространенностей	Наблюдаемые	Рассчитанные
$\text{B}^{11}/\text{B}^{10}$	4	2—3
Li^6/Be^9	1/3	1/5
B/Be	≈ 10	10—20

Не все средние и тяжелые атомные ядра могут синтезироваться в s - и r -процессах. Имеются ядра, называемые «обойденными», которые вообще не могут образоваться посредством захвата нейтронов. Примером обойденного ядра является ядро изотопа молибдена ${}_{42}\text{Mo}^{92}$. Действительно, в быстром процессе это ядро возникнуть не может, так как цепочка β -распадов прекращается на стабильном ядре изотопа циркония:



В медленном процессе ядро ${}_{42}\text{Mo}^{92}$ также не может появиться, так как из стабильного ядра ${}_{40}\text{Zr}^{91}$ при захвате нейтрона образуется стабильное же ядро изотопа циркония:

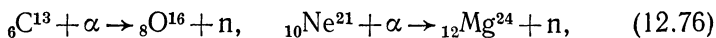


Существование в природе обойденных ядер заставляет считать, что они образовались либо в процессе реакций (p , γ), либо в результате реакций с нейтрино, которые испускаются при вспышках сверхновых.

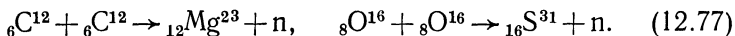
Отметим, наконец, что образование элементов в s - и r -процессах требует значительных концентраций свободных нейтронов. Например, для s -процесса нужно, чтобы в течение длительного времени в 1 см^3 находилось примерно 10^{10} нейтронов, а для r -процесса в те-

чение нескольких секунд — 10^{20} нейтронов. Между тем ядерная эволюция звезд происходит с определенным дефицитом свободных нейтронов. Поэтому нетривиальным является вопрос о реакциях, снабжающих звезды достаточным количеством нейтронов.

Источниками нейтронов могли бы быть реакции (α, n) на ядрах ${}_6\text{C}^{13}$ и ${}_{10}\text{Ne}^{21}$:



а также реакции горения углерода и кислорода:



В настоящее время, однако, не ясно, могут ли эти реакции обеспечить звезду необходимым количеством нейтронов, особенно в случае r -процесса.

§ 3. Космические лучи

1. Космическими лучами (В. Гесс, 1912) называются заполняющие космическое пространство высокоэнергичные стабильные микрочастицы — протоны, α -частицы и т. д. с энергией от десятка МэВ до $\sim 10^{20}$ эВ и выше. На пути к поверхности Земли космические лучи должны пройти толстый ($\approx 10^3$ г/см²) слой вещества — атмосферу, в которой они претерпевают сложную цепь превращений. Вследствие этого на поверхность Земли падает излучение, по своему составу не имеющее ничего общего с существующим в космическом пространстве. Это излучение часто называют *вторичным космическим излучением*, оставляя термин *первичное космическое излучение* за высокоэнергичными микрочастицами космического пространства.

В окрестности Земли первичное космическое излучение состоит из галактического космического излучения, генерированного в удаленных от Земли, но еще точно не известных объектах, и солнечного космического излучения. В дальнейшем, если не будет специально оговорено, мы под первичными космическими лучами будем понимать галактические космические лучи.

Если отвлечься от искажающего влияния магнитных полей Земли и межпланетного пространства, то в месте нахождения Солнечной системы первичное космическое излучение изотропно по направлению и постоянно во времени. Интенсивность его равняется 2—4 частиц/(см²·с). Пространственная и временная изотропия являются, по-видимому, результатом длительного «блуждания» частиц, в процессе которого стерлась всякая пространственная и временная выделенность источников космических частиц по отношению к Земле.

Анализ химического состава первичного космического излучения сопряжен со значительными техническими трудностями (регистрирующую и анализирующую аппаратуру нужно вынести

к границе атмосферы). Несмотря на это, данные о составе первичного излучения являются уже достаточно полными. Кривая распространённости элементов в космических лучах приведена на рис. 12.17. Часто вместо распространённости отдельных элементов

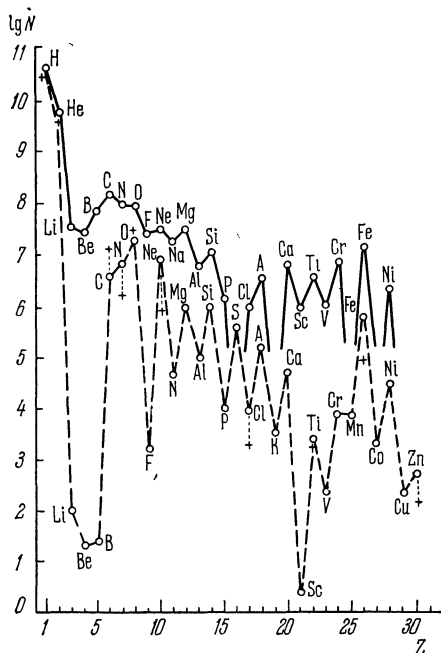


Рис 12.17. Распространённости элементов в космических лучах и Солнечной системе.

Сплошной линией соединены распространённости элементов в космических лучах, пунктирной — в Солнечной системе. Кривые нормированы на распространённость водорода.

виями анализа состава космических лучей. Данные о распространённости групп приведены в табл. 12.5.

Из рис. 12.17 и табл. 12.5 видно, что космические лучи состоят, как и все вещество, в основном из протонов и α -частиц. Однако, в отличие от распространённости элементов в среднем по Вселенной, в космических лучах наблюдается повышенная распространённость тяжелых элементов и аномально большая распространённость ядер группы *L*. Например, в космических лучах на одно ядро группы *H* приходится только около 700 протонов и α -частиц, а в среднем по Вселенной 3600—8000; в космических лучах на одно ядро группы *VH* (куда входят ядра железа и хрома) приходится около 2000 протонов и α -частиц, а в среднем по Вселенной 60 000—160 000;

приводят распространённости целых групп элементов. Разделение на группы обычно проводится следующим образом:

r-группа содержит протоны, дейтроны и тритоны;

α -группа — α -частицы и ядра изотопа гелия ${}^3\text{He}$;

L-группа (легкие ядра) — ядра лития, бериллия и бора ($Z=3-5$);

M-группа (средние ядра) — ядра углерода, кислорода, азота и фтора ($Z=6-9$);

H-группа (тяжелые ядра) — ядра с $Z \geq 10$;

VH (очень тяжелые ядра) — ядра с $Z \geq 20$.

Иногда вводят группу еще более тяжелых ядер *VVH*, в которую входят ядра с $Z \geq 30$.

Отметим, что классификация на легкие, средние и тяжелые ядра не соответствует обычной классификации в ядерной физике (см. гл. II) и обусловлена особыми условиями

наконец, в среднем по Вселенной на один атом группы L приходится $3 \cdot 10^8$ атомов водорода, а в космических лучах всего лишь 650. Факт аномально большого содержания L -элементов в космических лучах можно использовать для определения порядка величины времени блуждания космических частиц в Галактике. Мы рассмотрим подробнее этот вопрос в следующем пункте.

Таблица 12.5. Химический состав космических лучей
 N/N_H — число частиц, приходящихся на одну частицу H -группы.

Последние два столбца относятся к разным сериям данных.

Группа ядер	Z	N/N_H	N/N_H в среднем по Вселенной	
p	1	650	3360	6830
α	2	47	258	1040
L	3—5	1,0	10^{-5}	10^{-5}
M	6—9	3,3	2,64	10,1
H	≥ 10	1,0	1	1
VH	≥ 20	0,26	0,06	0,05
VVH	≥ 30	$\approx 0,3 \cdot 10^{-4}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	—

Важной характеристикой космических лучей является распределение по энергиям входящих в их состав частиц. Обычно энергетическое распределение космических частиц характеризуют числом $I (\geq E)$ частиц с энергией, большей некоторой заданной энергии E . Соответствующая кривая $I (\geq E)$ называется *кривой интегрального спектра*. Кривая интегрального спектра первичных космических протонов изображена на рис. 12.18. При полных энергиях протонов $E > 5$ ГэВ спектр хорошо описывается функцией

$$I (\geq E) \sim 1/E^{\gamma-1}, \quad (12.78)$$

где $\gamma = 2,5$.

Энергетическое распределение других ядер (не протонов) изучено в меньшей степени. Однако имеющиеся данные не противоречат формуле (12.78), если под E понимать энергию, приходящуюся на нуклон. Из формулы (12.78) видно, что спектр космических лучей простирается до очень высоких энергий. Однако число частиц со сверхвысокими энергиями ($> 10^{19}$ — 10^{20} эВ) очень мало. Например, одна частица с энергией, большей 10^{19} эВ, пролетает через 1 м^2 земной поверхности один раз в 2000 лет, а через площадь в

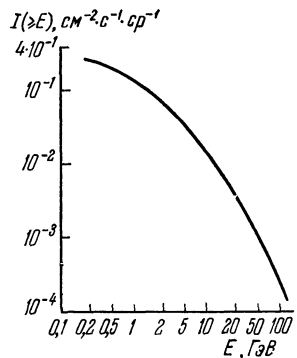


Рис. 12.18. Интегральный спектр протонов в космических лучах.

10 км² один раз в несколько дней. Поэтому данные о частицах сверхвысоких энергий по необходимости менее точные.

Усреднение энергии по спектру, изображенному на рис. 12.18, дает для средней энергии космической частицы значение 10 ГэВ. Интересно отметить, что в окрестности Земли средняя плотность энергии космических лучей

$$W_{\text{кл}} \approx 0,3 \text{ эВ/см}^3, \quad (12.79)$$

что очень близко к средним плотностям световой, магнитной и кинетической энергий движения межзвездного газа.

Важной особенностью энергетического спектра космического излучения является отсутствие частиц с кинетической энергией $E < 1$ ГэВ/нуклон. Эта особенность спектра носит название *высокоширотного обрезания* (см. п. 4) и объясняется, по-видимому, влиянием магнитных полей Солнечной системы.

2. Рассмотрим теперь те следствия, которые вытекают из факта аномально высокого содержания в космических лучах ядер группы L . Так как ядра изотопов бериллия, лития и бора во Вселенной встречаются очень редко, то маловероятно, чтобы в источниках космических лучей эти ядра содержались в аномально большом количестве. Более естественно считать, что ядра группы L образуются при столкновениях тяжелых космических частиц с межзвездным газом (реакции фрагментации, см. гл. IV, § 10, п. 2). Если принять, что все ядра группы L появились в результате столкновений космических лучей с межзвездным газом, то можно оценить то расстояние d , которое проходят космические лучи от источника до Солнечной системы. Как видно из табл. 12.5, на каждые десять тяжелых ядер групп M , N , VH в космических лучах приходится примерно два ядра группы L . Поэтому расстояние d будет по порядку величины определяться формулой

$$d \cdot N_A \sigma_{\text{фрагм}} \approx 1/5, \quad (12.80)$$

где $\sigma_{\text{фрагм}}$ — сечение фрагментации с вылетом ядер L -группы, N_A — число Авогадро. Полагая $\sigma_{\text{фрагм}} \approx 10^{-26}$ см², находим, что

$$d \approx 10 \text{ г/см}^2. \quad (12.81)$$

Для средней концентрации межзвездного газа в Галактике справедлива оценка

$$n \approx 2 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3. \quad (12.82)$$

Отсюда следует, что космические лучи доходят до Земли с расстояния

$$l_{\text{кл}} \approx 3 \cdot 10^{26} \text{ см} \quad (12.83)$$

и движутся в течение времени

$$\tau_{\text{кл}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ лет.} \quad (12.84)$$

Последняя цифра принимается за время жизни космической частицы в Галактике. Это время играет важную роль при анализе вопроса о происхождении космических лучей. Интересно отметить, что длина $l_{\text{кл}}$ намного превосходит радиус Галактики:

$$l_{\text{кл}} \gg R_{\text{галакт}} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ св. лет} = 1,5 \cdot 10^{23} \text{ см.} \quad (12.85)$$

Это связано с тем, что движение протона в Галактике напоминает диффузию частицы в хаотично ориентированных магнитных полях.

3. Особого рассмотрения заслуживает вопрос о содержании в первичных космических лучах легких частиц — электронов и позитронов, так как по магнитно-тормозному излучению электронов и позитронов космические лучи могут быть обнаружены в удаленных от нас участках пространства. Из простых соображений можно ожидать, что в первичных космических лучах будет содержаться некоторое количество электронов и позитронов. В самом деле, в результате столкновения космических частиц с ядрами межзвездного газа будут рождаться положительные и отрицательные пионы, при распаде которых по реакции



появятся электроны и позитроны. Кроме того, в источниках космических лучей наряду с атомными ядрами могут ускоряться также электроны и позитроны.

Экспериментально электроны в космических лучах были обнаружены в 1961 г. Оказалось, что поток электронов составляет около 1,5% потока всех космических частиц; соответственно энергия потока электронов составляет около 1% полной энергии космических частиц. Прямые измерения числа позитронов в космических лучах показали, что позитронов примерно в пять раз меньше, чем электронов. Отсюда следует, что основная доля космических электронов не связана с процессами типа (12.86), а испускается непосредственно источниками космического излучения.

В заключение отметим, что в космических лучах в небольшом количестве обнаружены также γ -кванты ($10 \text{ фотон}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ с $E_{\gamma} \approx \approx 50 \text{ МэВ}$) и, по-видимому, должны быть нейтрино, обнаружить которые очень трудно.

4. Магнитные поля Земли и межпланетного пространства в ряде случаев оказывают заметное влияние на первичное излучение. Влияние магнитного поля Земли сводится к следующему.

Во-первых, оно препятствует вхождению в атмосферу относительно малоэнергичных частиц. Рассматривая движение заряженных частиц в поле магнитного диполя (магнитного поля Земли), можно убедиться, что минимальный импульс p_{min} протона, при котором он может войти в атмосферу под углом θ к геомагнитной

параллели λ , определяется формулой

$$\rho_{\min} = 59,3 \frac{\cos^4 \lambda}{(\sqrt{1 - \cos \vartheta} \cdot \cos^3 \lambda + 1)^2} \text{ ГэВ/с.} \quad (12.87)$$

Например, минимальный импульс $\rho_{\min}^{\text{КВ}}$, при котором протон может войти в атмосферу на экваторе ($\lambda = 0^\circ$), равняется 15 ГэВ/с. Напротив, на магнитном полюсе ($\lambda = 90^\circ$) частица может достигнуть атмосферы с любым импульсом ($\rho_{\min} = 0$).

Существование минимального импульса (12.87) очевидным образом приводит к зависимости интенсивности первичного космического излучения от геомагнитной широты. Эта зависимость получила название *широтного эффекта*. О величине широтного эффекта можно судить по тому, например, что

$$\frac{I(90^\circ) - I(0^\circ)}{I(90^\circ)} \approx 0,36, \quad (12.88)$$

где $I(90^\circ)$ и $I(0^\circ)$ — соответственно интенсивность космических лучей на высоте 10 км на полюсе и на экваторе.

Рис. 12.19 Происхождение восточно-западной асимметрии.

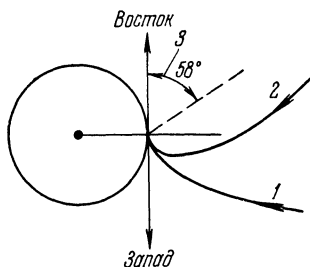
1, 2 — траектории положительно заряженных частиц, 3 — раствор угла конуса Штермера. Такая величина раствора имеет место при энергии протонов 2 ГэВ. Окружность слева — сечение земного шара плоскостью, перпендикулярной оси вращения Земли; ось вращения направлена от плоскости чертежа к читателю.

западной асимметрии. Величину восточно-западной асимметрии характеризуют отношением

$$\frac{I_3 - I_B}{I_3 + I_B}, \quad (12.89)$$

где I_3 — интенсивность космического излучения с запада, I_B — интенсивность космического излучения с востока. На больших высотах это отношение достигает значения 0,25. Обнаружение восточно-западной асимметрии явилось в свое время доказательством того, что первичное космическое излучение состоит из положительно заряженных частиц.

Значительно менее изучено влияние межпланетных магнитных полей. Наиболее существенными из таких полей являются магнит-



ные поля движущихся сгустков плазмы, которые выбрасываются с поверхности Солнца во время хромосферных солнечных вспышек. Эти магнитные поля движутся в пространстве и периодически изменяют условия прохождения космического излучения. Они являются главной причиной различных *временных вариаций* первичного космического излучения — 11-летних, 27-летних и т. д. Считается, что влиянием этих же магнитных полей обусловлено и упомянутое в п. 1 высокоширотное обрезание энергетического спектра первичного космического излучения.

В заключение отметим еще одну особенность движения заряженных частиц в магнитном поле Земли. Для заряженной частицы с любой, но не превышающей нескольких ГэВ энергией в магнитном поле Земли существуют ловушки, т. е. области пространства, характеризующиеся тем, что заряженные частицы не могут ни влетать извне в них, ни вылетать из них. Эти магнитные ловушки имеют форму тороидов, охватывающих Землю в широтном направлении. Их удаленность от поверхности Земли определяется энергией частиц: чем выше энергия, тем ближе к Земле должна быть расположена ловушка.

Очевидно, что магнитные ловушки являются естественным резервуаром для накопления заряженных частиц. Поэтому вблизи Земли следует ожидать существования зон с повышенной концентрацией частиц. Такие зоны, содержащие главным образом протоны и электроны, были действительно обнаружены и получили название *радиационных поясов Земли* (Дж. ван Аллен, С. Н. Вернов и А. Е. Чудаков, 1958).

Нетривиальным является вопрос о том, как происходит инжекция заряженных частиц в ловушки. В настоящее время можно указать три механизма инжекции. Частицы могут попадать в ловушки:

а) за счет неадиабатических процессов (магнитогидродинамические ударные волны и т. д.) взаимодействия выбрасываемых Солнцем сгустков плазмы с магнитным полем Земли;

б) за счет распада нейтронов, приходящих либо от Солнца, либо из атмосферы, где они генерируются космическими лучами (см. п. 8);

в) наконец, за счет ядерных взрывов на больших высотах.

5. Время от времени Солнцем испускаются высокоэнергичные заряженные частицы, главным образом протоны и α -частицы — *солнечные космические лучи*. В периоды максимума солнечной активности за год происходит 5—13 хромосферных вспышек, во время которых испускается космическое излучение. Как правило, солнечные космические лучи имеют небольшую энергию $\lesssim 400$ МэВ, но весьма большую интенсивность $\approx 10^6 - 10^7$ частиц/(см²·с). В отдельных исключительных случаях испускаются частицы с энергией в несколько десятков ГэВ. Так, в частности, было 4 августа 1972 г. Всего за 40 с лишним лет наблюдений (1937—1978) было

зарегистрировано несколько десятков солнечных вспышек, во время которых Солнцем испускались частицы с энергией в несколько ГэВ.

6. Перейдем к рассмотрению поглощения космического излучения в атмосфере. В самых общих чертах процесс поглощения энергии первичных частиц протекает следующим двухступенчатым образом: энергия первичных частиц сначала затрачивается на создание большого числа вторичных частиц, а потом кинетическая энергия последних расходуется на ионизацию атмосферы. То, что энергия первичных частиц в конечном счете действительно расходуется в основном на ионизацию, видно из табл. 12.6, в которой приведен баланс энергии космического излучения.

Т а б л и ц а 12.6. Баланс энергии космического излучения

Потоки энергии	Величина потока в МэВ·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹
первичных частиц	1400
затрачиваемой на ионизацию	615
затрачиваемой на излучение нейтрино	232
затрачиваемой на возбуждение ядер	80
вторичных частиц на уровне моря	38
Дефицит в потоках энергии обусловлен неточностями измерений.	

Вторичное космическое излучение состоит из адронов (пионов, протонов, нейтронов и т. д.), мюонов, электронов и фотонов. Соответственно у него различают *ядерно-активную* (адронную), *жесткую* (мюонную) и *мягкую* (электронно-фотонную) компоненты *).

Проследим, как происходит генерация различных компонент вторичного космического излучения. Как мы уже указывали (см. гл. VIII, § 5), при прохождении высокоэнергичных заряженных адронов через толстые слои вещества главную роль играют столкновения с атомными ядрами. Соответственно этому главной с точки зрения генерации вторичного излучения является ядерно-активная компонента. Столкновение первичного высокоэнергичного ($\gg 1$ ГэВ) протона с атомным ядром характеризуется следующими особенностями (см. гл. VII, § 7):

а) Протон теряет приблизительно половину своей энергии.

б) Основная доля потерянной энергии затрачивается на множественное рождение релятивистских частиц. Для этих частиц существует специальное название — ливневые частицы. Ливневые частицы состоят главным образом из пионов, хотя в 15—20% случаях встречаются и каоны. О количестве ливневых частиц можно

*) Название «мягкая» и «жесткая» компоненты сохранились с той поры, когда главной характеристикой излучения считалась проникающая способность излучений: проникающая способность мюонной компоненты намного больше электронно-фотонной.

судить по тому, что первичный протон с энергией 10^3 ГэВ порождает в одном столкновении в среднем 10 частиц.

в) Оставшаяся часть потерянной первичным протоном энергии затрачивается на выбивание дельта-нуклонов и возбуждение конечного ядра. Дельта-нуклонами (δ -нуклонами) называются вылетающие при столкновении нуклоны со средней энергией ≈ 160 МэВ. При распаде конечного ядра испускаются протоны, нейтроны, α -частицы и т. д.

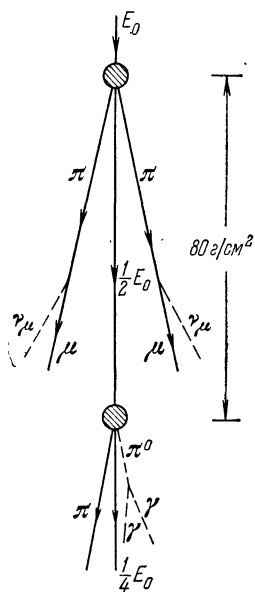


Рис. 12.20. Схема прохождения высокоэнергичной ($\geq 10^3$ ГэВ) первичной космической частицы через атмосферу.

Справа указана длина свободного пробега частицы по отношению к ядерным столкновениям.

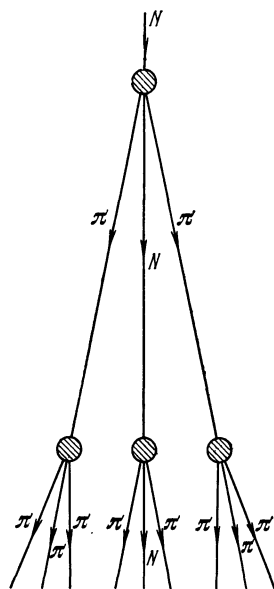


Рис. 12.21. Схема ядерного каскада, развивающегося с участием заряженных пионов; каскад вызывается космической частицей с энергией, большей 10^4 — 10^5 ГэВ.

Длина свободного пробега высокоэнергичного протона в атмосфере равняется приблизительно 80 г/см^2 . Поэтому первичный протон, проходя через атмосферу, может испытать свыше десятка столкновений с ядрами, и каждое столкновение будет сопровождаться потерей половины энергии на обрисованную в б) и в) генерацию адронов (ядерно-активных частиц). Схематическая картина развивающегося ядерного каскада изображена на рис. 12.20. Появляющиеся в каждом акте столкновения δ -протоны и другие малоэнергичные заряженные частицы вследствие ионизационных по-

теперь быстро замедляются и поглощаются. Нейтроны же вплоть до самых низких энергий участвуют в дальнейшем размножении ядерно-активных частиц. Нейтральные пионы из-за очень малого времени жизни ($\approx 10^{-16}$ с) сразу же распадаются. Судьба заряженных пионов зависит от их энергии. Если их энергия столь велика, что из-за релятивистского замедления времени пионы могут, не распавшись, пролететь путь, равный длине свободного пробега в атмосфере (80 г/см^2), то они наряду с первичным протоном будут участвовать в размножении адронов (рис. 12.21). Простые оценки показывают, что для этого энергия пиона должна быть больше 200 ГэВ . Пионы со столь высокой энергией могут интенсивно порождаться только первичными адронами с энергией $\gtrsim 10^4 - 10^5 \text{ ГэВ}$.

Параллельно с генерацией ядерно-активной компоненты происходит ее «обрастание» мягкой и жесткой компонентами. Основным источником электронно-фотонной компоненты являются нейтральные пионы (π^0). Из-за малого времени жизни они быстро распадаются и порождают по два γ -кванта высокой энергии:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (12.90)$$

Интересно отметить, что тем самым γ -кванты генерируются со скоростью процессов, протекающих за счет сильного взаимодействия. Появившиеся высокоэнергичные γ -кванты порождают при столкновениях с атомными ядрами электронно-позитронные пары $e^+ - e^-$, которые в свою очередь испускают тормозные γ -кванты и т. д. Нарастание числа электронов, позитронов и γ -квантов будет происходить до тех пор, пока ионизационные потери электронов и позитронов не станут сравнимыми с их радиационными потерями, т. е. до тех пор, пока энергия электронов и позитронов не уменьшится до критической энергии в воздухе, составляющей приблизительно 72 МэВ (см. гл. VIII, § 3).

Заряженные пионы в конце концов распадаются по реакции

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

и генерируют жесткую мюонную компоненту космического излучения. Получающиеся в результате распада высокоэнергичных пионов релятивистские мюоны имеют очень большую проникающую способность, поскольку у них малы как ионизационные потери (что справедливо для всякой релятивистской частицы), так и радиационные (из-за большой массы покоя) (см. гл. VIII, § 3). На рис. 12.22 для иллюстрации приведена кривая зависимости числа мюонов от толщины проходимого ими слоя воды. Как мы видим, заметное количество мюонов остается даже после прохождения слоя воды 1000 м .

7. Зависимость интенсивности различных компонент вторичного космического излучения от толщины пройденного ими слоя атмосферы показана на рис. 12.23. Как видно из этого рисунка, интен-

сивность ядерно-активной компоненты резко уменьшается с увеличением толщины атмосферы, и на уровне моря эта компонента практически обращается в нуль. Электронно-фотонная компонента доминирует на больших высотах, но быстро поглощается и на уровне моря играет меньшую роль, чем мюонная. Для ориентировки в порядках величин укажем, что интенсивности жесткой ($I_{ж}$) и мягкой ($I_{м}$) компонент на уровне моря равны:

$$I_{ж} = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}), \quad I_{м} = 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Таким образом, космическое излучение на уровне моря приблизительно в сто раз менее интенсивно, чем на границе атмосферы, и состоит в основном из мюонов. Сильное поглощение в атмосфере ядерно-активной и электронно-фотонной компонент и незначительная генерация мюонной компоненты первичными частицами с энергией < 10 ГэВ приводят к тому, что

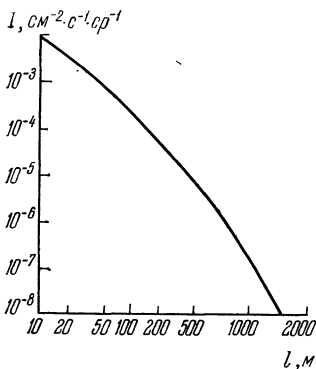


Рис. 12.22. Зависимость интенсивности жесткой компоненты космических лучей от толщины проходящего ею слоя воды.

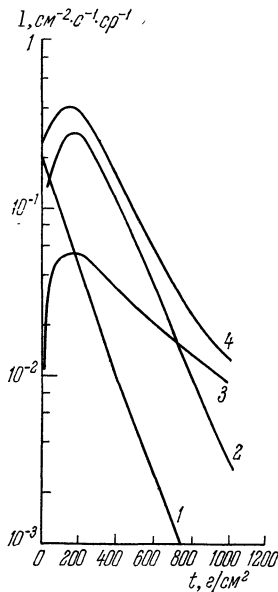


Рис. 12.23. Зависимость интенсивности различных компонент космического излучения от длины t пути, пройденного в атмосфере.

1 — ядерно-активная компонента, 2 — электронно-фотонная, 3 — мюонная, 4 — полная интенсивность; отсчет t ведется от верхней границы атмосферы.

первичные протоны с энергией в несколько ГэВ практически не дают никакого вклада в интенсивность вторичного излучения на уровне моря. С этим связано очень малое влияние солнечных космических лучей на интенсивность космического излучения на малых высотах.

8. В заключение рассмотрим воздействие космического излучения на атмосферу. В процессе генерации и поглощения ядерно-активной компоненты в верхних слоях атмосферы происходят различные ядерные реакции. Благодаря этим реакциям в атмосфере, во-первых, поддерживается некоторое равновесное содержание радиоактивных изотопов, таких, как H^3 , C^{14} , Be^7 , P^{32} , S^{35} , Cl^{36} . В частности, только за счет космического излучения в земной воде концентрация тяжелого изотопа водорода — трития — поддерживается на уровне $10^{-16}\%$. Во-вторых, происходит накопление стабильных изотопов. Для примера укажем, что за время существования Земли ($\approx 4 \cdot 10^9$ лет) космическое излучение увеличило распространенность изотопа лития Li^6 на $0,03\%$, т. е. на величину, вполне измеримую современными масс-спектроскопическими методами.

Создаваемые космическими лучами радиоактивные изотопы можно использовать, во-первых, для проверки постоянства космического излучения в прошлом. Например, анализ органического ила на дне океанов привел к заключению, что в течение последних 35 000 лет интенсивность космического излучения практически не менялась.

Во-вторых, эти изотопы могут быть использованы для датировки различных событий. Один из таких способов датировки исторических событий будет рассмотрен в гл. XIII, § 6.

ПРИКЛАДНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

§ 1. Дозиметрические единицы

1. Для количественной оценки воздействия ядерных излучений на вещество необходимо иметь какие-то единицы степени облучения вещества. Эти единицы называются *дозиметрическими*. Почти все практически используемые дозиметрические единицы — внесистемные. Рациональный выбор таких единиц осложнен тем, что механизм взаимодействия частиц с веществом сильно зависит от рода частиц и от их энергии.

На практике применяются дозиметрические единицы трех типов: а) единицы, описывающие интегральный по времени поток частиц, б) единицы, описывающие удельное поглощение энергии веществом, и в) единицы, описывающие интегральный по времени поток энергии, перенесенный частицами через вещество независимо от степени поглощения этого потока. Кроме того, специальные единицы приходится вводить для расчета биологического действия излучений.

2. Наиболее простой и точной дозой облучения является *интегральный поток* — число частиц, прошедших через единицу площади поперечного (по отношению к пучку частиц) сечения образца. Обычно применяется единица частица/см². В этих единицах необходимо указать сорт частиц и их энергию. Доза 10¹⁵ нейтрон/см² с энергией 1 МэВ произведет совершенно иное действие на вещество, чем доза 10¹⁵ фотон/см² с энергией 1 МэВ или доза 10¹⁵ нейтрон/см² с энергией 1 кэВ. Единицы интегрального потока неудобны тем, что с их помощью трудно сравнивать между собой результаты воздействия облучений, различающихся по сорту частиц и по их энергии.

3. Для наиболее интересной в прикладном отношении области энергий до 10 МэВ основные эффекты, вызываемые ядерными излучениями в веществе, пропорциональны энергии, поглощенной веществом, и часто в первом приближении не зависят от вида ядерного излучения и от энергии частиц. Из-за этой эмпирической закономерности оказалось удобным ввести понятие поглощенной дозы.

Поглощенной дозой называется энергия ионизирующего излучения, поглощенная единицей массы облучаемой среды. Единицей поглощенной дозы для излучений любых видов (α , β , γ и т. д.) является рад:

$$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ эрг/г.}$$

Важно обратить внимание на прилагательное «ионизирующий» в определении поглощенной дозы. Оно означает, что при поглощении электронов в веществе надо учитывать только их ионизационные потери и ту часть радиационных потерь, которой соответствует тормозное излучение, поглощенное в самом веществе. При поглощении нейтронов надо учитывать, что ионизация создается не только ядрами отдачи, но и γ -излучением, возникающим в результате реакции (n, γ) радиационного захвата. Поэтому, в частности, поглощенная доза не будет малой при поглощении в веществе даже тепловых нейтронов, энергия которых ничтожна.

Понятие поглощенной дозы удобно для сравнения между собой действия облучений разных видов и энергий на разные материалы. Но и оно далеко не всегда удобно из-за того, что величина поглощенной дозы зависит как от свойств и геометрии источника излучения, так и от вида облучаемого материала. Образцы разных веществ, облученные в одном и том же пучке за одно и то же время, получают дозы в разное количество радов.

4. На практике чаще всего требуется такое понятие дозы, которое обладало бы хотя бы приближенной универсальностью в отношении энергии и сорта частиц и в то же время зависело бы только от свойств и геометрии источника излучения. Величиной такого рода является *доза облучения* (или, что то же самое, *экспозиционная доза*), выражающая количество излучения, прошедшего через вещество. Для рентгеновского и для γ -излучения единицей дозы облучения является рентген. 1 рентген (Р) соответствует дозе рентгеновского или γ -облучения, создающей в 0,001293 г воздуха (т. е. в 1 см³ сухого воздуха при 0°C и при давлении 760 мм рт. ст.) ионы, несущие заряд в одну электростатическую единицу электричества каждого знака.

В международной системе единиц СИ единицей дозы облучения является 1 кулон на кг (Кл/кг). Соотношение рентгена с международной единицей таково: $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$. Строго говоря, единицы рентген и Кл/кг применимы только к квантам с энергией не выше 3 МэВ. Фактически они используются и при более высоких энергиях.

Для измерения дозы облучения другими, отличными от γ -квантов частицами используется единица фэр (физический эквивалент рентгена). 1 фэр соответствует дозе облучения α -частицами, β -частицами или нейтронами, вызывающей такую же ионизацию, как и доза γ -излучения в 1 рентген. Доза в 1 фэр соответствует образованию $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см³ воздуха при нормальных условиях. Так как на образование одной пары ионов в воздухе в среднем тратится энергия 32,5 эВ (см. гл. VIII, § 6), то энергетически 1 фэр соответствует выделению в 1 см³ воздуха энергии $6,86 \cdot 10^{10} \text{ эВ} = 0,11 \text{ эрг}$. Отсюда следует, что в 1 г воздуха при дозе в 1 фэр выделяется энергия 83,8 эрг. Поглощение энергии в тканях человека

несколько выше и принимается равным 93 эрг/г. Это настолько близко к 100 эрг, что в практических дозиметрических расчетах величины 1 фэр и 1 рад обычно можно считать равными друг другу.

Более сложен вопрос о связи единиц поглощенной дозы и интегрального потока. Эта связь зависит как от вида излучения, так и от его энергии. Для рентгеновских и γ -лучей с энергиями от 70 кэВ до 2 МэВ с точностью до 15% выполняется простое соотношение:

$$1 \text{ P} = \frac{2 \cdot 10^9}{E \text{ МэВ}} \text{ фотон/см}^2.$$

5. Как мы увидим ниже в § 4, биологическое действие ядерных излучений зависит не только от дозы облучения, но и от их вида. Поэтому для дозы облучения живых организмов используется новая единица бэр (биологический эквивалент рентгена). Величина дозы D_6 в бэр связана с величиной той же дозы в фэр D_ϕ соотношением

$$D_6 = D_\phi \times \text{ОБЭ}, \quad (13.1)$$

где через ОБЭ обозначен эмпирический коэффициент, называемый *относительной биологической эффективностью*. Значения ОБЭ для разных видов излучений приведены в табл. 13.1. Следует подчеркнуть, что определение величины ОБЭ, а тем самым и единицы фэр не обладает принятой в физике точностью. Кроме того, даже в рамках принятой точности до одного знака значения ОБЭ для одного и того же вида излучения различны для разных биологических объектов.

Таблица 13.1. Коэффициенты ОБЭ для разных типов излучений

Тип излучения	ОБЭ
γ -излучение	1
β -частицы	1
Тепловые нейтроны	5
Быстрые нейтроны	10
Протоны	10
α -частицы	10

§ 2. Действие ядерных излучений на структуру вещества

1. Энергия попадающих в вещество заряженных частиц и γ -квантов в основном тратится на ионизацию и возбуждение атомов (см. гл. VIII). Ионизация в конечном итоге ведет к нагреванию вещества и обычно не вызывает в нем необратимых изменений. Однако некоторая, вполне заметная доля общей энергии потока заряженных частиц или γ -квантов, равно как и значительная доля энергии потока нейтронов, затрачивается на необратимое изменение структуры

вещества. Совокупность этих изменений называется *радиационным повреждением*. Термином «повреждение» подчеркивается, что под влиянием излучений свойства вещества в большинстве случаев (хотя и не всегда) изменяются в худшую сторону.

Изменение структуры твердого тела под действием ядерного излучения обуславливается следующими механизмами:

а) Главным механизмом является ударное выбивание атомов из кристаллической решетки. Заряженные частицы и нейтроны выбивают атомы непосредственно, а γ -кванты — через промежуточные фотоэлектроны или комптоновские электроны. Это выбивание обычно сопровождается разнообразными и многоступенчатыми вторичными процессами.

б) Часто бывает существенным появление в решетке новых атомов за счет внедрения падающих тяжелых частиц, а также за счет ядерных реакций с возможными последующими распадами продуктов реакций. Такого рода явления, как правило, существенны только при облучении нейтронами и практически отсутствуют при облучении электронами и γ -квантами с энергиями до 10—15 МэВ. Нейтроны любых энергий легко захватываются ядрами, причем получающиеся новые изотопы часто оказываются β -активными. В результате распада этих изотопов в кристалле образуются примесные атомы. В делирующихся материалах разнообразные примесные атомы возникают также в результате каскадного β -распада осколков деления. В частности, среди продуктов деления заметную долю составляют инертные газы криптон и ксенон. При интенсивном облучении в реакторе эти газы выделяются в столь заметных количествах, что приводят к пористости и разбуханию материала.

в) Существенным бывает и воздействие на решетку через ионизацию. Так, отрицательный ион в ионном кристалле (например, ион хлора в кристалле поваренной соли) при выбивании из него двух электронов станет положительным и сам «выскочит» из своего места в решетке. Конечный результат такого ступенчатого воздействия — тот же, что и при прямом выбивании атома.

Все эти процессы приводят к созданию дефектов решетки, т. е. к изменению микроструктуры кристалла. При достаточно мощном облучении за счет этих дефектов заметно изменяются и различные макроскопические свойства тела — механические и тепловые. Изменение решетки влияет и на структуру электронных энергетических зон, т. е. на электрические и оптические свойства.

2. Рассмотрим подробнее механизм упругого выбивания. Для того чтобы выбить атом из его положения в кристаллической решетке, ему надо передать энергию выше некоторой пороговой E_d , представляющей собой разность энергий связи в нормальном положении и в междоузлии. Экспериментально энергия E_d определяется по минимальной энергии электронного пучка, необходимой для создания точечных дефектов кристаллической решетки. Величина E_d

имеет порядок десятков эВ (для Cu $E_d = 22$ эВ, для Fe $E_d = 24$ эВ, для алмаза $E_d = 80$ эВ). При упругом столкновении налетающая частица не может передать атому всю свою энергию из-за эффекта отдачи. Из законов сохранения энергии и импульса (4.6), (4.7) в применении к упругому удару следует, что максимальная энергия E_m , которую налетающая частица энергии E и массы M_1 может передать атому массы M_2 , для нерелятивистских налетающих частиц определяется по формуле

$$E_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \quad (13.2)$$

а для релятивистских — по формуле

$$E_m = 2EM_2 \cdot \frac{2M_1c^2 + E}{(M_1 + M_2)^2 c^2 + 2M_2E}. \quad (13.3)$$

При $M_1 = 0$ формула (13.3) применима для рассмотрения столкновения γ -кванта с атомом. Под E_m , E в формуле (13.3) понимаются релятивистские кинетические (не полные) энергии (4.8) соответствующих частиц. При столкновениях частиц ядерных излучений с атомами практически всегда $M_2 \gg M_1$. Поэтому из (13.2), (13.3) следует, что для выбивания атомов энергия налетающих частиц должна намного превышать E_d , особенно если эти частицы легкие. Например, даже такая сравнительно тяжелая частица, как нейтрон, имеющий энергию 2 МэВ, может передать при упругом столкновении атому углерода не более 0,5 МэВ, а атому урана — не более 0,033 МэВ. Электрон той же энергии может передать углероду не более 1 кэВ, а урану — не более 0,05 кэВ. Для γ -кванта той же энергии соответствующие цифры в три раза меньше, чем для электрона.

Для того чтобы выбивание атомов шло с заметной интенсивностью, необходимо, чтобы эффективное сечение выбивания было не очень мало по сравнению с сечениями других конкурирующих процессов. Для нейтронов это сечение имеет порядок нескольких барн (в области энергий, достаточных для выбивания) и вполне сравнимо с сечениями конкурирующих неупругих процессов. Для электронов сечение выбивания имеет порядок десятков барн, но сечения возбуждения и ионизации электронов (в пересчете на один атом) имеют значительно большую величину. Для γ -квантов в наиболее интересной для практики области энергий в несколько МэВ наибольшее сечение имеет процесс образования комптоновских электронов (см. гл. VIII, § 4). Поэтому при γ -облучении атомы выбиваются из решетки в основном комптон-электронами. Но если электронный пучок создает выбитые атомы только в поверхностном слое, то γ -излучение выбивает атомы во всем объеме вещества.

Если энергия выбитого атома заметно превосходит E_d , то он способен выбить из решетки другой атом. Таким образом, в результате одного первичного столкновения в кристалле могут возникнуть

несколько выбитых из решетки атомов (рис. 13.1). Для ориентировки укажем следующие теоретические оценки для меди. При столкновении нейтрона энергии 0,42 МэВ с атомами в результате вторичных столкновений в среднем возникает 328 смещенных атомов. Заряженная частица — дейтрон — с энергией 9 МэВ за одно столкновение создает в среднем 6,2 смещенных атома.

Смещенные атомы ионизированы. Поэтому они быстро тормозятся в веществе и останавливаются в междоузлиях. В результате

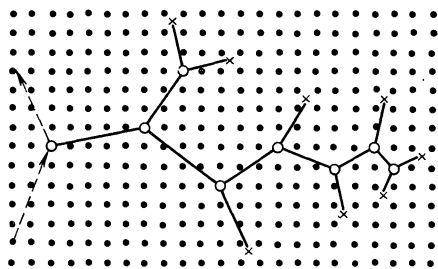


Рис. 13.1. Схема образования смещенных атомов под действием облучения.

Пунктирная линия со стрелкой — траектория движения быстрой частицы, сплошные линии — траектории смещенных атомов; кружочками и крестиками отмечены вакансии и внедренные в междоузлия атомы.

в кристалле образуются два вида точечных дефектов решетки — вакантные узлы и атомы в междоузлиях. В ряде кристаллов смещенный атом может остановиться в «чужом» узле, выбив оттуда своего предшественника. Такие замещающие столкновения также меняют свойства многоатомных кристаллов. При достаточно мощном и продолжительном облучении плотность дефектов может возрасти до такой степени, что наступит полное разрушение кристаллической структуры. Такое явление наблюдается в некоторых урановых и ториевых рудах: вылетающие из урана или тория α -частицы постепенно разрушают решетку и в конце концов переводят ее в коллоидоподобное, так называемое метамиктное состояние. Метамиктные минералы внешне сохраняют кристаллический облик, но по своим свойствам являются аморфными веществами. Они изотропны по оптическим, механическим и другим свойствам, дают раковистый излом. Устойчивость решетки относительно действия облучения сильно зависит от ее прочности. Так, при облучении дозой 10^{21} быстрых нейтронов на 1 см^2 решетка кварца в значительной мере разрушается, а решетка алмаза почти не меняется. Некоторые кристаллы под действием облучения изменяют тип решетки. Например, моноклинная двуокись циркония ZrO_2 под действием нейтронного излучения переходит в кубическую модификацию.

В процессе каскадного упругого выбивания вылетающие атомы претерпевают большое количество столкновений, недостаточных для выбивания, но приводящих к возбуждению колебаний многих атомов. Это приводит к кратковременному локальному перегреву, называемому *тепловым пиком*. Размер и время жизни тепловых пиков очень малы (соответственно десятки ангстрем и десятые доли

В процессе каскадного упругого выбивания вылетающие атомы претерпевают большое количество столкновений, недостаточных для выбивания, но приводящих к возбуждению колебаний многих атомов. Это приводит к кратковременному локальному перегреву, называемому *тепловым пиком*. Размер и время жизни тепловых пиков очень малы (соответственно десятки ангстрем и десятые доли

наносекунды), но температура обычно превышает температуру плавления. Поэтому в области теплового пика происходит частичный отжиг (рекомбинация) точечных дефектов, а также ускоряются процессы диффузии. Особенно велики тепловые пики, вызываемые осколками деления в делящихся материалах.

Другой сопровождающий выбивание эффект состоит в том, что смещающийся атом перед остановкой (когда сечение взаимодействия с другими атомами резко возрастает) может передать свою энергию сразу большому числу атомов. В результате большое количество атомов покидает свои места в решетке. Это явление называется *пиком смещения*. Возникновение пика смещения с последующей его релаксацией приводит к сильному перемешиванию атомов. В результате уничтожаются многие точечные дефекты, но возникают более сложные дефекты, например, дислокационные петли.

3. Посмотрим теперь, как влияют изменения решетки под действием облучений на макроскопические, механические и тепловые свойства твердого тела.

Под действием больших доз облучения изменяется плотность кристалла, а при низкой симметрии — решетка и геометрическая форма. Чтобы дать понятие о порядках величин, укажем, что под действием интегрального по времени потока 10^{20} реакторных нейтронов на 1 см^2 плотность кварца снижается на 15%. В качестве примера сильно и резко анизотропно меняющегося материала можно привести альфа-модификацию урана, имеющую довольно низкую ромбическую симметрию. Монокристалл такого урана под действием облучения в реакторе сжимается в одних направлениях и расширяется в других, причем размеры могут изменяться больше чем вдвое (рис. 13.2).

Облучение сильно влияет на механические свойства. Обычно материал упрочняется из-за того, что возникшие под влиянием облучения дефекты тормозят движение дислокаций. Модуль упругости растет, разрушение вместо пластического становится хрупким*). Эти изменения иллюстрируются на рис. 13.3 графиками деформация — напряжение для малоуглеродистой стали при облучении ее различными потоками нейтронов.

Радиационные изменения механических свойств довольно устойчивы. Их можно уничтожить только отжигом при температуре порядка температуры рекристаллизации.

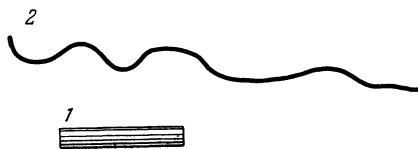


Рис. 13.2. Изменение монокристалла урана под действием облучения.

1 — монокристалл перед облучением,
2 — после облучения.

*) Для последнего из отмеченных изменений в литературе иногда используется режущий ухо термин «охрупчивание».

На создание вакансий и атомов в междоузлиях тратится довольно значительная энергия. При больших дозах облучения эта так называемая скрытая энергия становится большой уже в макроскопическом масштабе. Например, в графите после облучения дозой $3 \cdot 10^{21}$ нейтрон/см² создается скрытая энергия 620 кал/моль. Эта энергия выделяется при отжиге. В некоторых случаях наблюдается самопроизвольное выделение скрытой энергии, приводящее к саморазогреву материала.

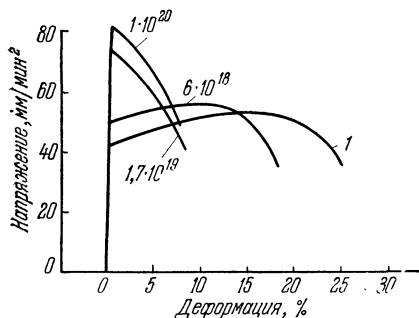


Рис. 13.3. Изменение кривой растяжения малоуглеродистой стали после облучения нейтронами.

Цифры над кривыми — интегральный поток нейтронов, 1 — необлученный образец.

ние числа ионных носителей тока. Но если после облучения появляются сложные комплексы (грозди) дефектов, то носители начинают застревать в этих комплексах, что снижает электро-

проводность. В металлах при облучении возрастает остаточное (т. е. не зависящее от температуры) электрическое сопротивление. Электропроводность диэлектриков после облучения в одних случаях возрастает, в других — падает. Увеличению электропроводности способствует возрастание

В металлах при облучении возрастает остаточное (т. е. не зависящее от температуры) электрическое сопротивление. Электропроводность диэлектриков после облучения в одних случаях возрастает, в других — падает. Увеличению электропроводности способствует возрастание

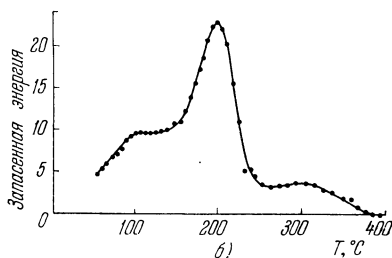
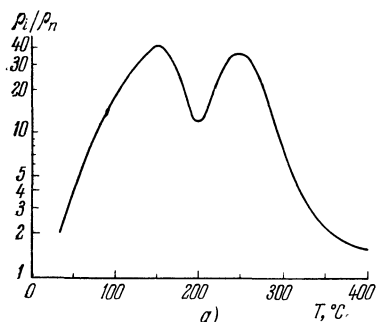


Рис. 13.4. Зависимости от температуры:

а) отношения ρ_i/ρ_n удельных сопротивлений облученного и необлученного кристалла NaCl;

б) запасенной энергии (в относительных единицах) этого же кристалла. Доза облучения = $8,9 \cdot 10^{16}$ протон/см² с энергией 350 МэВ.

проводность. Косвенным подтверждением правильности этих механизмов являются два графика (рис. 13.4), на которых приведены температурные зависимости относительного удельного сопротивле-

ния и запасенной скрытой энергии для поваренной соли, облученной дозой $8,9 \cdot 10^{15}$ протонов на 1 см^2 с довольно высокой энергией 350 МэВ. Увеличение сопротивления при подходе к первому максимуму соответствует образованию гроздей дефектов. Падение сопротивления после первого максимума соответствует распаду гроздей. Возникшие в результате распада дефекты (в частности, вакансии, см. любую книгу по физике твердого тела) активно участвуют в электропроводности. Сопротивление падает. В минимуме сопротивления скрытая энергия достигает резкого максимума — в отдельных дефектах энергии больше, чем в грозди. Далее начинается отжиг дефектов. Число носителей падает. Сопротивление растет. Наконец, после прохождения второго максимума начинает падать роль дефектов в общем балансе механизма электропроводности. В результате относительное (не абсолютное) сопротивление начинает приближаться к единице, т. е. спадать. Более сложно разобраться в действии на электропроводность нейтронного облучения. Нейтроны, поглощаясь посредством радиационного захвата (n , γ), создают β - и γ -активные ядра. Радиоактивные ядра, находящиеся на поверхности, ионизируют окружающий воздух, делая его проводником. Возникающая поверхностная проводимость сильно искажает общую картину электропроводности.

В неметаллах после облучения падает теплопроводность за счет рассеяния фононов на дефектах.

4. Появление дефектов в кристаллической решетке неизбежно искажает структуру электронных уровней, что приводит к изменению оптических и электрических свойств кристалла. Эти изменения существенны для диэлектриков и полупроводников, но не для металлов, внутри которых имеется большое число свободных электронов, которые, с одной стороны, практически не подвержены действию точечных дефектов решетки, а, с другой стороны, определяют электрические и оптические свойства кристалла.

Мы уже рассмотрели зависящую непосредственно от решетки электропроводность диэлектриков после облучения. Для работы изоляторов в условиях облучений и для ряда других вопросов важно знать электропроводность диэлектрика во время облучения. Эта радиационная электропроводность детально изучена для действия γ -излучения из радиоактивных источников и реакторов. Оказалось, что при напряжениях, достаточно далеких от пробоя, радиационная электропроводность линейно растет с интенсивностью облучения. Этот результат естествен. Облучение непрерывно создает свободные электроны посредством фотоэффекта и комптон-эффекта, причем число электронов, создаваемых в единицу времени, пропорционально интенсивности облучения.

Особенно сильно влияет облучение на электрические свойства полупроводниковых материалов. Это и понятно, так как действие вакансий и атомов в междоузлиях во многом сходно с действием

примесных атомов, а электропроводность полупроводников, как известно, крайне чувствительна даже к очень малым (сотые доли процента и даже меньше) примесям. Главное и очень вредное для технических приложений действие облучения на полупроводники состоит в том, что появляющиеся под влиянием облучения дефекты создают новые электронные энергетические уровни в запрещенной зоне. Эти уровни являются ловушками для носителей зарядов. Дефекты-ловушки сильно снижают времена жизни носителей, что приводит к уменьшению электропроводности. Кроме того, в ловушках накапливается пространственный заряд, искажающий его электрические характеристики. Большинство дефектов, созданных электронным или γ -облучением, при отжиге рекомбинирует, после чего полупроводник почти восстанавливает свои первоначальные свойства. Нейтронное облучение создает значительно большее количество дефектов, часть которых необратима. К последним, в частности, относятся примесные атомы, возникающие посредством радиационного захвата нейтронов атомами полупроводника. Этот захват обычно приводит к возникновению в полупроводнике акцепторных или донорных примесей. Механизм возникновения этих примесей можно проследить на примере германия. Германий четырехвалентен. Его кристалл имеет структуру алмаза (каждый атом находится в центре тетраэдра, образованного четырьмя ближайшими соседями). Германий имеет пять стабильных изотопов ${}_{32}\text{Ge}^{70}$, ${}_{32}\text{Ge}^{72}$, ${}_{32}\text{Ge}^{73}$, ${}_{32}\text{Ge}^{74}$, ${}_{32}\text{Ge}^{76}$, содержание которых в естественной смеси составляет соответственно 21, 29, 8, 36 и 8%. Основной изотоп ${}_{32}\text{Ge}^{74}$ при захвате нейтрона переходит путем электронного распада в изотоп ${}_{33}\text{As}^{75}$ пятивалентного мышьяка, являющегося, очевидно, донором, так как на его внешней оболочке имеется лишний для германиевой решетки пятый электрон. С другой стороны, изотоп ${}_{32}\text{Ge}^{70}$, поглотив нейтрон, претерпевает позитронный распад, превращаясь в изотоп ${}_{31}\text{Ga}^{70}$ трехвалентного галлия, являющегося типичным акцептором. Акцепторные уровни на радиационных дефектах появляются и при облучении другими частицами, например дейтронами. Это демонстрируется приведенными на рис. 13.5 зависимостями удельной проводимости акцепторного и донорного германия от дозы облучения дейтронами. Проводимость акцепторного образца при облучении слегка падает из-за образования дефектов, тормозящих носители тока. Проводимость донорного образца сначала падает на несколько порядков из-за компенсации донорных и акцепторных носителей. При более сильном облучении проводимость резко растет, но уже является не донорной, а акцепторной. Этот эффект может быть использован как один из методов создания p — n -переходов, необходимых для использования любого полупроводникового устройства.

Оптические проявления влияния излучений разнообразны и иногда возникают при довольно слабом облучении. Из всех этих

проявлений мы ограничимся примером появления так называемых центров окраски (F -центры) в кристаллах поваренной соли. Эти кристаллы при облучении окрашиваются в желтый цвет (длина волны спектральной линии 465 нм). Происхождение этого окрашивания объясняется следующим образом. Вакансия на месте выбитого отрицательного иона хлора замещается электроном. На этот электрон действуют примерно те же силы, что и на ион хлора. Но при одинаковых силах квадраты частот колебаний обратно пропорциональны массам. Электрон в десятки тысяч раз легче атома хлора.

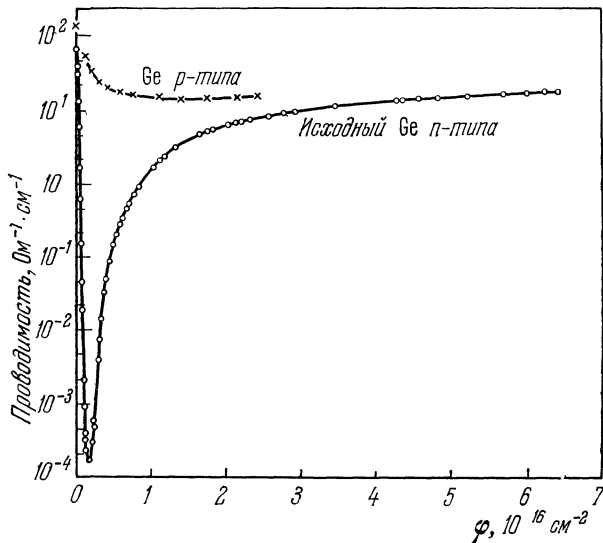


Рис. 13.5. Зависимость удельной проводимости германия от дозы ϕ облучения дейтронами.

Поэтому частота колебаний электрона, занявшего вакансию, будет в сотни раз больше частоты колебаний атома. А этого как раз достаточно, чтобы «довести» частоту колебаний электрона до оптической области. Правильность такого объяснения радиационного окрашивания подтверждается известным еще сто лет назад эффектом точно такого же окрашивания поваренной соли при нагреве ее в парах натрия с последующим быстрым охлаждением. Этот процесс приводит к избытку натрия, т. е. к хлорным вакансиям, и следовательно, к появлению центров окраски.

5. Изучение различных радиационных повреждений и их зависимостей от вида облучения, температуры и т. д. важно как для практических задач, связанных с работой различных приборов и других устройств в условиях облучения, так и для изучения многих вопросов физики твердого тела.

Для направленного искусственного изменения свойств материалов применяется имплантация (т. е. внедрение) в них тяжелых ионов.

Имплантация ионов оказывается чрезвычайно полезной во многих ситуациях. Например, имплантация ионов бора, фосфора и тантала значительно улучшает свойства кремниевых и германиевых детекторов (см. гл. IX, § 4). Имплантация тяжелых ионов открывает широкие возможности для изготовления и изучения свойств новых сплавов, которые из-за химической несовместимости компонентов невозможно получить другими способами, и т. д.

В некоторых случаях и радиационным повреждением, наносимым веществу тяжелыми ионами, удается найти полезное практическое применение. Примерами могут служить изготовление *ядерных фильтров* и датировка событий по трекам продуктов деления урана. При прохождении тяжелых ионов через непроводящие кристаллы и аморфные тела вдоль трека иона из-за большой плотности ионизации (плотность ионизации пропорциональна z^2 , где z — заряд иона, см. (8.24)) образуется канал сильного радиационного повреждения. Вещество в пределах канала более чувствительно к химическому воздействию и может быть удалено, например, посредством окисления и последующего травления и промывания. В результате на месте канала получаются пустоты.

Поэтому, если облучить полимерную пленку толщиной в несколько микрон тяжелыми ионами и подвергнуть ее указанной выше химической обработке, то в местах прохождения ионов в пленке образуются сквозные отверстия, так что пленка в целом может служить великолепным фильтром. При этом диаметр отверстий фильтра характеризуется небольшим разбросом и может быть заранее задан посредством соответствующего подбора условий травления (временем, температурой и т. д.).

Для примера на рис. 13.6 показаны фотографии (полученные с помощью электронного микроскопа) обычного химического фильтра со средним размером пор 0,45 мкм (рис. 13.6, а) и ядерного фильтра с размером пор 0,4 мкм (рис. 13.6, б). Как видно из рисунка, качество ядерного фильтра намного выше химического. Применение ядерных фильтров исключительно многообразно. Очистка газов, воды, сортировка микропримесей по размерам, изучение размеров и формы типов клеток крови, стерилизация биологических сред, фильтрация и разделение различных типов вирусов и молекул, очистка пива и вина — вот далеко не полный перечень.

Датировка событий по трекам продуктов деления ядра изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ основывается на том, что треки тяжелых ионов, возникающих при делении ядра, становятся видимыми (естественно, при сильном увеличении) при окислении и травлении.

По числу треков, приходящихся на единицу поверхности, и содержанию урана можно определить время существования образца.

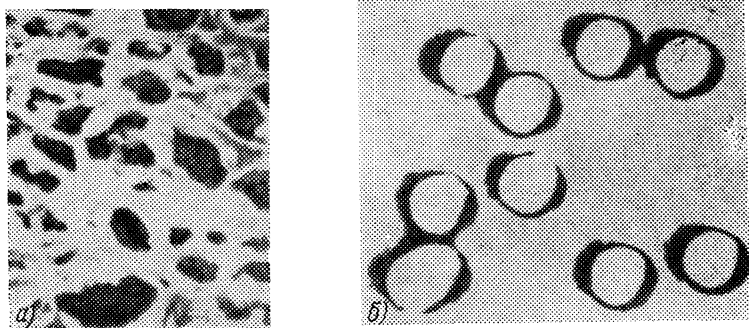


Рис. 13.6. Фотографии химического (а) и ядерного (б) фильтров.

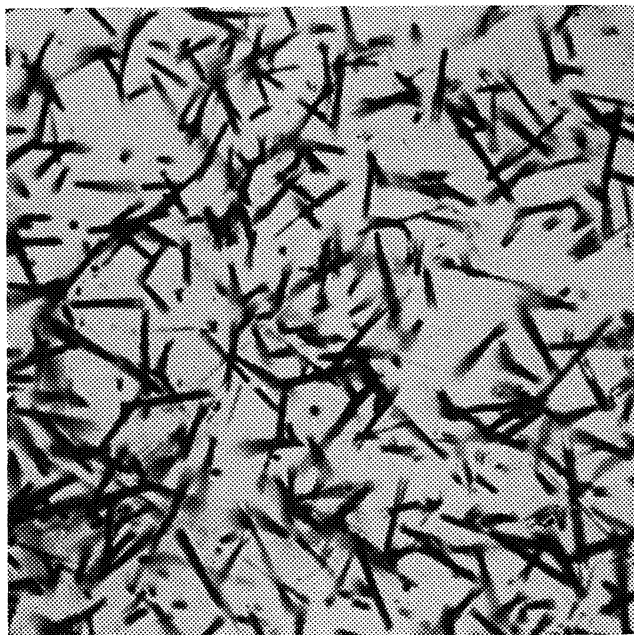


Рис. 13.7. Фотография поверхности облученного кристалла циркония; поверхность была подвергнута специальной химической обработке.

На рис. 13.7 приведена фотография поверхности кристалла циркония, испещренной треками тяжелых ионов, возникающих при спонтанном делении ядра ${}_{92}\text{U}^{238}$.

Трековый метод датировки событий позволяет в принципе определять как короткие, так и длительные периоды времени и в этом смысле уникален (другой метод датировки исторических событий мы рассмотрим в § 6, п. 5).

Например, этим методом был подтвержден возраст ($\sim 2 \cdot 10^6$ лет) остатков ископаемого зинджантропа, обнаруженного в Танзании в 1959 г. Л. С. Лики, и определен возраст одного из типов цветных стекол в Китае, оказавшийся равным всего лишь 70 годам.

§ 3. Химическое действие ядерных излучений

1. Ядерные излучения могут вызывать в веществах различные химические реакции. Само открытие радиоактивности А. Беккерелем, положившее начало всей ядерной физике, было совершено при наблюдении восстановления бромистого серебра под действием α -излучения природного урана. Изучение и использование этих реакций выделилось в специальный раздел науки — радиационную химию *).

Механизм радиационно-химических реакций таков. Поток ядерных частиц вызывает в среде возбуждение, ионизацию, диссоциацию и диссоциативную ионизацию молекул. Возникшие при этом возбужденные молекулы и ионы вступают в химические реакции либо непосредственно, либо через промежуточное образование химически высокоактивных свободных радикалов. В последнем случае в реакции могут вовлекаться молекулы, не подвергавшиеся непосредственному облучению. Так как энергия ядерных излучений значительно превышает энергию любых химических связей, то облучение может разрывать и очень прочные связи. Это ведет к образованию таких химически высокоактивных ионов и радикалов, которые не удается получать традиционными химическими методами. Тем самым открываются возможности осуществления сильно эндотермических реакций и реакций, запрещенных высоким активационным барьером.

Интенсивность радиационно-химической реакции характеризуется ее выходом G , равным числу прореагировавших молекул на 100 эВ поглощенной энергии. Для большинства реакций характерны выходы $G = 4 - 10$. Для наиболее устойчивых к радиации молекул (о причинах устойчивости см. ниже в п. 3) радиационный выход снижается до 0,1. В цепных радиационно-химических процессах выход может достигать значений $10^5 - 10^6$.

*) Радиационную химию не следует путать с радиохимией, предметом которой является изучение химических свойств радиоактивных элементов.

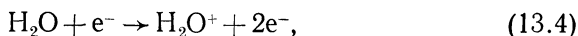
По величине выхода можно оценить относительную роль ионизации и возбуждения, если учесть, что на 100 эВ ионизационных потерь в веществе образуется в среднем 3—4 пары ионов (ср. гл. VIII, § 6, п. 2). Сравнивая это значение с величиной G , мы видим, что механизмы возбуждения и ионизации в среднем примерно в равной степени важны для осуществления радиационно-химических реакций.

Для реакций, идущих через ионизацию, почти всегда промежуточным этапом является возникновение электрона с энергией 10—1000 эВ. В этом случае выход G зависит только от поглощенной дозы в радах, но не от рода облучающих частиц.

В качестве примера неорганической реакции приведем несколько фактов, касающихся радиолиза воды — процесса, играющего фундаментальную роль для понимания любых реакций, проходящих в водных растворах. Главной трудностью опытного изучения механизма радиационно-химических процессов является то, что промежуточные ионы и свободные радикалы живут очень короткое время из-за высокой химической активности. Несколько дольше эти промежуточные продукты живут в парах низкого давления (10^{-3} — 10^{-5} мм рт. ст.), где столкновения более редки. Поэтому главным источником информации о природе ионов, образуемых излучениями, является масс-спектрографическое исследование облучаемых паров. Так, при облучении водяного пара электронами с энергией 50 эВ установлено, что различные положительные ионы образуются в следующих относительных количествах:

H_2O^+	OH^+	H^+	H_3O^+	O^+	H_2^+
1000	200	200	200	20	5

Уже этот перечень показывает, что общая картина радиолиза воды является очень сложной. Видно, что даже в разреженном паре энергично идут вторичные процессы, так как ион H_3O^+ в первичном процессе возникнуть не может. С другой стороны, эти данные подтверждают гипотезу о том, что основным первичным процессом воздействия излучения на воду (уже жидкую) является образование электронами нестойких ионов воды:



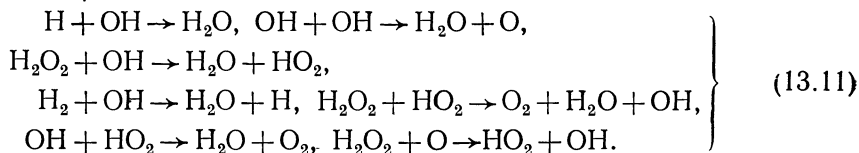
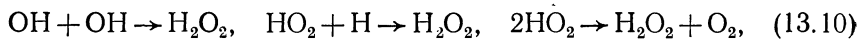
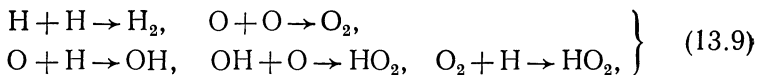
Эти ионы образуют свободные радикалы OH и H :



Параллельно (13.4), (13.5), конечно, идут и другие процессы, например, полный развал молекулы:



Далее возможно большое количество различных реакций, продуктами которых являются водород, кислород, перекись водорода и, наконец, снова вода за счет разнообразных рекомбинационных процессов:



Из этого перечня видно, что даже такой простейший радиационно-химический процесс, как действие излучения на мономолекулярное вещество довольно простого состава, представляет собой сложный клубок многоступенчатых переплетающихся реакций. Важно отметить, что конечными продуктами этих реакций являются не только кислород и водород, но и перекись водорода H_2O_2 . Уже отсюда видно, что радиационно-химическими методами можно осуществлять не только разложение облучаемых веществ, но и синтез новых химических соединений.

В различных условиях те или иные из реакций (13.9) — (13.11) являются доминирующими. Так, при облучении потоком α -частиц воды, тщательно очищенной от растворенного воздуха, довольно велик относительный и даже абсолютный выход перекиси водорода:

$$G = 0,9 \text{ для } \text{H}_2\text{O}_2, \quad 1,17 \text{ для } \text{H}_2 \text{ и } 0,4 \text{ для } \text{O}_2.$$

При облучении такой же воды γ -излучением перекись водорода практически не образуется, а разложение воды идет с очень малым выходом. Однако в присутствии растворенного в воде кислорода выход H_2O_2 под действием γ -излучения растет с ростом парциального давления кислорода и доходит до значений $G = 1 - 2$. Наблюдается очень высокая чувствительность радиолитического разложения воды и к другим примесям.

Все эти явления удовлетворительно объясняются (по крайней мере качественно) описанным нами механизмом радиолитического разложения. Альфа-излучение вызывает очень плотную ионизацию (см. гл. VIII, § 2, п. 5), образуя вдоль своей траектории большое количество ионов H_2O^+ , т. е. согласно (13.6) радикалов OH . Эти радикалы имеют большую вероятность оказаться близко друг к другу, что резко повышает выход первой из реакций (13.10) образования H_2O_2 . Возникающие при первичной ионизации электроны отбрасываются α -частицей в среднем на 150 \AA в сторону от ее траектории и там уже

поглощаются, создавая отрицательные ионы H_2O . Продуктом распада этих ионов согласно (13.7) является атомарный водород, тут же рекомбинирующий в молекулярный. Основная же для рекомбинации воды первая из реакций (13.11) практически не идет из-за того, что радикалы H и OH образуются в разных местах. Напротив, под действием γ -излучения ионы всех видов распределены по объему более однородно, что ведет к преобладанию наиболее выгодной энергетически реакции рекомбинации $\text{H} + \text{OH}$. При наличии же в воде кислорода O_2 становится существенной последняя из реакций (13.9). Возникающий в этой реакции радикал HO_2 создает перекись водорода в последних двух реакциях (13.10).

2. В радиационной химии изучаются реакции под действием электронов, γ -квантов, нейтронов, осколков деления. В качестве источников излучения применяются ускорители (обычно электронные), рентгеновские трубки, ядерные реакторы, радиоактивные изотопы, отработанные тепловыделяющие элементы ядерных реакторов. Наиболее распространены мощные источники из γ -активного кобальта ${}_{27}\text{Co}^{60}$ и электронные ускорители с током до 10 мА и энергиями до 20 МэВ.

Гамма-кванты вызывают химические превращения в основном через промежуточное образование комптон-электронов и фотоэлектронов. Поэтому облучение электронами и γ -квантами приводит к одним и тем же радиационно-химическим процессам с одинаковыми выходами.

Медленные нейтроны порождают γ -кванты путем радиационного захвата (n, γ), а эти кванты образуют комптон-электроны, инициирующие химические реакции. При облучении быстрыми нейтронами электроны и возбужденные молекулы образуются еще и ионизированными ядрами отдачи. Так, в среде из водородосодержащих молекул при облучении нейтронами с энергией 2 МэВ половина химических превращений происходит через протоны отдачи, а другая половина — через γ -кванты из реакции $n + p \rightarrow d + \gamma$.

Осколки деления обладают большой кинетической энергией (десять МэВ) и колоссальной ионизационной способностью (из-за их большой массы, см. гл. VIII, § 2, п. 5). Поэтому такое излучение заманчиво для осуществления сильно эндотермических реакций.

3. Отдельного рассмотрения заслуживают радиационно-химические реакции для полимеров. Выходы для реакций с полимерами обычно примерно такие же, как и в низкомолекулярных соединениях сходного состава. Но при разных выходах у полимеров в реакциях затрагивается гораздо больший процент молекул. Поэтому даже небольшие химические изменения полимера могут сильно влиять на его физические свойства. Другая важная особенность реакций с полимерами состоит в том, что разрывы полимерных молекул и соответственно образование свободных радикалов происходят в одних и тех же местах, определяемых структурой моле-

кулы, а не тем, в каком месте происходит первичная ионизация или первичное возбуждение. Это означает, что в период между ионизацией (или возбуждением) и разрывом заряд и энергия успевают переместиться вдоль молекулы на заметное расстояние. При этом некоторые структуры способны поглощать энергию, не разваливаясь. Такой стойкостью к облучению обладает, в частности, бензольное кольцо. Так, при облучении газообразного бензола выход G реакции разрушения составляет всего 0,06, в то время как для сходного по составу, но не имеющего кольцевой структуры циклогексана выход больше на два порядка ($G = 6$). Ниже, в п. 4, мы увидим, что эта особенность механизма полимерных реакций может быть эффективно использована для радиационной защиты полимерных материалов.

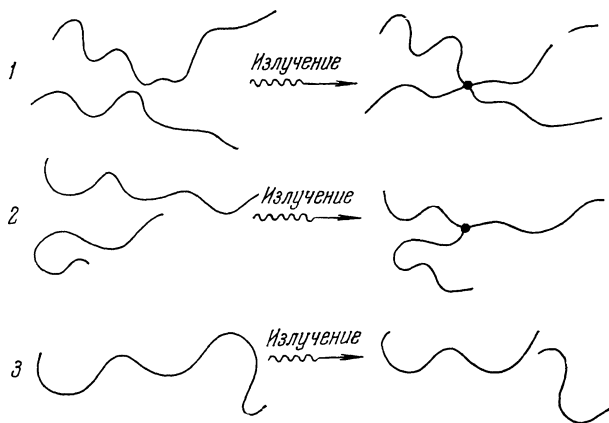


Рис. 13.8. Схема сшивания (1, 2) и деструкции (3) полимерных молекул при облучении.

К настоящему времени по радиационно-химическим реакциям с полимерами накоплено довольно большое количество опытных данных. Сколько-нибудь последовательное теоретическое истолкование этих данных, позволяющее предсказывать ход еще не изученных реакций, пока отсутствует.

Главными радиационно-химическими реакциями с полимерами являются *сшивание*, т. е. образование новых связей, и *деструкция*, т. е. обрыв существовавших связей (рис. 13.8). Другие процессы (например, выделение газообразного водорода), как правило, играют значительно меньшую роль. Выходы сшивания и деструкции обозначаются соответственно через G_c и G_d . У всех полимеров при облучении идут оба процесса, но с разными выходами. Так, для целлюлозы преобладает деструкция ($G_c \approx 0$, $G_d \approx 11$), а для полиэтилена, напротив, сшивание ($G_c = 3$, $G_d = 1$).

При деструкции растут растворимость и текучесть, падают прочность и разрывное удлинение. При достаточно полной деструкции полимер превращается в вязкую жидкость или хрупкий порошок. Поэтому склонные к деструкции материалы нельзя (по крайней мере без защиты) использовать в качестве конструктивных для работы в условиях облучения.

Сшивание уменьшает растворимость и текучесть, улучшает эластичные свойства. При достаточно большом количестве сшивков весь полимер становится как бы одной разветвленной молекулой, т. е. образует гель. Свойства геля сильно отличаются от свойств обычного несшитого полимера. Гель крайне эластичен, стоек к действию растворителей и высоких температур. Например, обычный полиэтилен «течет» уже при 100 °С. Сшитый же полиэтилен при 150 °С и давлении 200 атм выстаивает 10 000 часов и является прекрасным изоляционным материалом.

Направление радиационно-химических процессов, как правило, слабо зависит от вида излучения, фазового состояния и даже от температуры. При растворении полимера повышается относительная роль деструкции, так как сшивание становится затрудненным из-за увеличения среднего расстояния между молекулами.

4. Практические применения радиационной химии можно подразделить на «оборонительные» и «наступательные». На первом этапе развития ядерной промышленности в основном велись работы «оборонительного» плана по радиационно-химической защите материалов в реакторах и вообще в условиях высокой радиоактивности (в частности, в космосе). При сильном облучении металлы становятся склонными к коррозии, хрупкости, смазочные масла портятся, в изоляторах увеличивается электропроводность и т. д. Была проведена большая работа по изысканию материалов, стойких по отношению к облучению. Так, было найдено, что из металлов в условиях облучения хорошо сохраняют свои антикоррозийные и механические свойства цирконий и его сплавы. Хорошей радиационной стойкостью обладают и некоторые полимерные материалы, например, полистирол, для которого малы выходы как сшивания, так и деструкции ($G_c = 0,05$, $G_d = 0,01$). Стойкость полистирола объясняется тем, что возникшее в молекуле возбуждение обычно не приводит к ее разрыву, а рассасывается по играющим защитную роль фенильным группам молекулы без ее разрушения. Полимеры такого рода, содержащие радиационно-стабильные (обычно ароматические, см. п. 3) группы, не только сами устойчивы по отношению к излучению, но могут «защищать» от разрушения и другие полимерные молекулы, «отсасывая» от них энергию (так называемая защита типа губки). Применяется также защита типа «жертвы». В этом случае защищающие молекулы, например, могут захватывать образующийся в радиационно-химическом процессе атомарный водород, препятствуя последнему реагировать с другими молекулами.

Шестидесятые годы можно назвать переломными в отношении радиационно-химических исследований «наступательного» плана по разработке методов получения новых ценных материалов и по созданию высокоэффективных и экономически выгодных методов получения уже известных веществ. Здесь прежде всего следует отметить освоение производства сшитого полиэтилена (см. выше п. 3) и радиационной вулканизации каучука, увеличивающей срок службы автопокрышек на десятки процентов. Большое количество ценных радиационно-химических процессов получено в лабораторных установках и находится в стадии промышленного освоения. Большинство этих работ относится к полимерам (увеличение прочности дерева в несколько раз, получение термостойких эпоксидных смол и т. д.). Достаточно мощное развитие радиационной химии позволило бы «попутно» решить важную задачу об использовании радиоактивных отходов от работы ядерных реакторов.

Принципиальное значение для химической промышленности имела бы разработка метода фиксации атмосферного азота, у которого нестабильны все пять окислов.

Отдельным направлением радиационной химии является исследование хемоядерных реакций, т. е. реакций, вызываемых осколками деления. В лабораторных условиях хемоядерными методами удается синтезировать такие вещества, как синильная кислота и гидразин, получение которых обычными методами является энергоемким, сложным и дорогим процессом. Основные трудности промышленного освоения хемоядерных реакций связаны с малыми пробегами осколков (реагирующие вещества приходится располагать очень тонкими слоями, что в условиях сильного облучения сложно) и главным образом с тем, что конечные продукты оказываются засоренными разнообразными по химическому составу и к тому же радиоактивными осколками. Технология хемоядерных процессов находится в стадии поисков и разработок.

§ 4. Биологическое действие излучений

1. Ядерные излучения оказывают сильное поражающее действие на все живые существа от бактерий и вирусов до млекопитающих. Характер и интенсивность повреждений зависят от дозы излучения и от вида частиц. Одно и то же облучение по-разному действует на разные органы, на разные организмы.

При достаточно большой дозе облучения гибнет любой организм. Минимальная смертельная доза (точнее, доза, при облучении которой гибнет 50% особей данного вида) варьируется от 50 Р для яиц известного по домашним аквариумам аксолотля до 300 000 Р для некоторых бактерий. Дозы ниже смертельной вызывают различные заболевания, объединяемые термином «лучевая болезнь». Степень

действия различных доз γ -излучения на человека приведена в табл. 13.2.

Т а б л и ц а 13.2. Действие различных доз излучения на человека

Доза, Р	Действие на человека
0—25	Отсутствие явных повреждений
20—50	Возможное изменение состава крови
50—100	Изменение состава крови. Повреждения
100—200	Повреждения. Возможная потеря трудоспособности
200—400	Нетрудоспособность. Возможная смерть
400	Смертность 50%
600	Смертельная доза

Структуру живого организма можно подразделить на три уровня: а) отдельные молекулы; б) клетки; в) макроскопические части или системы организма (например, мышечные ткани или дыхательная система). Поражающее действие радиации проявляется на всех трех уровнях.

2. Первичным действием излучения на организм является повреждение молекул. Установлено, что существуют два механизма таких повреждений — прямой и косвенный. В прямом механизме ядерная частица воздействует (либо непосредственно, либо через промежуточные электроны или ядра отдачи) на сами макромолекулы. В косвенном механизме излучение производит радиолиз воды, продукты которого (главным образом радикал OH , а также H , HO_2 и перекись водорода) вступают в химические реакции с макромолекулами. Опытное определение относительной роли обоих механизмов затруднено тем, что первичные процессы поражения происходят за очень короткое время. В настоящее время имеется тенденция считать преобладающим прямое действие радиации на клетку.

Существование прямого механизма радиационного поражения доказывается тем, что оно происходит и в высушенных живых объектах, таких, как высушенные семена растений, ферменты, споры бактерий и т. д.

Существование косвенного механизма подтверждается «эффектом разведения», который состоит в том, что внутри определенных, причем довольно широких, пределов число поражаемых макромолекул зависит лишь от дозы облучения, но не от концентрации этих молекул. При прямом действии следовало бы ожидать прямой пропорциональности между числом повреждаемых молекул и их концентрацией.

Соотношение между прямым и косвенным механизмами сильно зависит от процента содержания воды и от многих других факторов.

Пробег радикалов — продуктов радиолитиза воды в живых клетках имеет порядок 25—30 Å. Поэтому действие этих радикалов эффективно только тогда, когда они образуются в непосредственной близости к жизненно важным областям макромолекул или клеток. Прямому же действию подвержен весь объем макромолекул или клеток.

Биологическое действие слабо ионизирующих излучений (γ -лучи и электроны) усиливается в присутствии кислорода. Повышение концентрации кислорода в среде от 0 до 30—40% втрое увеличивает поражающее действие. Действие сильно ионизирующих излучений, например α -частиц, от концентрации кислорода не зависит.

Важную роль в механизме радиационного повреждения играет миграция первично поглощенной энергии по макромолекуле. Прямым подтверждением существования такой миграции являются опыты по α -облучению гигантских белковых молекул. В этих молекулах в основном разрываются одни и те же связи независимо от места попадания α -частицы. Радиационное поражение макромолекул проявляется в потере ими биологической активности (ферментативной и т. д.), в образовании разрывов, сшивок, в радиационном окислении и т. д.

В ряде случаев в макромолекулах под действием излучения возникают так называемые скрытые повреждения. При отсутствии кислорода молекула может находиться в состоянии скрытого повреждения длительное время (часы и даже сутки). В этом состоянии молекула еще способна к ферментативной активности. При введении кислорода, а в других случаях при нагреве скрытое повреждение переходит в явное — молекула теряет биологическую активность. Методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР *) установлено, что в ряде случаев скрытым повреждением макромолекулы является электронное возбуждение, сопровождающееся появлением неспаренного электрона.

Эмпирически установлено, что разрушающее биологическое действие излучений удается существенно ослабить введением в организм до облучения некоторых органических веществ (обычно содержащих серу) веществ. Молекулы этих веществ активно вмешиваются в процесс миграции энергии, оттягивая на себя значительную часть энергии радиации, что резко снижает поражение макромолекул организма. Эти защитные вещества неэффективны против сильно ионизирующих излучений. Интересно отметить, что некоторые скрытые повреждения удается устранить введением защитных веществ в организм даже после облучения.

3. Некоторые клетки и даже одноклеточные организмы гибнут от единичного акта ионизации. Классическим примером такого,

*) Метод ЭПР похож на изложенный в гл. II, § 5, п. 3 метод магнитного резонанса. Отличие состоит в том, что измеряются микроскопические моменты не ядер, а электронов,

как говорят, *одноударного* объекта является кишечная палочка. Но большинство клеток являются *двуударными* и даже *многоударными*, в то время как свойство одноударности более характерно для объектов мельче клетки, таких, как ферменты.

Различие между одноударными и двуударными объектами проявляется в том, что при равной дозе первые более чувствительны к слабо ионизирующему излучению, а вторые — к сильно ионизирующему. Эти различия демонстрируются на рис. 13.9, где приведена зависимость ОБЭ (см. § 1) от величины $-dE/dx$ ионизационных потерь для одноударной кишечной палочки и для двуударной

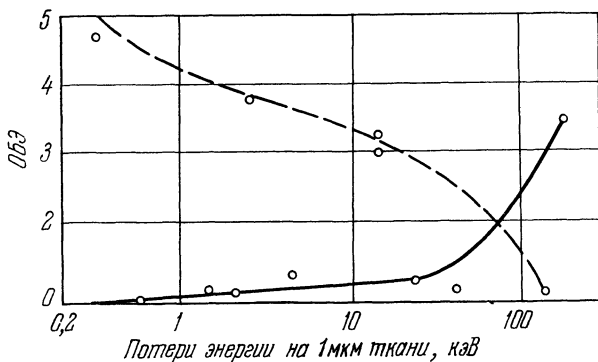


Рис 13.9 Зависимость относительной биологической эффективности (ОБЭ) излучения от потерь энергии для многоударных (сплошная) и одноударных (пунктирная) организмов.

диплоидной дрожжевой клетки. Причина такого различия между одноударными и двуударными объектами очевидна: двуударный объект разрушается только при наличии двух пространственно близких ионизационных ударов. Поэтому разрушение более эффективно при высокой плотности ионизации. В одноударных объектах, наоборот, высокая плотность ионизации снижает поражающее действие из-за высокой вероятности передачи энергии ионизации уже погибшей молекуле или клетке. Из-за многоударности клеток высокоорганизованных биологических объектов сильно ионизирующие излучения (например, α -частицы) имеют высокий ОБЭ (около 10), т. е. на порядок более опасны для человека, чем слабо ионизирующие γ -кванты и электроны.

Разные части и разные функции клеток по-разному чувствительны к одной и той же дозе. Ядро клетки гораздо чувствительнее цитоплазмы. При облучении только ядра клетка гибнет при дозе, в десятки раз меньшей, чем при облучении только цитоплазмы. Из функций клетки наибольшей радиочувствительностью обладают спо-

способность к делению, а также синтез белков и нуклеиновых кислот. Так, деление заметно замедляется уже при дозе в несколько рад. С другой стороны, некоторые клеточные функции устойчивы к действию довольно больших доз. Сюда относятся, в частности, дыхание и фотосинтез.

Действие радиации на клетку обладает очень высокой удельной (по энергии) эффективностью. Для угнетения функции деления клеток достаточна доза, энергия которой при переводе ее в тепловую вызвала бы нагревание всего лишь на тысячную градуса. При такой дозе в клетке поражается лишь одна белковая молекула из миллиона. Механизм такого необычно эффективного воздействия радиации на жизненные процессы в клетке до сих пор остается неясным. Принято считать, что причина высокой эффективности кроется в том, что в клетке существует небольшое число каких-то крайне чувствительных к радиации структур, разрушение которых ведет к гибели клетки. Но о том, какие именно структуры играют здесь ключевую роль, единого мнения нет.

4. Радиация оказывает поражающее действие на самые различные части и системы организма в целом.

У человека наиболее чувствительны к облучению кроветворные органы (костный мозг, селезенка, лимфатические железы), эпителий половых желез и слизистой оболочки кишечника. При дозе, близкой к смертельной, гибель наступает в результате разрушения производящих кровь клеток костного мозга (лейкемия). При дозах, значительно превышающих смертельную, гибель наступает гораздо быстрее за счет поражения кишечника. При дозах, меньших смертельной, сначала следует острый этап болезни (малокровие, ожоги и язвы, выпадение волос, тяжелые поражения глаз, десен, горла и т. д.). Часто возникают различные длительные заболевания, приводящие к истощению и смерти через несколько лет после сильного облучения. В период после острого течения лучевой болезни сильно снижается сопротивляемость инфекционным заболеваниям, возможно появление катаракт и раковых опухолей. Как правило, происходит раннее старение. Любая сколь угодно малая доза облучения может вызвать необратимые генетические изменения хромосом, что приводит к тяжелым наследственным аномалиям в последующих поколениях.

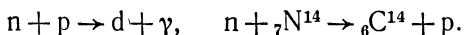
До сих пор мы говорили об облучении всего организма. При облучении небольшой части тела доза, даже превышающая смертельную, может оказать сравнительно слабое действие на состояние организма в целом. Однако наблюдались случаи, когда локальное облучение оказывало действие на части организма, не подвергавшиеся облучению. Механизм этого воздействия не совсем ясен. Возможно, что тут играет роль образование во время облучения каких-то сильно ядовитых веществ. Такое объяснение подкрепляется теми опытами на животных и растениях, в которых введение в здоровый

организм экстрактов из облученной ткани вызывало ряд проявлений лучевой болезни.

Действие одной и той же дозы облучения заметно зависит от того, за какой промежуток времени эта доза получена. Если облучение сильно (на недели, месяцы) растянуть по времени, то общее поражающее действие будет меньшим, чем при однократном облучении суммарной дозой. Это различие особенно сильно проявляется у высокоорганизованных видов, у которых имеется развитая система восстанавливающих и компенсирующих процессов. Однако восстановление почти всегда неполное, а для некоторых процессов, в частности для генетических повреждений, отсутствует вовсе. Поэтому хроническое облучение малыми дозами также является опасным.

В настоящее время разработаны эффективные методы лечения лучевой болезни, позволяющие иногда спасти жизнь даже при облучении смертельной дозой. При большой дозе основным методом лечения является переливание крови и пересадка костного мозга от здорового организма.

5. Поясним причины различия ОБЭ (см. табл. 13.1) для разных видов излучений. Гамма-излучение оказывает действие на живые ткани в основном через посредство комптон-электронов. Поэтому действие γ -лучей и электронов примерно одинаково. Тяжелые заряженные частицы, т. е. протоны и α -частицы, создают высокую плотность ионизации (из-за большой величины ионизационных потерь) и поэтому с большей вероятностью поражают двуударные объекты, преобладающие в высокоорганизованных организмах. В связи с этим тяжелые заряженные частицы на порядок более опасны, чем электроны. То же справедливо и для быстрых нейтронов, действующих на организм через посредство сильно ионизирующих ядер отдачи. Медленные нейтроны воздействуют на живые ткани в основном через γ -кванты с энергией 2,23 МэВ и протоны с энергией 0,6 МэВ, возникающие соответственно в реакциях



Это и приводит к тому, что ОБЭ для нейтронов имеет величину, промежуточную между его значениями для γ -квантов и тяжелых заряженных частиц.

§ 5. Дозиметрия и защита

1. В предшествующем параграфе мы видели, что ядерные излучения оказывают разрушающее действие на организм человека. Поэтому при работе с любыми источниками радиации (радиоактивные изотопы, ускорители, реакторы, космические корабли и т. д.) неизбежно встает вопрос о радиационной защите всех людей, могу-

щих попасть в зону действия излучения, начиная с лиц, непосредственно работающих с источниками радиации, до населения, живущего вблизи этих источников.

Для расчета любой защиты необходимо установить предельно допустимую дозу (ПДД), облучение которой безвредно для здоровья. При установлении предельно допустимой дозы надо исходить из того, что в естественных условиях облучение человека за счет космических лучей и радиоактивности веществ земной коры составляет примерно 0,1 бэр в год и достаточно безвредно. С другой стороны, доза 400—600 бэр смертельна.

Характерно, что принятая величина предельно допустимой дозы имеет тенденцию к снижению. В 1934 г. эта доза равнялась 0,2 Р в день. Затем она неоднократно снижалась. Принятая сейчас предельно допустимая доза от внешних источников облучения для лиц, непосредственно работающих с излучениями, составляет 5 бэр в год. При этом подчеркивается, что во всех случаях надо стремиться к максимально возможному снижению фактической дозы облучения, даже если эта доза не превышает предельно допустимой. Для возможного облучения населения установлена в тридцать раз меньшая предельно допустимая доза 5 бэр в 30 лет, близкая к естественному фону.

Помимо внешнего, возможно также внутреннее облучение организма, создаваемое радиоактивными веществами, попадающими в организм при дыхании, глотании или через раны. Некоторое количество радиоактивных материалов содержит само тело человека. Так, в теле имеется 140 г калия, который содержит примерно 0,01% радиоактивного изотопа $^{40}_{19}\text{K}$ с периодом полураспада 10^9 лет. Как нетрудно подсчитать, в человеке происходит около 4000 распадов радиокалия в секунду. При установлении предельно допустимых доз внутреннего облучения необходимо учитывать, в каких органах концентрируется радиоактивный изотоп и как долго этот изотоп удерживается в организме. Так, сверхтяжелый β -активный изотоп водорода — тритий — в процессе обмена веществ довольно быстро вымывается из организма. С другой стороны, также β -активный изотоп стронция $^{90}_{38}\text{Sr}$, попадая в организм, стремится замещать кальций в костной ткани, где он застревает надолго и облучает очень чувствительные к радиации кровеносные ткани костного мозга. Поэтому предельно допустимые концентрации в воде, воздухе, пищевых продуктах и т. д. устанавливаются отдельно для каждого изотопа. Например, предельно допустимые концентрации в воде открытых водоемов для трития и стронция $^{90}_{38}\text{Sr}$ равны соответственно $3 \cdot 10^{-7}$ и $3 \cdot 10^{-11}$ Ки/л.

Ядерные излучения опасны еще и тем, что даже их большие дозы не воспринимаются органами чувств человека. Поэтому *при работе с любыми видами излучений необходимо изучить и строго соблюдать правила работы с радиоактивными материалами.*

2. Для измерения доз облучения используются специальные приборы — *дозиметры*. Дозиметр, конечно, является одним из типов детекторов ядерных частиц. Как к детектору, к дозиметру предъявляется ряд специфических требований. Во-первых, для дозиметра достаточно, чтобы он регистрировал не индивидуальные частицы, а суммарный поток частиц. Во-вторых, желательно, чтобы из характеристик этого потока измерялась бы именно доза, т. е. либо выделяемая энергия, либо ионизационный ток. Наконец, в-третьих, для точных дозиметрических измерений необходимо учитывать, что поглощение энергии ядерных излучений в веществе зависит как от рода вещества, так и от рода и энергии излучения. Поэтому в дозиметрах стараются использовать датчики, имитирующие живые ткани в отношении поглощения радиации. Такие датчики сравнительно легко делать для γ -квантов и электронов (достаточно, чтобы совпадали значения Z датчика и тканей), но сложно для нейтронов разных энергий.

В качестве детекторов в дозиметрах применяются ионизационные камеры непрерывного действия (см. гл. IX, § 4), газоразрядные счетчики, фотопленки и сцинтилляторы. Очень высокие дозы (до 10^7 Р и выше) измеряются по выходу некоторых радиационно-химических реакций. Для прямого определения энергии, выделяемой излучением в веществе, пользуются калориметрическими методами.

По назначению дозиметрическая аппаратура делится на шесть типов: а) приборы, измеряющие дозу внешнего излучения; б) приборы для измерения потоков α - и β -частиц с загрязненных поверхностей; в) приборы (обычно карманные) для измерения индивидуальных доз; г) приборы для измерения загрязненности воздуха радиоактивными газами и аэрозолями; д) приборы для измерения радиоактивности проб воды и пищевых продуктов; е) установки для измерения внешнего излучения воздуха. Наиболее широко используются дозиметрические приборы первых трех типов, необходимые при любых видах работ с использованием ядерных излучений.

Примером дозиметра первого типа является употребляемый в течение многих лет микрорентгенометр «Кактус» (рис. 13.10), измеряющий дозы γ -излучения от 0 до $2 \cdot 10^4$ мкР/с. Этот прибор обычно используется для контрольной дозиметрии помещений, в которых ведется работа с источниками γ -излучения малой активности. Распространенным прибором второго типа является радиометр УИМ2-1еМ (рис. 13.11), используемый для контроля уровня загрязненности α - и β -активными веществами рук, одежды и поверхностей оборудования. Главная часть этого прибора состоит из нескольких тонкостенных газоразрядных счетчиков. Прибор измеряет не дозу, а число частиц. Поэтому он называется не дозиметром, а радиометром. Среди индивидуальных дозиметров широким рас-

пространением пользуются приборы серии КД (карманный дозиметр), позволяющие измерять дозу γ -квантов, полученную человеком за время работы. Этот дозиметр на время работы кладется

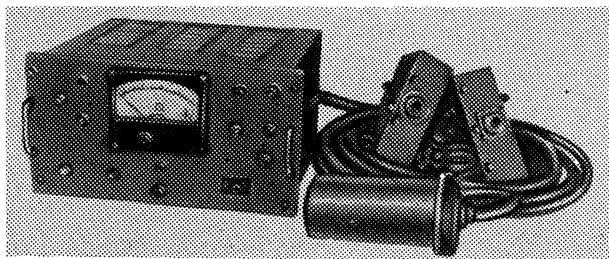


Рис. 13.10. Общий вид микрорентгенометра «Кактус».

в карман как авторучка, с которой он сходен габаритами и наличием зажима. Главной частью прибора КД является миниатюрная ионизационная камера, представляющая собой электроскоп, заряжаемый до начала работы. Ионизирующие излучения, проходя через камеру, постепенно разряжают электроскоп. По степени разрядки можно судить о полученной дозе.

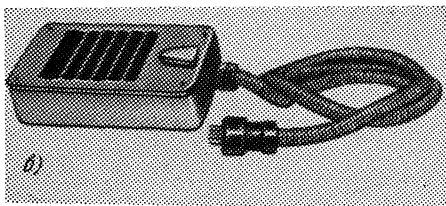
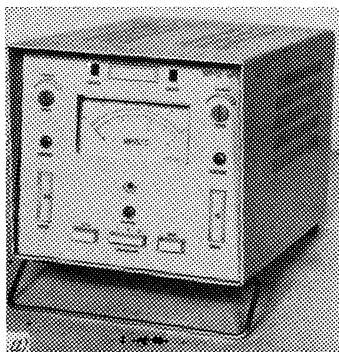


Рис. 13.11. Общий вид радиометра УИМ2-1еМ.

а) Измерительный пульт радиометра, б) один из вариантов датчика.

3. Для того чтобы при работе с ядерными излучениями их доза не превышала предельно допустимую, нужна защита. Простейшим по своей идее методом защиты является удаление от источника излучения на достаточное расстояние, так как даже без учета поглощения в воздухе интенсивность излучения убывает как $1/R^2$ при удалении на расстояние R от источника. Поэтому ампулы, содержащие радиоактивные препараты, не следует брать руками.

Надо использовать специальные щипцы с длинной ручкой. В тех случаях, когда удаление от источника на достаточное расстояние невозможно, для защиты от излучения используются преграды из поглощающих материалов.

Наиболее проста защита от α -излучений, так как α -частицы, вылетающие из радиоактивных ядер, имеют ничтожно малые пробеги. В отношении β -излучений следует помнить, что пробег β -распадных электронов в воздухе не так уж мал (более 3 м при $E = 3$ МэВ). Поэтому β -активные препараты, даже малых активностей (скажем, десятки мкКи), надо экранировать. Для экранировки от электронов с энергиями до 4 МэВ достаточен слой пластмассы в 0,25 см. Более массивная защита требуется при работе с радиоактивными источниками γ -излучений. В этом случае требуемая толщина защиты зависит не только от энергии излучения, но и от его интенсивности, так как поток γ -частиц экспоненциально ослабевает с расстоянием внутри вещества защиты. Степень этого ослабления определяется коэффициентом поглощения μ , зависящим от энергии γ -квантов и от рода вещества поглотителя (см. гл. VIII, § 4). При расчете защиты обычно вместо коэффициента μ пользуются величиной l_{10} , равной толщине слоя вещества, дающей ослабление потока излучения в 10 раз. Значение l_{10} для γ -квантов мегаэлектронвольтовой области энергий имеет порядок от десятков сантиметров для легких элементов до нескольких сантиметров для тяжелых. Некоторые значения l_{10} приведены в табл. 13.3. При расчете защиты

Таблица 13.3. Длины l_{10} (в см) для γ -квантов с энергией 3 и 6 МэВ в разных веществах

Вещество	$E_{\gamma} = 3$ МэВ	$E_{\gamma} = 6$ МэВ	Вещество	$E_{\gamma} = 3$ МэВ	$E_{\gamma} = 6$ МэВ
Вода	58	83	Железо	8,2	9,6
Бетон (плотность 2,3)	27,4	37,2	Свинец	4,9	4,6

от γ -источников высокой активности необходимо учитывать, что при комптон-эффекте γ -кванты не поглощаются, а рассеиваются. Поэтому ослабление общего излучения происходит не по экспоненциальному закону

$$J = J_0 \cdot 10^{-x/l_{10}}, \quad (13.12)$$

а несколько медленнее. Для очень толстых поглотителей доза, рассчитанная по экспоненциальной формуле (13.12), может оказаться в десять раз ниже реальной. Практически в лабораторных условиях для защиты от γ -активных препаратов используют «домики» из свинцовых плиток, форма которых дает возможность кладки без

сквозных зазоров. При необходимости визуального наблюдения используют окошки из специального содержащего свинец стекла.

Таблица 13.4. Длины l_{10} для тепловых нейтронов в разных веществах

Вещество	Cd	B	Li	Fe	Вода
l_{10} , см	0,02	0,023	0,8	3,4	6,7

Наилучшими поглотителями тепловых нейтронов являются бор и кадмий, что видно из табл. 13.4 для соответствующих значений l_{10} . При расчете защиты от тепловых нейтронов необходимо учитывать вторичное γ -излучение, возникающее при захвате нейтронов. Быстрые нейтроны слабо поглощаются любыми веществами. Поэтому

для защиты от быстрых нейтронов их сначала замедляют (обычно водой или графитом), а уже после замедлителя ставят поглотитель.

Во всех случаях надо учитывать, что излучение может проникнуть в защищаемое место не только прямым путем, но и посредством рассеяния от стен помещения и окружающих предметов. Поэтому сильные излучатели надо окружать защитой со всех сторон.

Для защиты от особо мощных источников излу-

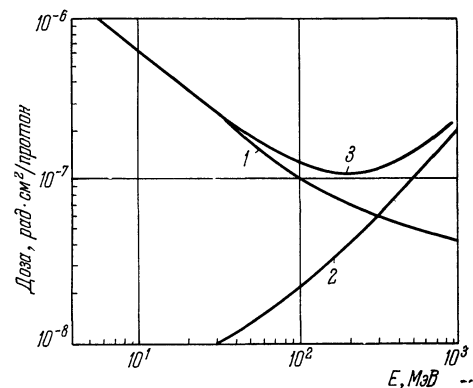


Рис. 13.12. Зависимость от энергии протонов вкладов в поглощенную дозу (кривая 3) электромагнитных (кривая 1) и ядерных (кривая 2) взаимодействий протонов с веществом.

чения, например от пучков из ускорителей, используется бетон (из-за его дешевизны). Толщина защитных бетонных стен в отдельных случаях достигает нескольких метров.

При расчете защиты от протонов и других тяжелых заряженных частиц высоких энергий необходимо учитывать потоки вторичных частиц, возникающих при ядерных столкновениях (см. гл. VIII, § 5, п. 7). Из графика рис. 13.12 видно, что вклад вторичных частиц в тканевую поглощенную дозу становится существенным, начиная с энергий первичного пучка в несколько десятков МэВ, и становится преобладающим с энергии 300 МэВ.

Особенно сложны рассмотренные в гл. XI, § 3, п. 5 вопросы защиты от излучений ядерного реактора.

Освоение космического пространства породило специфическую проблему радиационной защиты космических кораблей. Некоторое представление о радиационной обстановке в космосе дает табл. 13.5, в которой приведены тканевые дозы различных космических излучений, проникающих сквозь защиту в 1 г/см^2 алюминия.

Т а б л и ц а 13.5. Тканевые дозы космических лучей

Источник излучения	Область космического пространства	Доза, бэр/сутки	Примечание
Галактические космические лучи	На высотах до 600 км от поверхности Земли	$1,2 \cdot 10^{-3}$, $i=0$ $6,7 \cdot 10^{-3}$, $i=90^\circ$	Среднетканевая доза, i — угол наклона плоскости орбиты спутника max } солнечн. min } активн.
	Межпланетное пространство Поверхность Луны	$130 \cdot 10^{-3}$ $260 \cdot 10^{-3}$ $130 \cdot 10^{-3}$	
Радиационный пояс Земли	На высотах до 600 км от поверхности Земли	0,12, протоны } 2,0, электроны }	Поверхностная доза Среднетканевая доза
	На высотах до 1500 км от поверхности Земли		
	На высотах 1500—1800 км от поверхности Земли	до 5, протоны до $3 \cdot 10^{-3}$, электроны до 10^2 , протоны до $5 \cdot 10^4$, электроны	Среднетканевая доза Поверхностная доза
Солнечные вспышки 23.II.1956 10.V.1959 3.IX.1960 12.XI.1960	Вне магнитосферы Земли	280 5400 2,5 1000	Поверхностная доза, бэр за вспышку

4. При использовании радиоактивных веществ необходимо принимать тщательные меры против радиоактивного загрязнения. При этом следует учитывать, что радиоактивные загрязнения могут попадать в воздух в виде пыли (аэрозоли) и растворяться в воде. В обоих случаях возможно опасное радиоактивное загрязнение на больших расстояниях от места работы с излучениями. Во избежание радиоактивных загрязнений в прикладных работах, как

правило, используют радиоактивные источники в герметизированных ампулах. Работа с открытыми источниками разрешается только при наличии специального оборудования, например, типа камеры, изображенной на рис. 13.13. Работы с очень большими активностями проводятся в так называемых горячих лабораториях — помещениях, имеющих надежную защиту, дистанционное наблюдение и манипулирование, эффективные фильтры в системе вентиляции, разветвленную систему дозиметрического контроля.

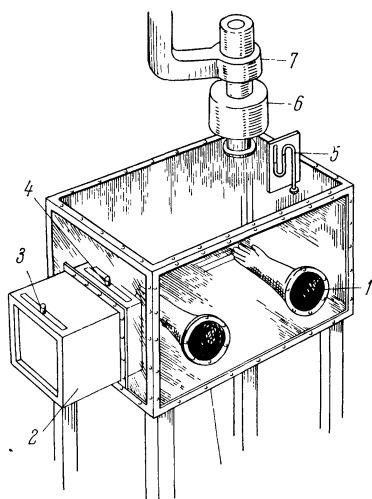


Рис. 13.13. Камера для работы с радиоактивными препаратами.

1 — отверстия с перчатками, 2 — шлюз, 3 — наружная заслонка, 4 — внутренняя заслонка, 5 — манометр, 6 — фильтр 7 — вентилятор.

§ 6. Применение радиоактивных излучений в науке и технике

1. В настоящее время научно-технические применения радиоактивных изотопов столь многочисленны и разнообразны, что об использовании их даже в какой-то одной отрасли промышленности, например в горном деле, пишутся отдельные монографии и даже учебные пособия. Поэтому мы не будем стремиться перечислить все или хотя бы все важнейшие применения методов ядерной физики,

а лишь попытаемся обрисовать круг физических идей и явлений, на которых основаны эти приложения. Этот круг оказывается довольно узким. Подавляющее большинство применений ядерных излучений основано всего лишь на четырех физических явлениях. Первое явление состоит в том, что любой радиоактивный изотоп является меченым атомом соответствующего элемента, т. е. атомом, который по своим химическим и физическим свойствам ведет себя так же, как и его собрат, но за судьбой которого можно проследить по его радиоактивности. Роль меченых атомов могут играть и атомы стабильных изотопов, изменяющие природный изотопический состав изучаемого элемента. Второе явление состоит в том, что любое радиоактивное излучение обладает определенной проникающей способностью, т. е. свойствами распространяться и поглощаться в данной среде определенным образом. Сущность третьего явления сводится к тому, что ядерные излучения, проходя через вещество, производят его ионизацию. Наконец, четвертое явление состоит в образовании наведенной радиоактивности в веществе нейтронами,

а также другими излучениями при достаточно высокой энергии последних. Соответственно все основные методы использования ядерных излучений по положенным в их основу физическим идеям делятся на четыре группы:

- а) меченые атомы (другое название — изотопные индикаторы);
- б) использование проникающей способности излучений;
- в) использование ионизирующей способности излучений;
- г) использование различных форм наведенной активности.

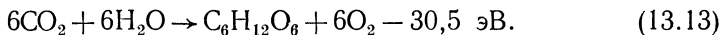
Рассмотрим по порядку возможности перечисленных методов.

2. Метод меченых атомов состоит в том, что к исследуемому элементу примешивается некоторое количество его радиоактивного изотопа. Эта радиоактивная примесь химически неотличима от основной массы элемента, но может быть обнаружена с помощью счетчика Гейгера — Мюллера или другого детектора радиоактивных излучений. В другом варианте метода в исследуемый элемент вводится стабильный изотоп, нарушающий естественный изотопный состав. Присутствие этого добавочного изотопа в дальнейшем можно установить масс-спектроскопическими методами. Так как атомы одного и того же элемента химически неотличимы друг от друга (см. гл. II, § 2, п. 3), то применение меченых атомов открывает принципиально новые возможности исследования, позволяя проследить за перемещениями и химическими превращениями атомов элемента в средах, содержащих этот элемент.

Приведем несколько примеров.

В физике только использование меченых атомов дало возможность прямого измерения коэффициента самодиффузии — процесса, в котором атомы или молекулы одного и того же вещества перемещаются друг с другом в растворе.

В биохимии меченые атомы позволили выяснить ряд важнейших моментов сложного и фундаментального для всего растительного мира процесса фотосинтеза. Раньше было известно, что результатом фотосинтеза является эндотермическое превращение в листьях растений атмосферного углекислого газа в глюкозу $C_6H_{12}O_6$ под действием солнечного света:



Было ясно, что эта реакция идет через какие-то быстро протекающие промежуточные стадии. Но механизм этих промежуточных реакций долгие годы не поддавался прямому исследованию. Использование меченых атомов позволило перейти от догадок к экспериментальному исследованию. Так, используя воду, обогащенную изотопом ${}^8O^{18}$ (как говорят, с кислородной меткой), установили, что кислород в реакции (13.13) выделяется из воды, а не в результате разложения CO_2 , как считалось раньше. Дальнейшие сведения о механизме фотосинтеза были получены в опытах с углекислым газом, меченным по углероду изотопами ${}^6C^{13}$ и ${}^6C^{14}$. В этих опытах

растение помещают в атмосферу с меченым углеродом, производят короткое освещение и затем либо просто измеряют активность разных частей растения, либо выделяют и исследуют химические соединения, содержащие меченый углерод. В результате удалось установить, в какой последовательности возникают промежуточные продукты фотосинтеза, что позволило воссоздать правдоподобную картину всего процесса.

Только методом меченых атомов можно получить информацию о скорости обмена веществ в тканях живого организма. Оказалось, что в целом ткани обновляются гораздо быстрее, чем считалось раньше. Выяснен целый ряд подробностей такого обмена. Так, с помощью радиоуглерода ${}^6\text{C}^{14}$ было установлено, что жирные кислоты, образовавшиеся из масла, быстро усваиваются организмом, а сходные соединения из смальца и солонины имеют тенденцию откладываться в костях.

В сельском хозяйстве важно знать, в каких химических соединениях следует вносить удобряющие элементы — азот, фосфор, кальций и др. в почву, чтобы они лучше усваивались растениями. И здесь решающую роль сыграли меченые атомы, позволившие выяснить, каким путем и в каком количестве попадает в растение элемент именно из удобрения. Особенно хорошо изучено усвоение фосфора, имеющего сравнительно удобный для работы радиоактивный изотоп ${}_{15}\text{P}^{32}$ с временем жизни 14 дней. В этих опытах было установлено, какой процент фосфора усваивается в различных условиях, что позволило дать практически полезные рекомендации по оптимальному размеру гранул суперфосфата, по глубине его внесения и т. д. Был открыт ряд совершенно новых фактов. Например, оказалось, что в определенных условиях растения могут поглощать питательные соли не только корнями, но и листьями.

Метод меченых атомов характерен крайне высокой чувствительностью. Рядовой счетчик Гейгера — Мюллера способен уверенно регистрировать активность вплоть до 10^{-4} мкКи. Это соответствует 10^{-11} г даже столь долго живущего изотопа, как ${}^6\text{C}^{14}$ ($T_{1/2} = 5570$ лет). Для короткоживущего изотопа ${}^6\text{C}^{11}$ ($T_{1/2} = 20,4$ мин) эта активность соответствует всего лишь 10^{-19} г изотопа. Довольно высока и чувствительность масс-спектроскопических методов обнаружения стабильных изотопов. Современный серийный масс-спектрометр дает возможность обнаруживать и измерять с процентной точностью присутствие одной миллионной доли исследуемого изотопа. Такая высокая чувствительность открывает возможности использования метода меченых атомов и в тех случаях, когда важно просто проследить за судьбой очень малых количеств вещества. Например, в аналитической химии этот метод используется для определения растворимости очень мало растворимых веществ. В машиностроении метод меченых атомов широко используется для быстрого определения скорости износа подшипников в разных условиях. Для этого

в одну из трущихся поверхностей вносится радиоактивный изотоп (например, β -активный изотоп ${}_{26}\text{Fe}^{59}$ в сталь), после чего измеряется радиоактивность либо другой трущейся поверхности, либо (что обычно удобнее) смазочного масла. Такой метод позволяет резко сократить время испытаний на износ при повышении точности и подробности информации об этом процессе. Раньше о скорости износа часто судили по величине трения. С помощью метода меченых атомов установлено, что износ далеко не всегда пропорционален трению. Бывает, что при переходе от одной смазки к другой трение уменьшается в 5 раз, а износ в 400 раз. А это очень важно потому, что износ является гораздо большим злом, чем трение.

Так как чувствительность метода меченых атомов обратно пропорциональна периоду полураспада используемого радиоактивного изотопа, то наиболее удобными для использования являются изотопы, живущие не слишком долго. Но очень короткие периоды полураспада также неудобны, так как короткоживущий изотоп почти весь распадается за время опыта, а то и за время между изготовлением изотопа и началом опыта. Оптимальными являются времена около года. Допустимы отклонения от этой величины на несколько порядков в обе стороны. Используемые на практике радиоактивные изотопы имеют периоды полураспада от нескольких часов до десятков тысяч лет и больше. Из короткоживущих изотопов можно отметить важный для изучения износа подшипников изотоп меди ${}_{29}\text{Cu}^{54}$ с периодом полураспада 12,8 часа. Из долгоживущих изотопов очень важен изотоп хлора ${}_{17}\text{Cl}^{36}$ с периодом полураспада $3,1 \cdot 10^5$ лет. Есть элементы, у которых отсутствуют радиоактивные изотопы, живущие достаточно долго, чтобы можно было пользоваться ими как мечеными атомами. К ним относятся, в частности, такие важнейшие для биологии и органической химии элементы, как кислород и азот. У кислорода наиболее долго живущий нестабильный изотоп ${}_{8}\text{O}^{15}$ имеет период полураспада 2 минуты, а у азота — 10 минут (${}_{7}\text{N}^{13}$). Поэтому для меток по кислороду и азоту приходится использовать добавки стабильных изотопов ${}_{8}\text{O}^{18}$ и ${}_{7}\text{N}^{15}$, содержание которых в природных смесях мало (меньше процента).

В настоящее время в реакторах и на специально сконструированных циклотронах в нашей стране изготавливается более полутора сотен различных радиоактивных изотопов. В большом масштабе ведется производство разделенных стабильных изотопов. Существует государственный фонд стабильных изотопов, предназначенных для выдачи во временное пользование различным научным и промышленным организациям. Как радиоактивные, так и стабильные изотопы выпускаются не только в чистом виде, но в форме самых различных химических соединений. Выпускаются химические соединения не только с одной, но и с двумя изотопными метками, такие, как углекислый натрий Na_2CO_3 , в котором радиоактивны

изотопы натрия и углерода ($_{11}\text{Na}^{24}$, $_{6}\text{C}^{14}$). Наиболее употребительные изотопы, используемые в качестве меченых атомов, перечислены в табл. 13.6.

Таблица 13.6. Наиболее употребительные радиоактивные изотопы

Изотоп	Тип	$T_{1/2}$	$E_{\beta\text{max}}$ или E_{γ} МэВ	Изотоп	Тип	$T_{1/2}$	$E_{\beta\text{max}}$ или E_{γ} МэВ
Pm^{147}	β	2,66 года	0,22	Se^{75}	γ	125 дней	0,27
Sr^{90}	β	2,7 года	0,61	I^{131}	γ	74,37 дня	0,31
Ce^{144}	β	284 дня	0,30	Cs^{137}	γ	30 лет	0,66
Ru^{106}	β	1 год	0,04	Cs^{134}	γ	2,07 года	0,79
Tl^{170}	γ	129 дней	0,08	Co^{60}	β, γ	5,24 года	1,33

Метод меченых атомов часто используется в сочетании с методом наведенной активности, о чем мы скажем ниже в п. 5.

В настоящее время Всесоюзное объединение «Изотоп» поставляет соответственно 1000 и 700 наименований радиоактивных и стабильных изотопов и меченных ими соединений.

3. Ионизирующие излучения, проходя через газ, делают его электропроводным. На этом свойстве основана работа нейтрализаторов статического электричества. Эти нейтрализаторы позволили решить давние наболевшие проблемы текстильной промышленности, связанные с электризацией нитей трением. Электризация нередко приводила к самовозгоранию. Особенно сильно электризуются многие синтетические волокна. Наэлектризованные нити плохо скручиваются, прилипают к разным частям машин. Никакими «доядерными» средствами решить эту задачу не удавалось. Установка же нейтрализаторов, главной частью которых является α -активный плутоний $_{94}\text{Pu}^{239}$, либо β -активные тритий или прометий $_{61}\text{Pm}^{147}$ ($T_{1/2} = 2,6$ лет), позволила обеспечить непрерывную разрядку статических зарядов через ионизированный воздух без изменения технологии процессов. Применение нейтрализаторов не только устранило пожарную опасность, но и привело к заметному увеличению производительности различных машин (ткацких, чесальных и др.) в текстильном производстве на 3—30%. В настоящее время нейтрализаторы статического электричества составляют 13% всех поставок радиационной техники. Они широко используются в текстильной, полиграфической и других отраслях промышленности.

В медицине ионизационная способность излучений используется для радиационного разрушения злокачественных опухолей. Уже сейчас более половины больных раком молочной железы живут свыше десяти лет после комплексного хирургического и лучевого лечения.

Ионизационная способность излучений успешно используется для борьбы с некоторыми вредными насекомыми. Разработан метод,

применимый для уничтожения насекомых, спаривающихся один раз в жизни. Заключается он в том, что в зараженную местность выпускают большое количество (миллионы) насекомых-самцов, специально стерилизованных определенной дозой излучения. Эти самцы спариваются с самками, которые уже не дают потомства. В Италии этим способом удалось уничтожить фруктовую муху на большом участке острова Капри. Ряд успешных опытов большого масштаба был проведен в других странах. Метод «стерильных самцов» не универсален. Но в пределах своей применимости он превосходит метод ядохимикатов тем, что не убивает полезных насекомых и не приводит к накоплению вредных примесей в сельскохозяйственных продуктах.

Ионизация облучением используется также для увеличения числа генетических мутаций у разных растений с целью ускорения получения новых полезных сортов.

Усиленно разрабатываются методы стерилизации облучением различных пищевых продуктов, что позволяет увеличить сроки хранения картофеля и ряда других овощей.

4. Изотопные приборы, основанные на использовании проникающей способности γ - (реже β -) излучения, в настоящее время занимают более половины всех поставок радиационной техники. В основу почти всех этих приборов положен один и тот же простой принцип: счет в детекторе меняется, если меняется толщина или вид материала между детектором и источником. На основе этого принципа конструируются и выпускаются различные толщиномеры, плотномеры, уровнемеры, счетчики предметов, γ -дефектоскопы и многие другие приборы. На этом принципе основаны многочисленные γ -релейные устройства, автоматически контролирующие и регулирующие ход производственных процессов. Бета-излучение сильно поглощается веществом. Из-за непрерывности β -спектра (см. гл. VI, § 4, п. 4) и из-за искривления пути электронов в веществе (см. гл. VIII, § 3) разные электроны источника имеют разный пробег, от нулевого до некоторого максимального. Количество прошедших через вещество электронов довольно резко зависит от толщины слоя. Поэтому β -толщиномеры имеют довольно хорошую точность, но могут измерять лишь небольшие толщины. Такие толщиномеры применяются, например, для контроля за толщиной производимой фотопленки. Пленка проходит между источником и детектором. Малейшее отклонение толщины от стандартной изменяет число поглощаемых пленкой электронов, т. е. меняет скорость счета детектора. Для больших толщин используются γ -толщиномеры. Интересной разновидностью прибора такого типа является односторонний γ -толщиномер, измеряющий толщину определенного материала по величине γ -излучения, рассеянного назад. Такие толщиномеры применяют для контроля размеров труб на Московском нефтезаводе. Приборы, основанные на проникающей способности

γ -излучения, особенно удобны для автоматического контроля процессов в труднодоступных для непосредственного измерения местах, например, для слежения за уровнем жидкости в закрытом сосуде с помощью радиоактивного поплавка.

В геологии сейчас одним из основных методов разведки новых месторождений нефти и некоторых других полезных ископаемых

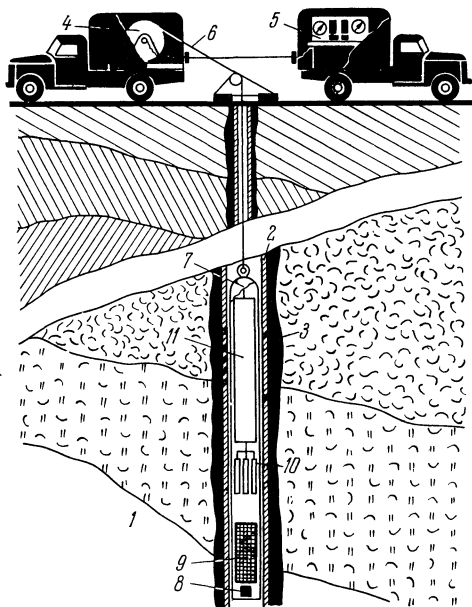


Рис. 13.14. Схема радиоактивного каротажа.

1 — пласты пород, 2 — стальная труба, 3 — цементное кольцо, 4 — лебедка, 5 — пульт управления и питания, 6 — кабель, 7 — гильза глубинного прибора, 8 — источник нейтронов или γ -квантов, 9 — фильтр, 10 — счетчики, 11 — усилители импульсов.

является радиоактивный каротаж скважин, основанный на различии процесса распространения нейтронов и γ -лучей в разных породах. Схема установки для радиоактивного каротажа приведена на рис. 13.14. В скважину помещается источник γ -лучей или нейтронов, выше источника — разделяющий фильтр (из свинца для γ -источника, из парафина — для источника нейтронов), а над фильтром — детектор. Скорость счета в детекторе зависит от свойств среды. В зависимости от источника и рода детектируемых частиц различают γ — γ -каротаж, нейтрон-нейтронный каротаж и нейтрон — γ -каротаж.

В γ — γ -каротаже скорость счета падает с увеличением плотности окружающей породы. Поэтому этот вид каротажа называют каротажем малой плотности угольных

пластов, которые поэтому хорошо идентифицируются γ — γ -каротажем. Более разнообразную, т. е. более богатую, информацию дает предложенный Б. М. Понтекорво (1941) нейтронный каротаж. Распространение нейтронов в горной породе тем хуже, чем больше в ней водорода, так как в водороде нейтроны быстро замедляются, а замедлившись, поглощаются. Водорода много как в нефти, так и в воде. Но нефть практически не содержит примесей, а в воде всегда растворена поваренная соль, ядра хлора которой энергично поглощают нейтроны с испусканием γ -квантов. Поэтому в нейтрон-нейтронном каротаже счет детектора более высок для нефти, чем

для воды, а в нейтрон — γ -каротаже — наоборот. Это дает возможность уверенно отличать нефтяные пласты от водных.

5. В методе наведенной активности главным является возбуждение в веществе вторичной радиоактивности под действием ядерных излучений. Использование этой наведенной радиоактивности развивается в двух направлениях. Первым является элементный анализ, вторым — создание меченых атомов.

Классическая методика активационного элементного анализа состоит в том, что исследуемое вещество и образец-эталон с известным количеством определяемого элемента облучают фиксированной дозой, а затем (сразу или после определенной выдержки) измеряют возникшую наведенную активность. Присутствие нужного элемента идентифицируется по виду испускаемых частиц, по их энергии и по периоду полураспада.

Наиболее широко используется активация нейтронами, так как нейтроны, особенно медленные, энергично поглощаются всеми ядрами (кроме ${}^4_2\text{He}$), причем поглощение в большинстве случаев приводит к образованию β - (а часто и γ -) активных изотопов. Применяются не только медленные, но и быстрые нейтроны. В последнем случае возможен не только радиационный захват, но и другие реакции, такие, как (n, p) , (n, α) , (n, d) и т. д. В качестве источников нейтронов используются изотопные источники, высоковольтные $d-t$ -трубки, нейтронные размножители, реакторы. Активация в мощном нейтронном потоке реактора дает возможность производить анализ с исключительно высокой точностью и обнаруживать крайне малые концентрации элементов. Разработаны методики определения концентрации путем активации в реакторе для 70 элементов с точностью от 10^{-5} до $10^{-10}\%$. Применение изотопных нейтронных источников и разрядных трубок не дает такой точности анализа, но зато выгодно отличается относительной простотой, дешевизной, а часто и быстротой.

Для прецизионных анализов из активированного образца радиохимическими методами выделяют элемент, содержащий исследуемую активность. Однако разрушение образца часто бывает нежелательным. В этом случае проводят менее точный анализ без разрушения образца. Такие анализы осложнены тем, что в образце могут возникнуть сопутствующие активности, наведенные в других элементах. Поэтому при анализе без разрушения необходимо тщательно учесть все возможные реакции активирующего излучения со всеми изотопами каждого элемента, могущего входить в состав исследуемого вещества. Методы разделения наведенных активностей от разных изотопов разнообразны. Выбор наиболее эффективной методики часто требует немалой вдумчивости и изобретательности.

Активности, сильно различающиеся по временам жизни, разделяются тем, что короткоживущую активность измеряют немедленно, а долгоживущую — после достаточной выдержки. Для более точ-

ных измерений вклад самой долгоживущей активности, после ее измерения при больших временах, вычитается из суммарной скорости счета (см. гл. VI, § 2). Пример такого разделения по временам показан на рис. 13.15, где приведена кривая распада углекислого рубидия с примесями калия и цезия после активации нейтронами. При малых временах отделяется активность самого короткоживущего ($T_{1/2} = 18$ мин) изотопа ${}_{37}\text{Rb}^{88}$. Остаточная активность четко разделяется на три ветви, соответствующие распадам

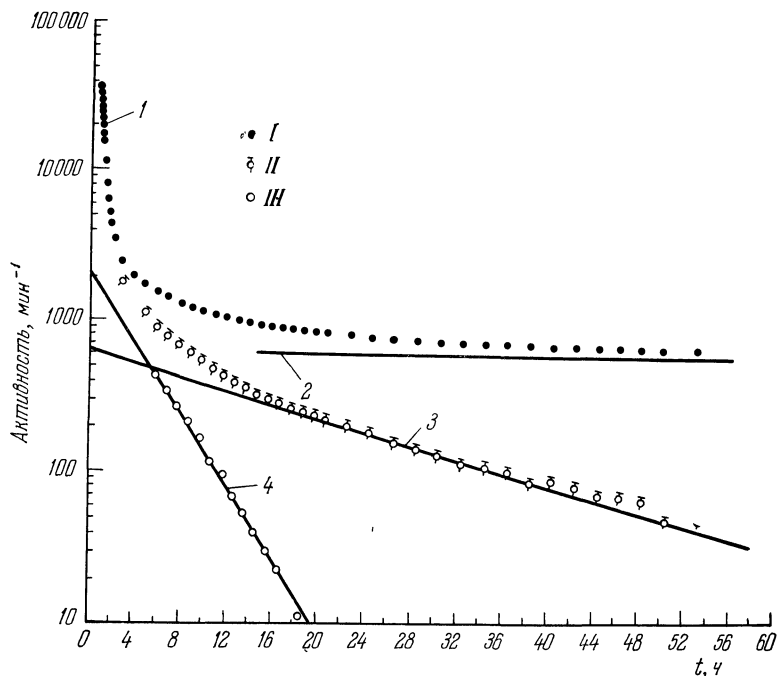


Рис. 13.15. Кривые распада ядер изотопов углекислого рубидия (с примесью калия и цезия), активированных нейтронами из реактора.

I — полная активность образца, *II* — результат вычитания из *I* активности долгоживущего изотопа ${}_{37}\text{Rb}^{87}$ (участок 1), *III* — результат вычитания из *II* активности изотопа ${}_{19}\text{K}^{42}$ (прямая 2). Прямая 4 соответствует распаду изотопа ${}_{37}\text{Rb}^{88}$, 3 — ${}_{55}\text{Cs}^{134}$.

${}_{55}\text{Cs}^{134}$ (2,9 ч), ${}_{19}\text{K}^{42}$ (12,8 ч) и ${}_{37}\text{Rb}^{85}$ (20 дней). При различии периодов полураспада меньше, чем на 50%, разделение активностей по временам жизни трудно осуществимо. С этой трудностью встречаются, например, при активационном анализе на калий и натрий в биологических объектах, при активации которых нейтронами образуются β -активные изотопы ${}_{19}\text{K}^{42}$ и ${}_{11}\text{Na}^{24}$ с периодами полураспада соответственно 12,5 ч и 15 ч. Здесь для разделения пользуются большим различием в максимальных энергиях электронов

распада (3,6 МэВ для ${}_{19}\text{K}^{42}$ и 1,4 МэВ для ${}_{11}\text{Na}^{24}$). Из формулы (8.37) следует, что β -электроны из калия полностью поглощаются алюминиевым фильтром с толщиной 1,7 г/см², а электроны из натрия — алюминиевым фильтром с толщиной 0,7 г/см². Надо, однако, учесть, что в обоих случаях распад в основном идет на возбужденный уровень, немедленно высвечивающийся с испусканием γ -кванта с энергией 1,5 МэВ для распада ${}_{19}\text{K}^{42}$ и 1,4 МэВ для ${}_{11}\text{Na}^{24}$. Эти кванты почти свободно проходят через оба фильтра. Поэтому, если счетчик регистрирует и электроны, и γ -кванты, то разность скоростей счета с фильтром 0,7 г/см² и без него дает скорость счета электронов, возникающих при распаде натрия, а разность счета с фильтрами 1,7 и 0,7 г/см² дает скорость счета электронов, возникающих при распаде калия. Более точные результаты можно получить, учтя поглощение γ -квантов обоими фильтрами и поглощение электронов низкой энергии, возникающих при распаде калия, тонким фильтром. Если при распадах разных изотопов вылетают γ -кванты, достаточно сильно различающиеся по энергии, то их различают с помощью сцинтилляционных счетчиков (см. гл. IX, § 4, п. 5). Применяются для разделения активности и методы совпадений ($\beta - \gamma$, $\gamma - \gamma$), с помощью которых можно выделять каскадные распады определенного вида.

Для ряда элементов, особенно легких, активация медленными нейтронами либо слишком мала, либо приводит к образованию слишком короткоживущих ядер, что делает невозможным активационный анализ по крайней мере в его традиционной форме. В таких случаях для активации используют быстрые нейтроны, быстрые заряженные частицы (протоны, дейтроны, α -частицы, ядра ${}_{2}\text{He}^3$), а также γ -кванты с энергией свыше 10—15 МэВ из электронных ускорителей. Нейтронный пучок с энергией 14 МэВ из d—t-разрядной трубки используется, например, для определения концентрации празеодима. Празеодим имеет единственный стабильный изотоп ${}_{59}\text{Pr}^{141}$, который обладает замкнутой нейтронной оболочкой ($N = 82$). Сечение захвата нейтрона этим ядром мало, так что оно практически не активируется тепловыми нейтронами. Быстрые же нейтроны вступают с празеодимом в реакцию (n, 2n) с образованием позитронно-активного изотопа ${}_{59}\text{Pr}^{140}$ ($T_{1/2} = 3,4$ мин). По активности этого изотопа можно проводить довольно быстрый активационный анализ на празеодим. К легким элементам, слабо активирующимся тепловыми нейтронами, принадлежат кислород, фтор, бор. Для активационного анализа этих элементов используются протонные пучки с энергиями от нескольких до 30 МэВ. Кислород определяется по реакциям ${}_{8}\text{O}^{18}(p, n){}_{9}\text{F}^{18}$, ${}_{8}\text{O}^{16}(p, \alpha){}_{7}\text{N}^{13}$, продуктами которых являются позитронные излучатели с удобными периодами соответственно 112 и 10 мин. Этим методом (использовавшимся, в частности, в работах по изучению механизма фотосинтеза) устанавливается содержание кислорода вплоть до $10^{-6}\%$. На два порядка более

чувствителен аналогичный метод определения содержания фтора по реакции ${}^9\text{F}^{19}(\text{p}, \text{pn}){}^9\text{F}^{18}$. Широко используются для активационного анализа реакции (d, n) , (d, p) срыва (см. гл. IV, § 10, п. 4) под действием дейтронов. Эти реакции удобны тем, что они имеют довольно большой выход при низком пороге. Так, для определения содержания бора используется реакция ${}^5\text{B}^{10}(\text{d}, \text{n}){}^6\text{C}^{11}$, продукт которой является позитронным излучателем с $T_{1/2} = 20$ мин. Пучок тяжелых заряженных частиц плохо проникает через вещество и поэтому активирует только поверхностный слой. В тех случаях, когда важно активировать толщу вещества, используют быстрые нейтроны или γ -кванты. В редких случаях возможна активация радиоактивными излучателями. Так, с помощью полониевого (${}_{84}\text{Po}^{210}$) α -источника ($E_\alpha = 5,3$ МэВ) производится активационный анализ на бор, фтор и некоторые другие (конечно, легкие) элементы. Используются реакции ${}^5\text{B}^{10}(\alpha, \text{n}){}^7\text{N}^{13}$ и ${}^9\text{F}^{19}(\alpha, \text{n}){}_{11}\text{Na}^{22}$, приводящие к образованию удобных для работы позитронных излучателей.

Развиваются экспрессные методы активационного анализа без разрушения, опирающиеся на измерение короткоживущих активностей и даже просто продуктов ядерных реакций. Эти методы используются, в частности, для непрерывного автоматического контроля за ходом различных технологических процессов. Идентификация проводится по β -распадным электронам, по γ -квантам радиационного захвата (n, γ), по нейтронам и другим частицам, вылетающим в результате ядерных реакций. Используются и γ -кванты, возникающие при возвращении ядра в основное состояние после неупругого столкновения с нейтроном. Для повышения селективности анализа обычно измеряется энергия γ -квантов, а для каскадных процессов часто используется регистрация на совпадения. Примером экспрессного анализа по короткоживущей активности может служить определение содержания кислорода посредством активации быстрыми нейтронами, вызывающими реакцию ${}^8\text{O}^{16}(\text{n}, \text{p}){}^7\text{N}^{16}$. Период полураспада изотопа ${}^7\text{N}^{16}$ составляет всего лишь 7,3 с. Регистрируются обычно не β -электроны, а жесткие γ -кванты с энергиями 6,1, 6,9 и 7,1 МэВ, возникающие при переходе продукта распада — изотопа ${}^8\text{O}^{16}$ — в основное состояние. Примером использования ядерных реакций для элементного анализа может служить использование реакции ${}^4\text{Be}^9(\gamma, \text{n}){}^4\text{Be}^8$ для анализа на бериллий. Эта реакция имеет на редкость низкий порог 1,66 МэВ (обычно порог реакции (γ, n) лежит в области 10 МэВ). Регистрируются вылетающие нейтроны. Малость порога, во-первых, делает метод исключительно селективным, а во-вторых, дает возможность использовать для активации дешевые и простые в обращении изотопные источники γ -излучения.

Активация излучением используется не только для элементного анализа, но и для получения меченых атомов. Например, при уже упоминавшемся выше изучении износа удобно активировать тру-

шуюся поверхность готового изделия потоком заряженных частиц из ускорителя, вместо того чтобы делать весь подшипник из радиоактивного материала. Так, для исследования износа судовых двигателей в условиях плавания производилась активация рабочих поверхностей цилиндров на циклотроне Московского государственного университета дейтронами с энергией 12 МэВ.

В естественных условиях происходит слабая активация некоторых изотопов вторичными нейтронами от космических лучей. Этот процесс наиболее интенсивен на границе тропосферы и атмосферы. Важнейшей из реакций активации является образование радиоуглерода из азота ${}^7\text{N}^{14}(\text{n}, \text{p}){}^6\text{C}^{14}$. Этот углерод окисляется, превращаясь в радиоактивный углекислый газ, который через 10—15 лет полностью перемешивается с основной массой углекислого газа атмосферы. Через углекислый газ радиоуглерод попадает в растения, а оттуда — в живые организмы. Период полураспада радиоуглерода равен 5700 годам. Если считать, что поток космических лучей примерно постоянен во времени, то во всех органических тканях образуется строго постоянная равновесная концентрация изотопа ${}^6\text{C}^4$, соответствующая примерно 15 распадам в минуту на один грамм углерода органического происхождения. Но эта равновесная концентрация начинает падать, как только прекращается обмен веществ. На этом основан разработанный В. Либби метод датировки различных археологических предметов органического происхождения. Чем меньше концентрация радиоуглерода, тем больше возраст предмета. Метод Либби позволяет определять возраст предметов, пролежавших в земле от 1000 до 50 000 лет, с точностью до 100 лет. Результаты измерений возраста ряда египетских древностей оказались в хорошем согласии с достаточно надежными летописными данными. Это не только подтвердило надежность методики, но дало возможность сделать заключение о постоянстве потока космических лучей за последние 5000 лет. С помощью радиоуглерода удалось установить много интересных дат. В частности, оказалось, что в Северной и Южной Америке, а также в Англии человек появился 10 400 лет назад, т. е. сразу же после последнего ледникового периода.

6. В заключение этой главы отметим, что здесь перечислены далеко не все пути использования ядерно-физических методов в технике и в других областях науки. Многие из этих применений указывались в других главах книги. Не мешает также подчеркнуть, что основным техническим применением ядерной физики является рассмотренная в гл. XI ядерная энергетика.

ПРИЛОЖЕНИЯ

I. Уравнение Шредингера

1. Уравнение Шредингера для волновой функции $\Psi(r_1, r_2, \dots, t)$ системы частиц имеет вид

$$\hat{\mathcal{H}}\Psi(r_1, r_2, \dots, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(r_1, r_2, \dots, t)}{\partial t}, \quad (1.1)$$

где $\hat{\mathcal{H}}$ — оператор Гамильтона, t — время, r_1, r_2, \dots — координаты первой, второй и т. д. частиц. Если система находится в состоянии с определенной энергией E , то

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, t) = \Psi(r_1, r_2, \dots) \exp\left(-iE \frac{t}{\hbar}\right), \quad (1.2)$$

и функция Ψ удовлетворяет уравнению

$$\hat{\mathcal{H}}\Psi = E\Psi. \quad (1.3)$$

Уравнение (1.3), дополненное условиями непрерывности и ограниченности волновой функции Ψ , определяет допустимые собственные энергии и собственные волновые функции системы.

2. Укажем, как можно найти допустимые энергии бесспиновой частицы, движущейся в сферически симметричном потенциале

$$\hat{U}(r) = U(r),$$

где $|r| = r$. Уравнение (1.3) принимает в этом случае вид (см. также гл. I, § 3)

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + U(r)\right)\Psi(r) = E\Psi(r)$$

или (в сферических координатах r, ϑ, φ)

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r}\right) - \frac{\hbar^2}{2Mr^2} \Lambda(\vartheta, \varphi) + U(r)\right)\Psi(r, \vartheta, \varphi) = E\Psi(r, \vartheta, \varphi), \quad (1.4)$$

где оператор

$$\Lambda(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{\sin \vartheta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right\} \quad (1.5)$$

с точностью до множителя $-\hbar^2$ совпадает с оператором квадрата орбитального момента количества движения. Как известно из курса математической физики, решение уравнения (1.4) следует искать в виде

$$\Psi(r, \vartheta, \varphi) = R_{El}(r) Y_{lm}(\vartheta, \varphi), \quad (1.6)$$

где функции $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ и $R_{El}(r)$ удовлетворяют уравнениям

$$-\Delta Y_{lm} = l(l+1)Y_{lm}, \tag{1.7}$$

$$\frac{d^2}{dr^2} (rR_{El}(r)) + \frac{2M}{\hbar^2} \left(E - U(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2Mr^2} \right) (rR_{El}(r)) = 0. \tag{1.8}$$

Уравнение (1.7) определяет возможные собственные значения квадрата орбитального момента количества движения. В курсах математической физики показывается, что уравнение (1.7) имеет решения только при $l = 0, 1, 2, \dots$ Следовательно, орбитальный момент количества движения также может принимать только целочисленные положительные значения. Уравнение (1.8) при заданном l определяет допустимые значения энергии частицы в потенциале $U(r)$.

Найдем эти энергии в простейшем случае потенциала, имеющего вид «потенциального ящика» с бесконечно высокими стенками (рис. 1.1):

$$U(r) = \begin{cases} 0, & r < a, \\ \infty, & r > a. \end{cases} \tag{1.9}$$

Ограничимся случаем $l = 0$. Обозначив произведение $rR_{El}(r)$ через $\chi_{El}(r)$, находим, что в области $r < a$ уравнение (1.8) сводится к уравнению

$$\frac{d^2 \chi_{E0}}{dr^2} + \frac{2ME}{\hbar^2} \chi_{E0} = 0. \tag{1.10}$$

Интересующее нас решение этого уравнения должно, во-первых, быть ограниченным и, во-вторых, обращаться в нуль в точке $r = a$, так как частица не может проникнуть в область бесконечно высокого барьера. Удовлетворяющие этим требованиям решения имеют вид

$$\chi_{E0}(r) \sim \sin \left(\sqrt{\frac{2ME}{\hbar^2}} r \right), \tag{1.11}$$

где

$$\sqrt{\frac{2ME}{\hbar^2}} \cdot a = n\pi, \quad n = 1, 2, \dots \tag{1.12}$$

Из соотношения (1.12) получаем допустимые энергии

$$E_n = (n\pi\hbar)^2 / 2Ma^2. \tag{1.13}$$

«Порядковый номер» n допустимой энергии E_n имеет простой математический смысл: $n - 1$ равняется числу нулей (узлов) радиальной части $R_{Er_0}(r)$ волновой функции в области $0 < r < a$. Как правило, дискретные состояния нумеруются не с помощью энергии E_n , а с помощью главного квантового числа n , которое и пишется вместо E_n в качестве нижнего индекса у функции R .

Как видно из формулы (1.13), энергия частицы растет с увеличением n . Это заключение остается справедливым и при движении частицы в других потенциалах притяжения (см. гл. III, § 4).

3. Рассмотрим теперь уравнение Шредингера для двух частиц с массами M_1 и M_2 , взаимодействующих друг с другом посредством потенциала $U(r_1 - r_2)$.

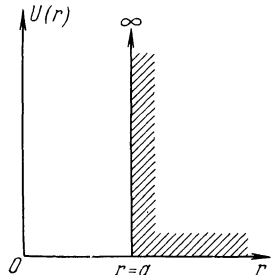


Рис. 1.1. «Потенциальный ящик» с бесконечно высокими стенками.

Уравнение (I.3) в этом случае принимает вид

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M_1} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}_1^2} - \frac{\hbar^2}{2M_2} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}_2^2} + U(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right) \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = E\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (\text{I.14})$$

Для решения этого уравнения целесообразно перейти к переменным

$$\mathbf{R} = \frac{M_1 \mathbf{r}_1 + M_2 \mathbf{r}_2}{M_1 + M_2}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad (\text{I.15})$$

где \mathbf{R} — радиус-вектор центра тяжести двух частиц. В новых переменных уравнение (I.14) записывается следующим образом:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2(M_1 + M_2)} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2} - \frac{\hbar^2}{2M_{\text{прив}}} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} + U(\mathbf{r}) \right) \Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}), \quad (\text{I.16})$$

где величина $M_{\text{прив}} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ носит название *приведенной массы*.

В уравнении (I.16) переменные разделяются. Поэтому его решения можно искать в виде

$$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = f(\mathbf{R})\varphi(\mathbf{r}), \quad (\text{I.17})$$

где $f(\mathbf{R})$ и $\varphi(\mathbf{r})$ — волновые функции, описывающие соответственно движение центра масс и относительное движение двух частиц. Подставив (I.17) в (I.16), находим уравнения для функций f и φ :

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2(M_1 + M_2)} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2} - (E - \varepsilon) \right\} f(\mathbf{R}) = 0, \quad (\text{I.18})$$

$$\left(\frac{\hbar^2}{2M_{\text{прив}}} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} + (\varepsilon - U(\mathbf{r})) \right) \varphi(\mathbf{r}) = 0, \quad (\text{I.19})$$

где величина ε имеет смысл энергии относительного движения двух частиц. Таким образом, задача о движении двух взаимодействующих частиц сводится к задаче о независимом движении двух «различных частиц» с массами $M_1 + M_2$ и $M_{\text{прив}}$.

4. В заключение на примере рассеяния бесспиновых частиц силовым центром $U(\mathbf{r})$ рассмотрим амплитуду рассеяния и ее связь с эффективным сечением. Решение $\Psi(\mathbf{r})$ уравнения Шредингера (I.48), описывающее рассеяние частиц на больших расстояниях от рассеивающего центра, должно иметь вид суперпозиции плоской волны $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ налетающих частиц и расходящихся волн $f(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r}$ рассеянных частиц:

$$\Psi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + f(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r}, \quad (\text{I.20})$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$, $\mathbf{n}' = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$. Величина $f(\mathbf{n}', \mathbf{n})$ называется *амплитудой рассеяния*. Поток налетающих частиц равняется $|e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}|^2 \cdot v = v$, а рассеянных в направлении \mathbf{n}' равен $|f(\mathbf{n}', \mathbf{n})|^2 \left| \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \right|^2 v = |f(\mathbf{n}', \mathbf{n})|^2 \cdot v \cdot \frac{1}{r^2}$ (v — скорость частиц). Соответственно в элемент $d\Omega$ телесного угла в направлении \mathbf{n}' в 1 с будет попадать число dn рассеянных частиц, равное $v \cdot |f(\mathbf{n}', \mathbf{n})|^2 \cdot \frac{1}{r^2} \cdot r^2 d\Omega = v |f|^2 d\Omega$.

Согласно (1.53) отсюда следует, что дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ рассеяния выражается через амплитуду следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dn}{v} = |f(n', n)|^2. \quad (1.21)$$

II. Перевод дифференциальных сечений и энергий из лабораторной системы в систему центра инерции и наоборот

Приведем формулы перевода скоростей, энергий, углов и дифференциальных эффективных сечений из лабораторной системы, т. е. системы, в которой мишень покоится, в СЦИ. Для простоты ограничимся случаем упругого рассеяния нерелятивистской частицы. Пусть M_1, M_2 — массы сталкивающихся частиц, v_0 — скорость налетающей частицы. Скорости частиц в СЦИ до столкновения и после столкновения обозначим соответственно через v_1, v_2 и v'_1, v'_2 :

$$v_1 = \frac{M_2 v_0}{M_1 + M_2}, \quad v_2 = -\frac{M_1 v_0}{M_1 + M_2}, \quad (II.1)$$

$$|v_1| = |v'_1| \quad \text{и} \quad |v_2| = |v'_2|.$$

Соотношение между полярными углами ϑ и ϑ_L вылета рассеянной частицы в СЦИ и в ЛС находится следующим образом. Скорость вылета рассеянной частицы в ЛС

$$v_L = v'_1 + v_c, \quad (II.2)$$

где v_c — скорость системы центра инерции,

$$v_c = \frac{M_1 v_0}{M_1 + M_2}.$$

Спроецировав векторное равенство (II.2) на направление, задаваемое вектором v_c , и перпендикулярное ему направление, находим, что

$$v_L \cos \vartheta_L = v_1 \cos \vartheta + v_c, \quad v_L \sin \vartheta_L = v'_1 \sin \vartheta \quad (II.3)$$

Азимутальные же углы в ЛС и СЦИ, очевидно, равняются друг другу:

$$\varphi_L = \varphi. \quad (II.4)$$

Из уравнений (II.3) получаем, исключая v_L , что

$$\operatorname{tg} \vartheta_L = \frac{\sin \vartheta}{\gamma + \cos \vartheta}, \quad (II.5)$$

где

$$\gamma = \frac{v_c}{v'_1} = \frac{M_1}{M_2}.$$

Заметим, что точно такое же по форме выражение получается и для экзотермической реакции, но γ в этом случае определяется другим равенством:

$$\gamma = \left(\frac{M_1 M'_1}{M_2 M'_2} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon + Q} \right)^{1/2}, \quad \text{где} \quad \varepsilon = \frac{M_1 M_2}{2(M_1 + M_2)} v_0^2. \quad (II.6)$$

Здесь M'_1, M'_2 — массы вылетающих частиц, Q — теплота реакции,

Соотношение между дифференциальными сечениями в ЛС и СЦИ получается приравнованием числа частиц, рассеянных в соответствующие друг другу элементы телесного угла в двух системах отсчета, т. е.

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} d\Omega_L = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

или

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} (\vartheta_L, \varphi_L) \sin \vartheta_L d\vartheta_L d\varphi_L = \frac{d\sigma}{d\Omega} (\vartheta, \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (II.7)$$

где ϑ , φ и ϑ_L , φ_L связаны соотношениями (II.3) и (II.4). Из соотношения (II.5) следует, что

$$\cos \vartheta_L = \frac{\gamma + \cos \vartheta}{\sqrt{1 + 2\gamma \cos \vartheta + \gamma^2}}$$

или что

$$\sin \vartheta_L d\vartheta_L = \frac{1 + \gamma \cos \vartheta}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \vartheta)^{3/2}} \sin \vartheta d\vartheta. \quad (II.8)$$

Подставляя (II.8) в (II.7), получаем, что

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} = \frac{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \vartheta)^{3/2} d\sigma}{|1 + \gamma \cos \vartheta| d\Omega}. \quad (II.9)$$

Приведем, наконец, формулу, связывающую скорость v_L и, следовательно, энергию E_L с углом вылета частицы в СЦИ.

Из равенства (II.2) находим, что

$$v_L^2 = v_0^2 \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1M_2 \cos \vartheta}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (II.10)$$

и следовательно,

$$E_L = E_0 \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1M_2 \cos \vartheta}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (II.11)$$

где E_0 — энергия налетающей частицы.

Аналогичные формулы для релятивистских частиц рассматриваются в гл. VII, § 4.

III. Таблица изотопов

Большие числа означают массовые числа ядер изотопов. Следующие за ними цифры, напечатанные более мелким шрифтом, дают распространенности (в %) и периоды полураспада (с — секунды, м — минуты, ч — часы, д — дни, г — годы) соответственно стабильных и нестабильных изотопов. Для нестабильных изотопов приведены также типы распадов: β^- , β^+ — электронный и позитронный β -распады, ϵ — K -захват, α — α -распад, f — деление.

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
1	H	1_{100} $2_{0,015}$	3_{β^-} 12 г
2	He	$3_{0,0001}$ 4_{100}	6_{β^-} 0,82 с 8_{β^-} 0,12 с
3	Li	$6_{7,4}$ 7_{93}	8_{β^-} 0,84 с 9_{β^-} 0,17 с
4	Be	9_{100}	7_{β^+} 53 д 10_{β^-} $2,7 \cdot 10^6$ г 11_{β^-} 14 с 12_{β^-} $11 \cdot 10^{-3}$ с
5	B	10_{20} 11_{80}	8_{β^+} 0,78 с 12_{β^-} $1,8 \cdot 10^{-2}$ с 13_{β^-} $1,9 \cdot 10^{-2}$ с
6	C	12_{99} $13_{1,1}$	9_{β^+} $1,3 \cdot 10^{-1}$ с 10_{β^+} 19 с 11_{β^+} ; ϵ 20 м 14_{β^-} 5730 г 15_{β^-} 2,2 с 16_{β^-} 0,74 с
7	N	14_{100} $15_{0,36}$	12_{β^+} $1,2 \cdot 10^{-2}$ с 13_{β^+} 10 м 16_{β^-} 7,3 с 17_{β^-} 4,1 с 18_{β^-} 0,63 с
8	O	16_{100} $17_{0,04}$ $18_{0,2}$	13_{β^+} $9 \cdot 10^{-3}$ с 14_{β^+} 72 с 15_{β^+} 124 с 19_{β^-} 29 с 20_{β^-} 14 с
9	F	19_{100}	17_{β^+} 70 с 18_{β^+} 110 м 20_{β^-} 11,4 с 21_{β^-} 4,6 с 22_{β^-} 4 с
10	Ne	20_{91} $21_{0,26}$ $22_{8,8}$	17_{β^+} 0,1 с 18_{β^+} 1,5 с 19_{β^+} 18 с 23_{β^-} 38 с 24_{β^-} 4,6 с
11	Na	23_{100}	20_{β^+} 0,38 с 21_{β^+} 23 с 22_{β^+} ; ϵ 2,6 г 24_{β^-} 15 ч 25_{β^-} 60 с 26_{β^-} 1 с
12	Mg	24_{79} 25_{10} 26_{11}	21_{β^+} 0,11 с 22_{β^+} 3,9 с 23_{β^+} 12 с 27_{β^-} 9,4 м 28_{β^-} 21 ч
13	Al	27_{100}	23_{β^+} 0,13 с 24_{β^+} 2,1 с 25_{β^+} 73 с 26_{β^+} ; ϵ $7,4 \cdot 10^5$ г 28_{β^-} 2,3 м 29_{β^-} 6,6 м 30_{β^-} 3,3 с

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
14	Si	$^{28}_{92}$ $^{29}_{4.7}$ $^{30}_{3.1}$	$^{25}_{\beta^+}$ 0,22 с $^{26}_{\beta^+}$ 2,1 с $^{27}_{\beta^+}$ 4,1 с $^{31}_{\beta^-}$ 2,6 ч $^{32}_{\beta^-}$ 650 г
15	P	$^{31}_{100}$	$^{28}_{\beta^+}$ 0,28 с $^{29}_{\beta^+}$ 4,4 с $^{30}_{\beta^+}$ 2,5 м $^{32}_{\beta^-}$ 14 д $^{33}_{\beta^-}$ 24 д $^{34}_{\beta^-}$ 12 с
16	S	$^{32}_{95}$ $^{33}_{0.76}$ $^{34}_{4.2}$ $^{36}_{0.014}$	$^{29}_{(\beta^+)}$ 0,19 с $^{30}_{\beta^+}$ 1,3 с $^{31}_{\beta^+}$ 2,7 с $^{35}_{\beta^-}$ 88 д $^{37}_{\beta^-}$ 5 м
17	Cl	$^{35}_{76}$ $^{37}_{24}$	$^{32}_{\beta^+}$; α 0,31 с $^{33}_{\beta^+}$ 1,8 с $^{34}_{\beta^+}$ 1,6 с $^{36}_{\beta^-}$; ϵ $3,1 \cdot 10^9$ г $^{38}_{\beta^-}$ 37 м $^{39}_{\beta^-}$ 55 м $^{40}_{\beta^-}$ 1,4 м
18	Ar	$^{36}_{0.34}$ $^{38}_{0.063}$ $^{40}_{100}$	$^{33}_{\beta^+}$ 10,18 с $^{34}_{\beta^+}$ 1,2 с $^{35}_{\beta^+}$ 1,8 с $^{37}_{\epsilon}$ 35 д $^{39}_{\beta^-}$ 270 г $^{41}_{\beta^-}$ 1,8 ч $^{42}_{\beta^-}$ 33 г
19	K	$^{39}_{93}$ $^{41}_{6.7}$	$^{36}_{\beta^+}$ 0,26 с $^{37}_{\beta^+}$ 1,2 с $^{38}_{\beta^+}$ 7,7 м $^{40}_{\beta^-}$; β^+ ; ϵ $1,4 \cdot 10^9$ г $^{42}_{\beta^-}$ 12 ч $^{43}_{\beta^-}$ 22 ч $^{44}_{\beta^-}$ 22 м $^{45}_{\beta^-}$ 16 м $^{47}_{\beta^-}$ 17 с
20	Ca	$^{40}_{97}$ $^{42}_{0.61}$ $^{43}_{0.15}$ $^{44}_{2.1}$ $^{46}_{0.0033}$ $^{48}_{0.18}$	$^{37}_{(\beta^+)}$ 0,17 с $^{38}_{\beta^+}$ 0,66 с $^{39}_{\beta^+}$ 0,87 с $^{41}_{\epsilon}$ $8 \cdot 10^4$ г $^{45}_{\beta^-}$ 165 д $^{47}_{\beta^-}$ 4,5 д $^{40}_{\beta^-}$ 8,7 м $^{50}_{(\beta^-)}$ 9 с
21	Sc	$^{45}_{100}$	$^{40}_{\beta^+}$ 0,18 с $^{41}_{\beta^+}$ 0,88 с $^{42}_{\beta^+}$ 0,68 с $^{43}_{\beta^+}$; ϵ 3,9 ч $^{44}_{\beta^+}$; ϵ 3,9 ч $^{46}_{\beta^-}$ 84 д $^{47}_{\beta^-}$ 3,4 д $^{48}_{\beta^-}$ 44 ч $^{49}_{\beta^-}$ 57 м $^{50}_{\beta^-}$ 1,7 м
22	Ti	$^{46}_{8.0}$ $^{47}_{7.6}$ $^{48}_{7.5}$ $^{49}_{5.5}$ $^{50}_{5.3}$	$^{41}_{\beta^+}$ 0,09 с $^{42}_{\beta^+}$ 0,25 с $^{43}_{\beta^+}$ 0,50 с $^{44}_{\epsilon}$ 47 г $^{45}_{\beta^+}$; ϵ 3,1 ч $^{51}_{\beta^-}$ 5,8 м $^{52}_{\beta^-}$ 1,7 м
23	V	$^{51}_{100}$	$^{45}_{\beta^+}$ 1 с $^{46}_{\beta^+}$ 0,43 с $^{47}_{\beta^+}$; ϵ 31 м $^{48}_{\beta^+}$; ϵ 16 д $^{49}_{\epsilon}$ 330 д $^{50}_{\epsilon}$; β^- $6 \cdot 10^{15}$ г $^{52}_{\beta^-}$ 3,8 м $^{53}_{\beta^-}$ 2,0 м $^{54}_{\beta^-}$ 55 с

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
24	Cr	$50_{4,3}$ 52_{84} $53_{9,5}$ $54_{2,4}$	$46_{(\beta^+) 1,1 \text{ с}}$ $47_{(\beta^+) 0,4 \text{ с}}$ $48_{\text{е } 23 \text{ ч}}$ $49_{\beta^+ 42 \text{ м}}$ $51_{\text{е } 28 \text{ д}}$ $55_{\beta^- 3,6}$ $56_{\beta^- 6,0 \text{ м}}$
25	Mn	55_{100}	$49_{(\beta^+) 0,43 \text{ с}}$ $50_{\beta^+ 0,28 \text{ с}}$ $51_{\beta^+ 45 \text{ м}}$ $52_{\beta^+; \text{е } 5,8 \text{ д}}$ $53_{\text{е } 1,9 \cdot 10^6 \text{ г}}$ $54_{\text{е } 303 \text{ д}}$ $56_{\beta^- 2,8 \text{ ч}}$ $57_{\beta^- 1,8 \text{ м}}$ $58_{\beta^- 1,1 \text{ м}}$
26	Fe	$54_{5,8}$ 56_{92} $57_{2,2}$ $58_{0,34}$	$52_{\beta^+; \text{е } 8,5 \text{ ч}}$ $53_{\beta^+ 8,5 \text{ м}}$ $55_{\text{е } 2,9 \text{ г}}$ $59_{\beta^- 46 \text{ д}}$ $60_{\beta^- 3 \cdot 10^6 \text{ ф}}$ $61_{\beta^- 6,2 \text{ м}}$
27	Co	59_{100}	$54_{\beta^+ 0,19 \text{ с}}$ $55_{\beta^+; \text{е } 18 \text{ ч}}$ $56_{\beta^+; \text{е } 77 \text{ д}}$ $57_{\text{е } 267 \text{ д}}$ $58_{\text{е}; \beta^+ 71 \text{ д}}$ $60_{\beta^- 5,3 \text{ ф}}$ $61_{\beta^- 100 \text{ м}}$ $62_{\beta^- 14 \text{ м}}$ $63_{\beta^- 52 \text{ с}}$
28	Ni	58_{68} 60_{26} $61_{1,2}$ $62_{3,8}$ $64_{1,2}$	$56_{\text{е } 6,1 \text{ д}}$ $57_{\text{е}; \beta^+ 35 \text{ ч}}$ $59_{\text{е } 8 \cdot 10^4 \text{ ф}}$ $63_{\beta^- 91 \text{ ф}}$ $65_{\beta^- 2,6 \text{ ч}}$ $66_{\beta^- 55 \text{ ч}}$ $67_{\beta^- 50 \text{ с}}$
29	Cu	63_{69} 65_{31}	$57_{(\beta^+) 0,14 \text{ с}}$ $58_{\beta^+ 3,2 \text{ с}}$ $59_{\beta^+ 81 \text{ с}}$ $60_{\beta^+; \text{е } 23 \text{ м}}$ $61_{\beta^+; \text{е } 3,3 \text{ ч}}$ $62_{\beta^+ 9,7 \text{ м}}$ $64_{\beta^-; \beta^+; \text{е } 13 \text{ ч}}$ $66_{\beta^- 5,3 \text{ м}}$ $67_{\beta^- 59 \text{ ч}}$ $68_{\beta^- 33 \text{ с}}$
30	Zn	64_{49} 66_{28} $67_{4,1}$ 68_{19} $70_{0,6}$	$60_{(\beta^+; \text{е}) 20 \text{ м}}$ $61_{\beta^+ 1,5 \text{ м}}$ $62_{\text{е}; \beta^+ 9,1 \text{ ч}}$ $63_{\text{е}; \beta^+ 38 \text{ м}}$ $65_{\text{е}; \beta^+ 245 \text{ д}}$ $69_{\beta^- 58 \text{ м}}$ $71_{\beta^- 2,4 \text{ м}}$ $72_{\beta^- 46 \text{ ч}}$ $73_{\beta^- < 2 \text{ м}}$
31	Ga	60_{60} 71_{40}	$63_{(\text{е}; \beta^+) 33 \text{ с}}$ $64_{\beta^+ 2,6 \text{ м}}$ $65_{\beta^+; \text{е } 8,0 \text{ м}}$ $66_{\beta^+; \text{е } 9,5 \text{ ч}}$ $67_{\text{е } 79 \text{ ч}}$ $68_{\beta^+; \text{е } 68 \text{ м}}$ $70_{\beta^- 21 \text{ м}}$ $72_{\beta^- 14 \text{ ч}}$ $73_{\beta^- 5 \text{ ч}}$ $74_{\beta^- 8 \text{ м}}$ $75_{\beta^- 1,5 \text{ м}}$ $76_{\beta^- 32 \text{ с}}$
32	Ge	70_{21} 72_{27} $73_{7,8}$ 74_{36} $76_{7,9}$	$65_{\beta^+ 1,5 \text{ м}}$ $66_{\beta^+; \text{е } 145 \text{ м}}$ $67_{\text{е}; \beta^+ 18 \text{ м}}$ $68_{\text{е } 280 \text{ д}}$ $69_{\text{е}; \beta^+ 40 \text{ ч}}$ $71_{\text{е } 12 \text{ д}}$ $75_{\beta^- 82 \text{ м}}$ $77_{\beta^- 11 \text{ ч}}$ $78_{\beta^- 1,5 \text{ ч}}$

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
33	As	$^{75}_{100}$	$^{68}_{\beta^+}$ 7 м $^{69}_{\beta^+}$ 15 м $^{70}_{\beta^+}$; ϵ 52 м $^{71}_{\epsilon}$; β^+ 65 ч $^{72}_{\epsilon}$; β^+ 26 ч $^{73}_{\epsilon}$ 80 д $^{74}_{\beta^-}$; β^+ ; ϵ 18 д $^{76}_{\beta^-}$ 27 ч $^{77}_{\beta^-}$ 39 ч $^{78}_{\beta^-}$ 91 м $^{79}_{\beta^-}$ 9,1 м $^{80}_{\beta^-}$ 15 с $^{81}_{\beta^-}$ 32 с $^{85}_{(\beta^-)}$ 0,43 с
34	Se	$^{74}_{0,87}$ $^{76}_{9,0}$ $^{77}_{7,6}$ $^{78}_{26}$ $^{80}_{50}$ $^{82}_{9,2}$	$^{70}_{\beta^+}$ 44 м $^{71}_{\beta^+}$ 50 м $^{72}_{\epsilon}$ 8,7 д $^{73}_{\epsilon}$; β^+ 7,0 ч $^{75}_{\epsilon}$ 120 д $^{79}_{\beta^-}$ 7·10 ⁶ г $^{81}_{\beta^-}$ 18 м $^{83}_{\beta^-}$ 23 м $^{84}_{\beta^-}$ 3,3 м $^{85}_{(\beta^-)}$ 39 с $^{86}_{\beta^-}$ 17 с $^{87}_{\beta^-}$ 17 с
35	Br	$^{79}_{50}$ $^{81}_{50}$	$^{73}_{(\beta^+)}$ 4 м $^{74}_{\beta^+}$ 36 м $^{75}_{\beta^+}$; ϵ 100 м $^{76}_{\beta^+}$; ϵ 16 ч $^{77}_{\beta^+}$; ϵ 58 ч $^{78}_{\beta^+}$; ϵ 5 м $^{80}_{\beta^-}$; β^+ ; ϵ 18 м $^{82}_{\beta^-}$ 35 ч $^{83}_{\beta^-}$ 2,4 м $^{84}_{\beta^-}$ 32 м $^{85}_{\beta^-}$ 3,0 м $^{86}_{\beta^-}$ 54 с $^{87}_{\beta^-}$ 56 с $^{88}_{\beta^-}$ 15 с $^{90}_{(\beta^-)}$ 1,5 с
36	Kr	$^{78}_{0,35}$ $^{80}_{2,3}$ $^{82}_{12}$ $^{83}_{12}$ $^{84}_{57}$ $^{86}_{17}$	$^{74}_{\beta^+}$ 20 м $^{75}_{(\beta^+; \epsilon)}$ 0,8 м $^{76}_{\epsilon}$ 15 ч $^{77}_{\epsilon}$; β^+ 1,2 ч $^{79}_{\epsilon}$; β^+ 35 ч $^{81}_{\epsilon}$ 2,1·10 ⁵ г $^{85}_{\beta^-}$ 11 г $^{87}_{\beta^-}$ 76 м $^{88}_{\beta^-}$ 2,8 ч $^{89}_{\beta^-}$ 3,2 м $^{90}_{\beta^-}$ 35 с $^{91}_{\beta^-}$ 9,8 с $^{92}_{\beta^-}$ 3,0 с $^{93}_{\beta^-}$ 2,2 с $^{94}_{\beta^-}$ 1,4 с $^{95}_{\beta^-}$ 0,18 с $^{97}_{\beta^-}$ 1 с
37	Rb	$^{85}_{72}$ $^{87}_{27}$	$^{79}_{\beta^+}$ 21 м $^{80}_{\beta^+}$ 4 с $^{81}_{\epsilon}$; β^+ 4,7 ч $^{82}_{\beta^+}$; ϵ 1,2 м $^{83}_{\epsilon}$ 83 д $^{84}_{\epsilon}$; β^+ 33 д $^{86}_{\beta^-}$ 19 д $^{87}_{\beta^-}$ 4,8·10 ¹⁰ г $^{88}_{\beta^-}$ 18 м $^{89}_{\beta^-}$ 15 м $^{90}_{\beta^-}$ 2,9 м $^{91}_{\beta^-}$ 57 с $^{92}_{\beta^-}$ 4,4 с $^{93}_{(\beta^-)}$ 5,9 с $^{94}_{\beta^-}$ 2,6 с $^{95}_{\beta^-}$ 0,36 с $^{96}_{(\beta^-)}$ 0,28 с $^{97}_{(\beta^-)}$
38	Sr	$^{84}_{0,55}$ $^{86}_{9,9}$ $^{87}_{7,0}$ $^{88}_{83}$	$^{80}_{\epsilon}$ 1,7 ч $^{81}_{\epsilon}$; β^- 30 м $^{82}_{\epsilon}$; β^- 25 д $^{83}_{\beta^+}$; ϵ 33 ч $^{85}_{\epsilon}$ 4 д $^{89}_{\beta^-}$ 54 д $^{90}_{\beta^-}$ 28 г $^{91}_{\beta^-}$ 9,7 ч $^{92}_{\beta^-}$ 2,7 ч $^{93}_{\beta^-}$ 7,5 м $^{94}_{\beta^-}$ 76 с $^{95}_{\beta^-}$ 26 с $^{97}_{\beta^-}$

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
39	Y	89_{100}	82_{β^+} ; ϵ 10 м 83_{β^+} ; ϵ 7,5 м 84_{β^+} ; ϵ 40 м 85_{β^+} ; ϵ 5 ч 86_{β^+} ; ϵ 15 ч 87_{β^+} ; ϵ 85 ч 88_{β^+} ; ϵ 108 д 90_{β^-} 64 ч 91_{β^-} 59 д 92_{β^-} 3,5 ч 93_{β^-} 10 ч 94_{β^-} 20 м 95_{β^-} 11 м 96_{β^-} 2 м
40	Zr	90_{51} 91_{11} 92_{17} 94_{17} $96_{2,8}$	82_{β^+} ; ϵ 10 м 85_{β^+} ; ϵ 83 м 86_{ϵ} 16 ч 87_{β^+} ; ϵ 1,5 ч 88_{ϵ} 85 д 89_{β^+} ; ϵ 78 ч 93_{β^-} 1,5·10 ⁸ г 95_{β^-} 65 д 97_{β^-} 17 ч 99_{β^-} 31 с
41	Nb	93_{100}	88_{β^+} 14 м 89_{β^+} ; ϵ 2 ч 90_{β^+} ; ϵ 15 ч 91_{ϵ} 8 г 92_{β^+} ; ϵ 10 д 94_{β^-} 2·10 ⁴ г 95_{β^-} 32 д 96_{β^-} 23 ч 97_{β^-} 72 м 98_{β^-} 51 м 99_{β^-} 2,3 м 100_{β^-} 11 м 101_{β^-} 1 м
42	Mo	92_{16} $94_{9,0}$ 95_{16} 96_{17} 97_9 98_{24} 100_{10}	88_{β^+} 27 м 89_{β^+} 7,1 м 90_{β^+} ; ϵ 5,7 ч 91_{β^+} 15 м 93_{ϵ} 3·10 ⁸ г 99_{β^-} 67 ч 101_{β^-} 15 м 102_{β^-} 11 м 103_{β^-} 70 с 104_{β^-} 1,6 м 105_{β^-} 42 с
43	Tc		92_{β^+} ; ϵ 4,4 м 93_{ϵ} ; β^+ 2,7 ч 94_{β^+} ; ϵ 290 м 95_{ϵ} 20 ч 96_{ϵ} 4,3 д 97_{ϵ} 2,6·10 ¹⁰ г 98_{β^-} 1,5·10 ⁸ г 99_{β^-} 2,5·10 ⁵ г 100_{β^-} 16 с 101_{β^-} 14 м 102_{β^-} 4 м 103_{β^-} 50 с 104_{β^-} 18 м 105_{β^-} 7,7 м 106_{β^-} 37 с 107_{β^-} 29 с
44	Ru	$96_{5,5}$ $98_{1,9}$ 99_{13} 100_{13} 101_{17} 102_{32} 104_{19}	94_{ϵ} 57 м 95_{β^+} ; ϵ 1,0 ч 97_{ϵ} 2,9 д 103_{β^-} 39 д 105_{β^-} 4,4 ч 106_{β^-} 370 д 107_{β^-} 4,2 м 108_{β^-} 4,5 м

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
45	Rh	103 ₁₀₀	97 _{β+ 32 м} 98 _{β+ 9,0 м} 99 _{ε; β+ 4,5 ч} 100 _{ε; β+ 21 ч} 101 _{(ε) 3 г} 102 _{β-; β+; ε 210 д} 104 _{β-; ε 43 с} 105 _{β- 35 ч} 106 _{β- 30 с} 107 _{β- 22 м} 108 _{β- 17 с} 109 _{(β-) 57 м} 110 _{β- 5 с}
46	Pd	102 _{0,96} 104 ₁₁ 105 ₂₂ 106 ₂₇ 108 ₂₇ 110 ₁₂	98 _{ε 18 м} 99 _{β+ 22 м} 100 _{ε 3,7 д} 101 _{ε; β+ 8,4 ч} 103 _{ε 17 д} 107 _{β- 7·10⁶ г} 109 _{β- 13 ч} 111 _{β- 22 м} 112 _{β- 21 ч} 115 _{β- 45 с}
47	Ag	107 ₅₁ 109 ₄₉	101 _{β+ 11 м} 102 _{β+ 16 м} 103 _{ε; β+ 60 м} 104 _{β+; ε 70 м} 105 _{ε 40 д} 106 _{β+; ε 24 м} 108 _{β-; β+; ε 2,4 м} 110 _{β- 25 с} 111 _{β- 7,5 д} 112 _{β- 3,4 ч} 113 _{β- 5,3 ч} 114 _{β- 5 с} 115 _{β- 20 м} 116 _{β- 2,5 м}
48	Cd	106 _{1,2} 108 _{0,87} 110 ₁₂ 111 ₁₃ 112 ₂₄ 113 ₁₂ 114 ₂₉ 116 _{7,6}	103 _{β+ 10 м} 104 _{ε 57 м} 105 _{ε; β+ 55 м} 107 _{ε; β+ 6,5 ч} 109 _{ε 450 д} 115 _{β- 53 ч} 117 _{β- 3 ч} 118 _{β- 49 м} 119 _{β- 10 м} 119 _{β- 3,0 м}
49	In	113 _{4,0} 115 ₉₆	106 _{β+ 5,3 м} 107 _{β+; ε 31 м} 108 _{ε; β+ 40 м} 109 _{ε; β+ 4,3 ч} 110 _{ε; β+ 66 м} 111 _{ε 2,8 д} 112 _{β-; β+; ε 14 м} 114 _{β-; β+; ε 72 с} 116 _{β- 14 с} 117 _{β- 45 м} 118 _{β- 4,3 м} 119 _{β- 2,3 м} 120 _{β- 48 с} 121 _{β- 30 с} 122 _{β- 7,5 с} 124 _{β- 3,6 с}
50	Sn	112 _{0,95} 114 _{0,65} 115 _{0,34} 116 ₁₄ 117 _{7,6} 118 ₂₄ 119 _{8,6} 120 ₃₃ 122 _{4,7} 124 _{6,0}	109 _{ε; β+ 18 м} 110 _{ε 4,0 ч} 111 _{ε; β+ 35 м} 113 _{ε 115 д} 121 _{β- 27 ч} 123 _{β- 40 м} 125 _{β- 9,4 м} 126 _{β- 10⁶ г} 127 _{β- 4,1 м} 128 _{β- 58 м} 129 _{(β-) 6 м} 130 _{(β-) 2,6 м} 132 _{(β-) 2,2 м}

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
51	Sb	121 ₅₇ 123 ₅₃	112 _{β+ 0,9 м} 113 _{ε; β+ 6,4 м} 114 _{ε; β+ 3,3 м} 115 _{ε; β+ 32 м} 116 _{ε; β+ 15 м} 117 _{ε; β+ 2,8 ч} 118 _{ε; β+ 3,5 м} 119 _{ε 38 ч} 120 _{β+ 16 м} 122 _{β+; β-; ε 65 ч} 124 _{β- 60 д} 125 _{β- 2,7 г} 126 _{β- 12 д} 127 _{β- 94 ч} 128 _{β- 8,9 ч} 129 _{β- 4,3 ч} 130 _{β- 35 м} 131 _{β- 26 м} 133 _{β- 5 м} 135 _{β- 2 с}
52	Te	120 _{0,089} 122 _{2,5} 124 _{4,6} 125 _{7,0} 126 ₁₉ 128 ₃₂ 130 ₃₄	108 _{α 53 с} 109 _{(ε; β+) 4,2 с} 115 _{(ε; β+) 6,0 м} 116 _{ε 2,5 ч} 117 _{ε; β+ 68 м} 118 _{ε; β+ 16 ч} 121 _{ε 17 д} 127 _{β- 9,5 ч} 129 _{β- 68 м} 131 _{β- 25 м} 132 _{β- 78 ч}
53	I	127 ₁₀₀	117 _{β+ 7 м} 118 _{β+; ε 14 м} 120 _{β+; ε 1,3 ч} 121 _{β; ε 2,1 ч} 122 _{β+ 3,5 м} 123 _{ε 13 ч} 124 _{ε; β+ 4,3 д} 125 _{ε 60 д} 126 _{ε; β+; β- 13 д} 128 _{ε; β-; β+ 25 м} 129 _{β- 2·10⁷ г} 130 _{β- 12 ч} 131 _{β- 8,1 д} 132 _{β- 2,5 ч} 133 _{β- 21 ч} 134 _{β- 52 м} 135 _{β- 6,7 ч} 136 _{β- 83 с} 137 _{β- 24 с} 138 _{β- 6,0 с} 139 _{β- 2,0 с}
54	Xe	124 _{0,098} 126 _{0,090} 128 _{1,9} 129 ₂₆ 130 _{4,1} 131 ₂₁ 132 ₂₇ 134 ₁₀ 136 _{8,9}	118 _{β+ 6 м} 119 _{β+ 6 м} 120 _{(ε) 40 м} 121 _{β+ 39 м} 122 _{ε 20 ч} 123 _{ε; β+ 2,1 ч} 125 _{ε 17 ч} 127 _{ε 36 д} 133 _{β- 5,3 д} 135 _{β- 9,2 ч} 137 _{β- 3,9 м} 138 _{β- 17 м} 139 _{β- 41 с} 140 _{β- 14 с} 141 _{β- 1,7 с} 142 _{β- 1,5 с} 143 _{β- 1,3 с} 144 _{β- 1,0 с} 145 _{β- 0,8 с}
55	Cs	133 ₁₀₀	123 _{β+ 5,6 м} 125 _{β+; ε 49 м} 126 _{β+; ε 1,6 м} 127 _{ε; β+ 6,2 ч} 128 _{ε; β+ 3,9 м} 129 _{ε 32 ч} 130 _{β+; ε 30 м} 131 _{ε 9,7 д} 132 _{ε; β+; β- 6,5 д} 134 _{β- 2,0 г} 135 _{β- 3·10⁶ г} 136 _{β- 13 д} 137 _{β- 30 г} 138 _{β- 32 м} 139 _{β- 9,0 м} 140 _{β- 64 с} 141 _{β- 24 с} 142 _{β- 2,3 с} 143 _{β- 1,6 с} 144 _{β- 1,1 с}

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
56	Ba	$^{130}_{0,10}$ $^{132}_{0,10}$ $^{134}_{2,4}$ $^{135}_{6,6}$ $^{136}_{7,8}$ $^{137}_{11}$ $^{138}_{7,7}$	$^{126}_{\beta- 96 \text{ м}}$ $^{127}_{\beta+ 10 \text{ м}}$ $^{128}_{\epsilon 2,4 \text{ д}}$ $^{129}_{\beta+; \epsilon 2,6 \text{ ч}}$ $^{131}_{\epsilon 12 \text{ д}}$ $^{133}_{\epsilon 10 \text{ г}}$ $^{139}_{\beta- 83 \text{ м}}$ $^{140}_{\beta- 13 \text{ д}}$ $^{141}_{\beta- 18 \text{ м}}$ $^{142}_{\beta- 11 \text{ м}}$ $^{143}_{\beta- 12 \text{ с}}$ $^{144}_{\beta- 11 \text{ с}}$
57	La	$^{139}_{100}$	$^{130}_{\beta+; \epsilon 9 \text{ м}}$ $^{131}_{\beta+; \epsilon 56 \text{ м}}$ $^{132}_{\beta+ 4,8 \text{ ч}}$ $^{133}_{\epsilon; \beta+ 4,0 \text{ ч}}$ $^{134}_{\epsilon; \beta+ 6,5 \text{ м}}$ $^{135}_{\epsilon 19 \text{ ч}}$ $^{136}_{\epsilon; \beta+ 10 \text{ м}}$ $^{137}_{\epsilon 6 \cdot 10^4 \text{ г}}$ $^{138}_{\epsilon; \beta- 10^{11} \text{ г}}$ $^{140}_{\beta- 40 \text{ ч}}$ $^{141}_{\beta- 3,9 \text{ ч}}$ $^{142}_{\beta- 92 \text{ м}}$ $^{143}_{\beta- 14 \text{ м}}$ $^{144}_{\beta- 41 \text{ с}}$
58	Ce	$^{138}_{0,25}$ $^{140}_{88}$ $^{142}_{11}$	$^{131}_{\epsilon; \beta+ 9,5 \text{ м}}$ $^{133}_{\epsilon; \beta+ 5,4 \text{ ч}}$ $^{134}_{\epsilon 70 \text{ ч}}$ $^{135}_{\epsilon; \beta+ 17 \text{ ч}}$ $^{137}_{\epsilon; \beta+ 9,0 \text{ ч}}$ $^{139}_{\epsilon 140 \text{ д}}$ $^{141}_{\beta- 33 \text{ д}}$ $^{143}_{\beta- 33 \text{ ч}}$ $^{144}_{\beta- 280 \text{ д}}$ $^{145}_{\beta- 3 \text{ м}}$ $^{146}_{\beta- 11 \text{ м}}$ $^{147}_{\beta- 65 \text{ с}}$ $^{148}_{\beta- 43 \text{ с}}$
59	Pr	$^{141}_{100}$	$^{134}_{\beta+ 17 \text{ м}}$ $^{135}_{\beta+; \epsilon 22 \text{ м}}$ $^{136}_{\beta+; \epsilon 1 \text{ ч}}$ $^{137}_{\epsilon; \beta+ 77 \text{ м}}$ $^{138}_{\epsilon; \beta+ 2,1 \text{ ч}}$ $^{139}_{\epsilon; \beta+ 4,5 \text{ ч}}$ $^{140}_{\epsilon; \beta+ 3,4 \text{ м}}$ $^{142}_{\beta- 19 \text{ ч}}$ $^{143}_{\beta- 14 \text{ д}}$ $^{144}_{\beta- 17 \text{ м}}$ $^{145}_{\beta- 6 \text{ ч}}$ $^{146}_{\beta- 24 \text{ м}}$ $^{147}_{\beta- 12 \text{ м}}$ $^{148}_{\beta- 2 \text{ м}}$ $^{149}_{\beta- 2,3 \text{ м}}$
60	Nd	$^{142}_{27}$ $^{143}_{12}$ $^{144}_{24}$ $^{145}_{8,3}$ $^{146}_{17}$ $^{148}_{5,7}$ $^{150}_{5,6}$	$^{137}_{\beta+ 55 \text{ м}}$ $^{138}_{\beta+ 22 \text{ м}}$ $^{140}_{\beta+; \epsilon 3,3 \text{ д}}$ $^{141}_{\epsilon; \beta+ 2,4 \text{ ч}}$ $^{144}_{\alpha 2 \cdot 10^{15} \text{ г}}$ $^{147}_{\beta- 11 \text{ д}}$ $^{149}_{\beta- 1,7 \text{ ч}}$ $^{151}_{\beta- 12 \text{ м}}$
61	Pm		$^{140}_{\beta+ 6 \text{ м}}$ $^{141}_{\beta+ 20 \text{ м}}$ $^{142}_{\beta-; \epsilon 40 \text{ с}}$ $^{143}_{\epsilon; \beta+ 260 \text{ д}}$ $^{144}_{\epsilon 0,96 \text{ г}}$ $^{145}_{\epsilon; \alpha 18 \text{ г}}$ $^{146}_{\beta-; \beta+; \epsilon 2 \text{ г}}$ $^{147}_{\beta- 2,6 \cdot \text{г}}$ $^{148}_{\beta- 5,4 \text{ д}}$ $^{149}_{\beta- 53 \text{ ч}}$ $^{150}_{\beta- 160 \text{ м}}$ $^{151}_{\beta- 28 \text{ ч}}$ $^{152}_{\beta- 6,5 \text{ м}}$ $^{154}_{\beta- 2,5 \text{ м}}$
62	Sm	$^{144}_{3,1}$ $^{147}_{15}$ $^{148}_{11}$ $^{149}_{14}$ $^{150}_{7,5}$ $^{152}_{27}$ $^{154}_{23}$	$^{142}_{\epsilon; \beta+ 73 \text{ м}}$ $^{143}_{\beta-; \epsilon 9 \text{ м}}$ $^{145}_{\epsilon 340 \text{ д}}$ $^{146}_{\alpha 7 \cdot 10^7 \text{ г}}$ $^{147}_{\alpha 10^{11} \text{ г}}$ $^{148}_{\alpha 2 \cdot 10^{14} \text{ г}}$ $^{151}_{\beta- 80 \text{ г}}$ $^{152}_{\alpha 1,7 \cdot 10^{11} \text{ г}}$ $^{153}_{\beta- 46 \text{ ч}}$ $^{155}_{\beta- 22 \text{ м}}$ $^{156}_{\beta- 9,4 \text{ ч}}$

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
63	Eu	151 ₄₈ 153 ₅₂	144 _{β+ 10 с} 145 _{ε; β+ 5,6 д} 146 _{ε; β+ 4,6 д} 147 _{ε; β+ 20 д} 148 _{ε 58 д} 149 _{ε 106 д} 150 _{β-; β+; ε 13 ч} 152 _{ε; β- 12 г} 154 _{β-; ε 16 г} 155 _{β- 1,8 г} 156 _{β- 15 д} 157 _{β- 15 ч} 158 _{β- 55 м} 159 _{β- 19 м}
64	Gd	152 _{0 2} 154 _{2,2} 155 ₁₅ 156 ₂₁ 157 ₁₆ 158 ₂₅ 160 ₂₂	145 _{ε; β+ 25 м} 146 _{ε; β+ 50 д} 147 _{ε; β+ 38 ч} 148 _{α 84 г} 149 _{ε 9,3 д} 150 _{α 2·10⁶ г} 151 _{ε; α 150 д} 152 _{α 10¹⁴ г} 153 _{ε 242 д} 159 _{β- 18 ч} 161 _{β- 3,7 м}
65	Tb	159 ₁₀₀	147 _{ε; β+ 24 м} 148 _{ε; β+ 70 м} 149 _{ε; α 1 ч} 151 _{ε; α 18 ч} 152 _{β+; ε 17 ч} 153 _{ε 55 ч} 154 _{ε; β+ 21 ч} 155 _{ε 5,4 д} 156 _{ε 5 д} 157 _{ε 150 г} 158 _{ε; β- 10³ г} 160 _{β- 72 д} 161 _{β- 7,2 д} 162 _{β- 7,7 м} 163 _{β- 19 м}
66	Dy	156 _{0,052} 158 _{0,09} 160 _{2,3} 161 ₁₉ 162 ₂₆ 163 ₂₅ 164 ₂₈	149 _{ε 15 м} 151 _{ε; β+ 18 м} 152 _{ε; β+; α 2,4 ч} 153 _{α 10 г} 153 _{ε; α 6,4 г} 154 _{α 10⁶ г} 155 _{ε; β+ 10 ч} 157 _{ε; β+ 8,1 ч} 159 _{ε 144 д} 165 _{β- 140 м} 166 _{β- 82 ч} 167 _{β- 4,4 м}
67	Ho	165 ₁₀₀	151 _{β+ 36 с} 152 _{ε; β+; α 52 с} 153 _{ε; β+; α 9,3 м} 154 _{β+; ε; α 7 м} 155 _{ε; β+; α 48 м} 156 _{ε; β+ 57 м} 157 _{β+ 14 м} 158 _{ε 11 м} 159 _{ε 35 м} 160 _{ε; β+ 2,6 м} 161 _{ε; β+ 2,4 ч} 162 _{ε; β+ 12 м} 166 _{β- 27 ч} 167 _{β- 3 ч} 168 _{β- 3,5 м} 169 _{β- 4,4 м} 170 _{β- 45 с}
68	Er	162 _{0,14} 164 _{1,6} 166 ₃₃ 167 ₂₃ 168 ₂₇ 170 ₁₅	152 _{ε; β+; α 11 с} 153 _{α; ε; β+ 36 с} 154 _{α 5 м} 157 _{β+ 24 м} 158 _{ε; β+ 2,3 ч} 159 _{ε; β+ 36 м} 160 _{ε 30 ч} 161 _{ε; β+ 3,2 ч} 163 _{ε; β+ 75 м} 165 _{ε 10 ч} 169 _{β- 9,8 д} 172 _{β- 50 ч}

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
69	Tm	169 ₁₀₀	153 _{α 1,6 с} 154 _{α 3 с} 161 _{ε или β+ 40 м} 162 _{β+; ε 22 м} 163 _{ε; β+ 108 м} 164 _{β+; ε 1,8 м} 165 _{ε; β+ 30 ч} 166 _{ε; β+ 7,7 ч} 167 _{ε 9,3 д} 170 _{β-; ε 134 д} 171 _{β- 690 д} 172 _{β- 64 д} 173 _{β- 7,3 ч} 174 _{β- 5,4 м} 175 _{β- 15 м} 176 _{β- 14 м}
70	Yb	168 _{0,14} 170 _{3,1} 171 ₁₄ 172 ₂₂ 173 ₁₆ 174 ₃₂ 176 ₁₃	154 _{α 0,39 с} 155 _{α 1,6 с} 164 _{ε 78 м} 165 _{ε; β+ 10 м} 165 _{ε 11 м} 166 _{ε 58 ч} 167 _{ε 18 м} 169 _{ε 32 д} 175 _{β- 98 ч} 177 _{β- 1,9 ч}
71	Lu	175 ₁₀₀	155 _{α 0,07 с} 156 _{α 0,23 с} 156 _{α 0,5 с} 167 _{ε; β+ 55 м} 168 _{ε; β+ 7,1 м} 169 _{ε; β+ 34 ч} 170 _{β+; ε 2 д} 171 _{ε; β+ 8,2 д} 172 _{ε 6,7 д} 173 _{ε 500 д} 174 _{ε 1300 д} 176 _{ε; β- 5·10¹⁰ г} 177 _{β- 6,7 д} 179 _{β- 4,6 ч}
72	Hf	174 _{0,19} 176 _{5,2} 177 ₁₉ 178 ₂₇ 179 ₁₄ 180 ₃₅	157 _{α 0,12 с} 158 _{α 3 с} 168 _{ε; β+ 22 м} 169 _{ε; β+ 1,5 ч} 170 _{ε 10 ч} 171 _{ε 12 ч} 172 _{ε 5 г} 173 _{ε 24 ч} 175 _{ε 70 д} 181 _{β- 42 д} 182 _{β- 9·10⁶ г} 183 _{β- 65 м}
73	Ta	181 ₁₀₀	172 _{β+; ε 24 м} 173 _{ε 3,5 ч} 174 _{ε; β+ 1,2 ч} 175 _{ε 10 ч} 176 _{ε 8 ч} 177 _{ε; β+ 57 ч} 178 _{ε; β+ 9,3 м} 179 _{ε 600 д} 180 _{ε 1,5·10¹³ г} 182 _{β- 115 д} 183 _{β- 5 д} 184 _{β- 8,7 ч} 185 _{β- 49 м} 186 _{β- 10 м}
74	W	180 _{0,13} 182 ₂₆ 183 ₁₄ 184 ₃₁ 186 ₂₉	173 _{ε 16 м} 175 _{ε 34 м} 176 _{ε; β+ 2,3 ч} 178 _{ε; β+ 21 д} 179 _{ε 38 м} 181 _{ε 126 д} 185 _{β- 75 д} 187 _{β- 24 ч} 188 _{β- 69 д} 189 _{β- 11 м}

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
75	Re	185 ₃₇ 187 ₆₃	177 _{β+ 17 м} 178 _{β+ 15 м} 179 _{ε 20 м} 180 _{ε; β+ 2,5 м} 181 _{ε 18 ч} 182 _{ε 64 ч} 183 _{ε 71 д} 184 _{β-; ε 38 д} 186 _{β-; ε 89 ч} 187 _{β- 4·10¹⁰ г} 188 _{β- 17 ч} 189 _{β- 140 д} 190 _{β- 2,8 м} 192 _{β- 6 с}
76	Os	184 _{0,018} 186 _{1,6} 187 _{1,6} 188 ₁₃ 189 ₁₆ 190 ₂₆ 192 ₄₁	180 _{ε 22 м} 181 _{ε 1,8 ч} 182 _{ε 21 д} 183 _{ε 14 ч} 185 _{ε 93 д} 191 _{β- 15 д} 193 _{β- 31 ч} 194 _{β- 6 г} 195 _{β- 6,5 м}
77	Ir	191 ₃₈ 193 ₆₂	171 _{α 1,0 с} 172 _{α 1,7 с} 173 _{α 3,0 с} 174 _{α 4,0 с} 175 _{α 4,5 с} 176 _{α 8 с} 177 _{α 21 с} 182 _{ε 15 м} 183 _{ε 58 м} 184 _{ε; β+ 3,2 ч} 185 _{ε 15 ч} 186 _{ε; β+ 16 ч} 187 _{ε; β+ 10 ч} 188 _{ε; β+ 4,1 ч} 189 _{ε 13 д} 190 _{ε 12 д} 192 _{β+ 74 д} 194 _{β- 17 ч} 195 _{β- 4,2 ч} 196 _{β- 120 м} 197 _{β- 7 м} 198 _{β- 50 с}
78	Pt	190 _{0,013} 192 _{0,78} 194 ₃₃ 195 ₃₄ 196 ₂₅ 198 _{7,2}	174 _{α; ε; β- 0,7 с} 175 _{α 2,1 с} 176 _{α; ε; β+ 6 с} 177 _{α; ε; β+ 6,6 с} 178 _{α; ε; β+ 21 с} 179 _{α; ε; β+ 33 с} 180 _{α; ε; β+ 50 с} 181 _{α; ε; β+ 51 с} 182 _{α; ε; β+ 3,0 м} 183 _{α; ε; β+ 7,0 м} 184 _{α; ε; β+ 16 м} 184 _{ε 42 м} 185 _{ε 1,0 ч} 186 _{ε; α 2,5 ч} 187 _{ε 2,5 ч} 188 _{ε; α 10 д} 189 _{ε 11 ч} 190 _{α 5,4·10¹¹ г} 191 _{ε 3 д} 192 _{α 10¹⁵ г} 193 _{ε < 1 ч} 197 _{β- 20 ч} 199 _{β- 31 м} 200 _{β- 82 д}
79	Au	197 ₁₀₀	177 _{α 1,4 с} 178 _{α 2,7 с} 179 _{α 7,1 с} 181 _{α 10 с} 183 _{α 44 с} 185 _{α; β+ 4,3 м} 186 _{ε 12 м} 187 _{ε 8 м} 188 _{ε 8 м} 189 _{ε 30 м} 190 _{ε; β+ 39 м} 191 _{ε 3,2 ч} 192 _{ε; β+ 4,1 ч} 193 _{ε 16 ч} 194 _{β+; ε 39 ч} 195 _{ε 180 д} 196 _{ε; β+; β- 6,2 д} 198 _{β- 2,7 д} 199 _{β- 3,1 д} 200 _{β- 48 м} 201 _{β- 26 м} 202 _{β- 30 с} 203 _{β- 55 с} 204 _{β- 4,0 с}

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
80	Hg	196 _{0,15} 198 ₁₀ 199 ₁₇ 200 ₂₃ 201 ₁₃ 202 ₃₀ 204 _{8,8}	186 _{ε 1,5 м} 187 _{ε 3 м} 188 _{ε 3 м} 189 _{ε 8,4 м} 190 _{ε 20 м} 191 _{ε 57 м} 192 _{ε; β+ 5,7 ч} 193 _{ε 6 ч} 194 _{ε 430 д} 195 _{ε 9,5 ч} 197 _{ε 65 ч} 203 _{β- 47 д} 205 _{β- 5,5 м} 206 _{β- 8,5 м}
81	Tl	203 ₂₉ 205 ₇₁	191 _{ε; β+ 10 м} 193 _{ε; β+ 30 м} 194 _{ε 33 м} 195 _{ε; β+ 1,2 ч} 196 _{ε 1,8 ч} 197 _{ε 2,8 ч} 198 _{ε; β+ 5,3 ч} 199 _{ε 7,4 ч} 200 _{ε; β+ 26 ч} 201 _{ε 73 ч} 202 _{ε 12 д} 204 _{β-; ε 3,9 г} 206 _{β- 4,2 м} 207 _{β- 4,8 м} 208 _{β- 3,1 м} 209 _{β- 2,2 м} 210 _{β- 1,3 м}
82	Pb	204 _{1,4} 206 ₂₅ 207 ₂₂ 208 ₅₂	194 _{ε 11 м} 195 _{ε 17 м} 196 _{ε 37 м} 197 _{ε 1 ч} 198 _{ε 2,4 ч} 199 _{ε; β+ 90 м} 200 _{ε 21 ч} 201 _{ε; β+ 9,4 ч} 202 _{ε 3·10⁵ г} 203 _{ε 52 ч} 204 _{α 1,4·10¹⁷ г} 205 _{ε 3·10⁷ г} 209 _{β- 3,3 ч} 210 _{β-; α 22 г} 211 _{β- 36 м} 212 _{β- 11 ч} 213 _{β- 10 м} 214 _{β- 27 м}
83	Bi	209 ₁₀₀	190 _{α 14 с} 191 _{α 55 с} 192 _{α 74 с} 199 _{ε; α 25 м} 200 _{ε 35 м} 201 _{ε 1,8 ч} 202 _{ε 1,6 ч} 203 _{ε; α; β+ 12 ч} 204 _{ε 11 ч} 205 _{ε; β+ 15 д} 206 _{ε 6,2 д} 207 _{ε 30 г} 208 _{ε 3,7·10⁵ г} 210 _{α; β- 5 д} 211 _{α; β- 2,1 м} 212 _{β-; α 61 м} 213 _{α; β- 47 м} 214 _{α 20 м} 215 _{β- 8 м}
84	Po		194 _{α 0,6 с} 195 _{α 4,5 с} 196 _{α 5,5 с} 197 _{α 52 с} 198 _{α 1,8 м} 199 _{α; ε 5,0 м} 200 _{ε; α 12 м} 201 _{ε; α 15 м} 202 _{ε; α 42 м} 203 _{ε; α 33 м} 204 _{ε; α 3,6 ч} 205 _{ε; α 1,8 ч} 206 _{ε; α 8,8 д} 207 _{ε; α, β+ 5,7 ч} 208 _{α; ε 2,9 г} 209 _{ε; α 103 г} 210 _{α 140 д} 211 _{α 0,52 с} 212 _{α 3·10⁻⁷ с} 213 _{α 4·10⁻⁶ с} 214 _{α 1,6·10⁻⁴ с} 215 _{α; β- 1,8·10⁻³ с} 216 _{α; β- 0,16 с} 217 _{α 10 с} 218 _{α; β- 3 м}

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
85	At		<p>196_α 0,3 с 197_α 0,4 с 198_α 4,9 с 199_α 7,2 с 200_α; ε 42 с 201_α; ε 1,5 м 202_α; ε 3,0 м 203_α; ε 7,4 м 204_α; ε 9,3 м 205_α; ε 26 м 206_α; ε 30 м 207_α; ε 1,8 ч 208_α; ε 1,7 ч 209_α; ε 5,5 ч 210_α; ε 8,3 ч 211_α; ε 7,2 ч 212_α 0,22 с 214_α 10⁻⁶ с 215_α 10⁻⁴ с 216_α 3·10⁻⁴ с 217_α 0,032 с 218_α; β⁻ 1,3 с 219_α; β⁻ 0,9 м</p>
86	Rn		<p>202_α 13 с 203_α 45 с 204_α; ε 73 с 205_α 1,8 м 206_α 6,5 м 207_α; ε 11 м 208_α; ε 23 м 209_ε; α 30 м 210_α; ε 2,4 ч 211_ε; α 16 ч 212_α 23 м 213_β 19·10⁻³ с 215_α 10⁻⁶ с 216_α 4,5·10⁻⁴ с 217_α 10⁻³ с 218_α 0,035 с 219_α 3,9 с 220_α 54 с 221_β; α 25 м 222_α 3,8 д 223_β 43 м 224_β 1,9 ч</p>
87	Fr		<p>204_α 2 с 205_α 3,7 с 206_α 16 с 207_α 19 с 208_α 37 с 209_α 55 с 210_α 2,6 м 211_α 3,1 м 212_ε; α 19 м 213_α; ε 34 с 214_α 3,9·10⁻³ с 218_α 10⁻² с 219_α 0,02 с 220_α 27 с 221_α 4,8 м 222_β; α 15 м 223_β; α 21 м</p>
88	Ra		<p>213_α 2,7 м 215_α 1,6·10⁻³ с 219_α 10⁻³ с 220_α 28 с 222_α 39 с 223_α 11 д 224_α 3,6 д 225_β; α 15 д 226_α 1600 г 227_β 41 м 228_β 6,7 г 230_β 1,0 ч</p>
89	Ac		<p>216_α 0,39 с 222_α 4,2 с 223_α; ε 2,2 м 224_α; ε 2,9 ч 225_α 10 д 226_β; ε 29 ч 227_α; β 22 г 228_β 6,1 ч 229_β 66 м 231_β 15 м</p>
90	Th	232 ₁₀₀	<p>223_α 0,9 с 224_α 1,0 с 225_α; ε 8 м 226_α 31 м 227_α 19 д 228_α 1,9 г 229_α 7300 г 230_α 7,5·10⁴ г 231_β 25 ч 232_α; f 10¹⁰ 233_β 22 м 234_β 24 д</p>

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
91	Pa		$^{225}_{\alpha}$; ϵ 0,8 с $^{226}_{\alpha}$ 1,7 м $^{227}_{\alpha}$; ϵ 38 м $^{228}_{\epsilon}$; α 22 ч $^{229}_{\alpha}$; ϵ 1,4 д $^{230}_{\epsilon}$; α ; β^{-} ; β^{+} 17 д $^{231}_{\alpha}$ 3,2·10 ⁴ г $^{232}_{\beta^{-}}$ 1,3 д $^{233}_{\beta^{-}}$ 27 д $^{234}_{\beta^{-}}$ 6,7 ч $^{235}_{\beta^{-}}$ 24 м $^{236}_{\beta^{-}}$ 12 м $^{237}_{\beta^{-}}$ 39 м
92	U	$^{235}_{0,72}$ $^{238}_{99,3}$	$^{227}_{\alpha}$ 1,3 м $^{228}_{\alpha}$; ϵ 9,1 м $^{229}_{\alpha}$; ϵ 5,8 м $^{230}_{\alpha}$ 21 д $^{231}_{\epsilon}$; α 4,3 д $^{232}_{\alpha}$ 72 г $^{233}_{\alpha}$ 1,6·10 ⁵ г $^{234}_{\alpha}$ 2,5·10 ⁵ г $^{235}_{\alpha}$ 7,1·10 ⁸ г $^{236}_{\alpha}$ 2,4·10 ⁷ г $^{237}_{\beta^{-}}$ 6,7 д $^{238}_{\alpha}$ 4,5·10 ⁹ г $^{239}_{\beta^{-}}$ 23 м $^{240}_{\beta^{-}}$ 14 ч
93	Np		$^{230}_{\alpha}$ 4,6 м $^{231}_{\alpha}$; ϵ 50 м $^{232}_{\epsilon}$ 15 м $^{233}_{\alpha}$; ϵ 35 м $^{234}_{\alpha}$; ϵ 4,4 д $^{235}_{\alpha}$; ϵ 400 д $^{236}_{\beta^{-}$; ϵ ; f 22 ч $^{237}_{\alpha}$ 2·10 ⁶ г $^{238}_{\beta^{-}}$ 2,1 д $^{239}_{\beta^{-}}$ 2,3 д $^{240}_{\beta^{-}}$ 1,1 ч $^{241}_{\beta^{-}}$ 16 м
94	Pu		$^{232}_{\alpha}$; ϵ 36 м $^{233}_{\alpha}$; ϵ 20 м $^{234}_{\alpha}$; ϵ ; f 9,0 ч $^{235}_{\epsilon}$ 24 м $^{236}_{\alpha}$ 2,9 г $^{237}_{\alpha}$; ϵ ; f 4,6 д $^{238}_{\alpha}$ 86 г $^{239}_{\alpha}$ 2,4·10 ⁴ г $^{240}_{\alpha}$ 6,6·10 ⁸ г $^{241}_{\alpha}$; β^{-} 15 г $^{242}_{\alpha}$ 3,9·10 ⁵ г $^{243}_{\beta^{-}}$ 5,0 ч $^{244}_{\alpha}$ 8,3·10 ⁷ г $^{245}_{\beta^{-}}$ 11 ч
95	Am		$^{237}_{\alpha}$; ϵ 1,3 ч $^{238}_{\alpha}$; ϵ 1,9 ч $^{239}_{\alpha}$; ϵ 12 ч $^{240}_{\alpha}$; ϵ ; f 51 ч $^{241}_{\alpha}$ 4,3·10 ² г $^{242}_{\beta^{-}$; ϵ ; f 16 ч $^{243}_{\alpha}$ 7,4·10 ⁸ г $^{244}_{\beta^{-}}$ 10 ч $^{245}_{\beta^{-}}$ 2,0 ч $^{246}_{\beta^{-}}$ 39 м $^{247}_{\beta^{-}}$ 24 м
96	Cm		$^{238}_{\alpha}$; ϵ 2,5 ч $^{239}_{\alpha}$; ϵ 2,9 ч $^{240}_{\alpha}$; ϵ 27 д $^{241}_{\alpha}$; ϵ 35 д $^{242}_{\alpha}$ 160 д $^{243}_{\alpha}$ 29 г $^{244}_{\alpha}$ 18 г $^{245}_{\alpha}$ 8,5·10 ⁸ г $^{246}_{\alpha}$ 4,8·10 ⁸ г $^{247}_{\alpha}$ 1,6·10 ⁷ г $^{248}_{\alpha}$ 3,6·10 ⁵ г $^{249}_{\beta^{-}}$ 64 м $^{252}_{\epsilon}$ < 2 д
97	Bk		$^{243}_{\alpha}$; ϵ 4,5 ч $^{244}_{\alpha}$; ϵ 4,4 ч $^{245}_{\alpha}$; ϵ 5,0 д $^{246}_{\epsilon}$ 1,8 д $^{247}_{\alpha}$ 1,4·10 ³ г $^{248}_{\beta^{-}$; ϵ ; f 16 ч $^{249}_{\alpha}$; β^{-} 310 д $^{250}_{\beta^{-}}$ 3,2 ч $^{251}_{\beta^{-}}$ 57 м

Приложение III (продолжение)

Z	Наименование элемента	Стабильные изотопы	Нестабильные изотопы
98	Cf		$^{240}_{\alpha}$ 1,1 м $^{241}_{\alpha}$; ϵ 3,8 м $^{242}_{\alpha}$ 3,4 м $^{243}_{\alpha}$; ϵ ; f 10 м $^{244}_{\alpha}$ 19 м $^{245}_{\alpha}$; ϵ ; f 45 м $^{246}_{\alpha}$ 1,5 д $^{247}_{\epsilon}$ 2,5 ч $^{248}_{\alpha}$ 2,5·10 ² д $^{249}_{\alpha}$ 3,5·10 ² г $^{250}_{\alpha}$ 15 г $^{251}_{\alpha}$ 9·10 ² г $^{252}_{\alpha}$; f 2,6 г $^{253}_{\alpha}$; β - 18 д $^{254}_{\alpha}$; f 60 д
99	Es		$^{243}_f$ 21 с $^{244}_{\alpha}$; ϵ ; f 37 с $^{245}_{\alpha}$; ϵ ; f 1,3 м $^{246}_{\alpha}$; ϵ ; f 7,5 м $^{247}_{\alpha}$; ϵ ; f 4,7 м $^{248}_{\alpha}$; ϵ 28 м $^{249}_{\alpha}$; ϵ 1,7 ч $^{250}_{\epsilon}$; 8,3 ч $^{251}_{\alpha}$ 140 д $^{253}_{\alpha}$ 20 д $^{254}_{\alpha}$ 250 д $^{255}_{\alpha}$; β -; f 40 д $^{256}_{\beta}$ - 22 м
100	Fm		$^{242}_f$ 8·10 ⁻⁴ с $^{244}_f$ 3,3·10 ⁻³ с $^{245}_{\alpha}$ 42 с $^{246}_{\alpha}$ 1,6 с $^{247}_{\alpha}$ 35 с $^{248}_{\alpha}$; f 34 с $^{249}_{\alpha}$; ϵ ; f 2,6 м $^{250}_{\epsilon}$ 30,3 м $^{251}_{\alpha}$; ϵ 7 ч $^{252}_{\alpha}$ 23 ч $^{253}_{\alpha}$; ϵ ; f 3 д $^{254}_{\alpha}$ 3,2 ч $^{255}_{\alpha}$; f 20 ч $^{256}_{\alpha}$; f 2,6 ч $^{257}_{\alpha}$; f 80 д $^{258}_{\alpha}$ 54 д
101	Md		$^{248}_{\alpha}$; ϵ ; f 7 с $^{249}_{\epsilon}$; f 24 с $^{250}_{\epsilon}$; f 56 с $^{251}_f$ 4 м $^{252}_f$ 2,3 м $^{254}_{\epsilon}$ 10 м $^{255}_f$ 27 м $^{256}_{\alpha}$; ϵ ; f 3,1 ч $^{257}_{\alpha}$; ϵ ; f 5,0 ч
102	Nb		$^{250}_f$ 2,5·10 ⁻⁴ с $^{251}_{\alpha}$ 0,8 с $^{252}_{\alpha}$; f 2,4 с $^{253}_{\alpha}$ 95 с $^{254}_{\alpha}$ 55 с $^{255}_{\alpha}$ 3,3 м $^{256}_{\alpha}$ 3,2 с $^{257}_{\alpha}$ 26 с $^{258}_f$ 1,2·10 ⁻³ с $^{259}_{\alpha}$ 58 м
103	Lw		$^{255}_{\alpha}$; ϵ 22 с $^{256}_{\alpha}$; ϵ 31 с $^{257}_{\alpha}$; ϵ 0,6 с $^{258}_{\alpha}$; ϵ 4,2 с $^{259}_{\alpha}$ 5,4 с $^{260}_{\alpha}$ 3,0 м
104	Ku		$^{254}_f$ 5·10 ⁻⁴ с $^{255}_f$ 4 с $^{256}_f$ 5·10 ⁻³ с $^{257}_{\alpha}$ 4,5 с $^{258}_f$ 1,1·10 ⁻² с $^{259}_{\alpha}$ 4,5 с $^{260}_f$ 0,1 с $^{261}_{\alpha}$ 65 с
105			$^{260}_{\alpha}$ 1,6 с $^{261}_{\alpha}$ 1,8 с $^{262}_{\alpha}$ 40 с
106			$^{259}_f$ 7,3·10 ⁻³ с
107			$^{261}_{\alpha}$; f 2·10 ⁻³ с

IV. Таблица элементарных частиц *)

Барионы

Обозначение	$T (J^P)$	Масса M МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности %	
p	$1/2 (1/2^+)$	938,3		Стабилен	
n	$1/2 (1/2^+)$	939,6		$p e^- \nu$	100
N (1470)	$1/2 (1/2^+)$	1390—1470	180—240	Nл Nлл Nη	60 25 18
N (1520)	$1/2 (3/2^-)$	1510—1530	110—150	Nл Nлл	55 45
N (1535)	$1/2 (1/2^-)$	1500—1545	50—150	Nл Nη Nлл	30 65 5
N (1670)	$1/2 (5/2^-)$	1650—1685	145—170	Nл Nлл	45 55
N (1688)	$1/2 (5/2^+)$	1670—1690	120—145	Nл Nлл	60 40
N (1700)	$1/2 (1/2^-)$	1660—1700	100—200	Nл ΔК Nлл	55 ~ 10 30
N (1700)	$1/2 (3/2^-)$	1660—1710	80—120	Nл Nлл ΔК	~ 10 90 ~ 1
N (1780)	$1/2 (1/2^+)$	1650—1750	100—180	Nл ΣК Nη Nлл	20 10 2—20 > 50
N (1810)	$1/2 (3/2^+)$	1650—1750	100—300	Nл Nлл ΔК ΣК	20 70 1—4 2
N (2190)	$1/2 (7/2^-)$	2140—2250	150—300	Nл	15—35
N (2200)	$1/2 (3/2^-)$	2130—2270	200—300	Nл	10
N (2220)	$1/2 (3/2^+)$	2200—2250	250—350	Nл	20

*) T — изотопический спин, G — G -четность, J — спин, P — пространственная четность, C — зарядовая четность. Скобками со знаком вопроса отмечены квантовые числа, надежно не установленные. Для короткоживущих (р резонансных) частиц указаны интервалы масс, ширин и относительных вероятностей распада.

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$T (J^P)$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности. %
N (2650)	$1/2 (11/2^-)$	2580—2700	400	Nл 5
N (3030)	$1/2 (?)$	3030	400	Nл
Δ (1232)	$3/2 (3/2^+)$	1230—1234	110—120	Nл 99,4
Δ (1650)	$3/2 (1/2^-)$	1620—1695	120—200	Nл 32 Nлл 65
Δ (1670)	$3/2 (3/2^-)$	1620—1720	140—240	Nл 15 Nлл 85
Δ (1696)	$3/2 (3/2^+)$	1650—1900	160—350	Nл 10—20 Nлл 80
Δ (1890)	$3/2 (5/2^+)$	1860—1910	150—300	Nл 15 Nлл 80
Δ (1910)	$3/2 (1/2^+)$	1780—1960	200—280	Nл 15—25 Nлл > 40 ΣK 2—20
Δ (1950)	$3/2 (7/2^+)$	1910—1950	200—280	Nл 40 Nлл > 25
Δ (1960)	$3/2 (5/2^-)$	1890—1950	100—300	Nл 7—15
Δ (2160)	$3/2 (?)$	2150—2240	160—440	Nл
Δ (2420)	$3/2 (11/2^+)$	2380—2450	300—500	Nл 10—15
Δ (2850)	$3/2 (?^+)$	2800—2900	400	Nл
Δ (3230)	$3/2 (?)$	3200—3350	440	Nл
Λ	$0 (1/2^+)$	1115,6		$p\pi^-$ $64,2 \pm 0,5$ $p\pi^0$ $35,8 \pm 0,5$ $p\eta$ $(8,07 \pm 0,28) \cdot 10^{-4}$ $p\eta'$ $(1,57 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$ $p\pi^-\gamma$ $(8,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$
Λ (1405)	$0 (1/2^-)$	1405 ± 5	40 ± 10	$\Sigma\pi$ 100
Λ (1520)	$0 (3/2^-)$	1520 ± 2	16 ± 2	$N\bar{K}$ 46 ± 1 $\Sigma\pi$ 41 ± 1 $\Lambda\pi\pi$ 10 ± 1 $\Sigma\pi\pi$ $0,9 \pm 0,1$
Λ (1670)	$0 (1/2^-)$	1660—1680	20—60	$N\bar{K}$ 15—25 $\Delta\eta$ 15—35 $\Sigma\pi$ 20—60
Λ (1690)	$0 (3/2^-)$	1690 ± 10	40—80	$N\bar{K}$ 20—30 $\Sigma\pi$ 20—40 $\Lambda\pi\pi$ 25 $\Sigma\pi\pi$ 20

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	T (J^P)	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %
Λ (1815)	0 ($5/2^+$)	1820 ± 5	70—90	$N\tilde{K}$ 55—65 $\Sigma\pi$ 5—15 Σ (1385) π 5—10
Λ (1830)	0 ($5/2^-$)	1810—1830	60—110	$\Sigma\pi$ 35—75 Σ (1385) π >15
Λ (1860)	0 ($3/2^+$)	1850—1920	60—200	$N\tilde{K}$ 15—40 $\Sigma\pi$ 3—10
Λ (1870)	0 ($1/2^-$)	1700—1850	200—400	$N\tilde{K}$ 20—60
Λ (2100)	0 ($7/2^-$)	2080—2120	100—300	$N\tilde{K}$ 30 $\Sigma\pi$ 5
Λ (2110)	0 ($5/2^+$)	2050—2150	150—300	$N\tilde{K}$ 5—25
Λ (2350)	0 ($9/2^+$)	2340—2420	100—250	$N\tilde{K}$ 12 $\Sigma\pi$ 10
Λ (2585)	0 (?)	2585	300	$N\tilde{K}$
Σ	1 ($1/2^+$)	(+) 1189,4 (0) 1192,5 (-) 1197,4		(+) $p\pi^0$ $51,7 \pm 0,7$ $p\pi^+$ $4,8 \pm 0,8$ $p\gamma$ $(1,16 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$ $p\pi^+\gamma$ $(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ $\Lambda e^+\nu$ $(2,02 \pm 0,47) \cdot 10^{-5}$ (0) $\Lambda\gamma$ 100 Λe^+e^- $(5,45) \cdot 10^{-3}$
				(-) $p\pi^-$ 100 $p e^-\nu$ $(1,06 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$ $p\mu^-\nu$ $(0,45 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$ $\Lambda e^-\nu$ $(0,60 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$ $p\pi^-\gamma$ $(4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$T(J^P)$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %	
Σ (1385)	$1(3/2^+)$	(+) $1382,3 \pm 0,4$ (-) $1387,5 \pm 0,6$ (0) $1382 \pm 2,5$	(+) 35 ± 2 (-) 70 ± 2	$\Lambda\pi$ $\Sigma\pi$	88 ± 2 12 ± 2
Σ (1660)	$1(1/2^+)$	1580—1690	30—200	$N\bar{K}$ $\Sigma\pi$ $\Lambda\pi$	
Σ (1670)	$1(3/2^-)$	1675 ± 10	35—70	$N\bar{K}$ $\Sigma\pi$	5—15 20—60
Σ (1750)	$1(1/2^-)$	1730—1820	50—160	$N\bar{K}$ $\Lambda\pi$ $\Sigma\eta$	10—40 5—20 15—55
Σ (1765)	$1(3/2^-)$	1774 ± 7	105—135	$N\bar{K}$ $\Lambda\pi$ $\Lambda(1520)\pi$ $\Sigma(1385)\pi$ $\Sigma\pi$	41 14 19 9 1
Σ (1915)	$1(5/2^+)$	1905—1930	70—160	$N\bar{K}$ $\Lambda\pi$	5—15 10—20
Σ (1940)	$1(3/2^-)$	1890—1960	100—300	$N\bar{K}$	
Σ (2030)	$1(7/2^+)$	2020—2040	120—200	$N\bar{K}$ $\Lambda\pi$ $\Sigma\pi$ $\Lambda(1520)\pi$ $\Sigma(1395)\pi$	20 20 5—10 5—20 12
Σ (2250)	$1(?)$	2200—2300	50—150	$N\bar{K}$, $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$	
Σ (2455)	$1(?)$	2455	120	$N\bar{K}$	
Σ (2620)	$1(?)$	2600	200	$N\bar{K}$	

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$T(J^P)$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %
Ξ	$1/2(1/2^+)$	(0) 1314,7 (-) 1321,2		(0) $\Lambda\pi^0$ 100
				(-) $\Lambda\pi^-$ $\Lambda e^- \nu$ 100 $(0,69 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$
$\Xi(1530)$	$1/2(3/2^+)$	(0) $1531,8 \pm 0,3$ (-) $1535,0 \pm 0,6$	$9,1 \pm 0,5$ $10,1 \pm 1,9$	$\Xi\pi$ 100
$\Xi(1820)$	$1/2(3/2)$	1823 ± 6	20	$\Lambda \bar{K}$ 45 $\Xi(1530)\pi$ 45 $\Sigma \bar{K}$ 10
$\Xi(2030)$	$1/2(?)$	2024 ± 6	16	$\Lambda \bar{K}$ 20 $\Lambda \bar{K}$ 80
Ω	$0(3/2^+)$	1672,2		$\Xi^0\pi^-$ $\Xi^-\pi^0$ ΛK^- } 100

Мезоны

Обозначение	$T^G(J^P)$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %
π^\pm	$1^-(0^-)$	$139,5669 \pm 0,0012$	0,0	$\mu\nu$ 100 $e\nu$ $(1,267 \pm 0,023) \cdot 10^{-3}$ $\mu\nu\gamma$ $(1,24 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}$ $\pi^0 e\nu$ $(1,02 \pm 0,07) \cdot 10^{-8}$ $e\gamma\gamma$ $(2,15 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$TG(J^P)C$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности. %
π^0	$1^-(0^-)+$	$134,9626 \pm 0,0039$	$7,2 \text{ эВ} \pm 1,2 \text{ эВ}$	$\gamma\gamma$ $98,83 \pm 0,04$ γe^+e^- $1,17 \pm 0,04$ $2(e^+e^-)$ $3,32 \cdot 10^{-5}$
η	$0^+(0^-)+$	$548,8 \pm 0,6$	$0,85 \text{ кэВ} \pm 0,12 \text{ кэВ}$	$\gamma\gamma$ $38,0 \pm 1,0$ $\pi^0\gamma\gamma$ $3,1 \pm 1,1$ $3\pi^0$ $29,9 \pm 1,1$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $23,6 \pm 0,6$ $\pi^+\pi^-\gamma$ $4,89 \pm 0,13$ $e^+e^-\gamma$ $0,50 \pm 0,12$
$\rho(770)$	$1^+(1^-)-$	776 ± 3	155 ± 3	$\pi\pi$ ≈ 100 $\pi^+\pi^-$ $0,024 \pm 0,007$ e^+e^- $0,0043 \pm 0,0005$ $u^+\mu^-$ $0,0067 \pm 0,0012$
$\omega(783)$	$0^-(1^-)-$	$782,6 \pm 0,3$	$10,1 \pm 0,3$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $89,9 \pm 0,6$ $\pi^+\pi^-$ $1,3 \pm 0,3$ $\pi^0\gamma$ $8,8 \pm 0,5$ e^+e^- $0,0076 \pm 0,0017$
$\eta'(958)$	$0^+(0^-)+$	$957,6 \pm 0,3$	< 1	$\eta\pi\pi$ $66,2 \pm 1,7$ $\rho^0\gamma$ $29,8 \pm 1,7$ $\omega\gamma$ $2,1 \pm 0,4$ $\gamma\gamma$ $2,0 \pm 0,3$
$\delta(980)$	$1^-(0^+)+$	980 ± 5	50 ± 10	2π $2,0$ $K\bar{K}$
$S^*(980)$	$0^+(0^+)+$	980 ± 10	40 ± 10	$K\bar{K}$ $\pi\pi$

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$TG(J^P)C$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %	
Φ (1020)	$0^- (1^-) -$	$1019,6 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,2$	K^+K^- $K_L K_S$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\eta\gamma$ e^+e^- $\mu^+\mu^-$ $\pi^0\gamma$	$48,6 \pm 1,2$ $35,1 \pm 1,2$ $14,7 \pm 0,7$ $1,6 \pm 0,2$ $0,031 \pm 0,001$ $0,025 \pm 0,003$ $0,14 \pm 0,05$
A_1 (1100)	$1^- (1^+) +$	1100	300	$\rho\pi$	100
B (1235)	$1^+ (1^+) -$	1231 ± 10	128 ± 10	$\omega\pi$	
f (1270)	$0^+ (2^+) +$	1271 ± 5	180 ± 20	$\pi\pi$ $2\pi^+2\pi^-$ $K\bar{K}$	$80,3 \pm 0,3$ $2,8 \pm 0,3$ $3,1 \pm 0,4$
D (1285)	$0^+ (1^+) +$	1282 ± 5	25 ± 10	$K\bar{K}\pi$ $\pi\pi\eta$ $\pi\pi\rho$	
ϵ (1300)	$0^+ (0^+) +$	1300	200—400	$\pi\pi$ $K\bar{K}$	
A_2 (1310)	$1^- (2^+) +$	1312 ± 5	102 ± 5	$\rho\pi$ $K\bar{K}$ $\eta\pi$ $\omega\pi\pi$	$70,3 \pm 2,1$ $4,7 \pm 0,5$ $14,4 \pm 0,9$ $10,6 \pm 2,5$
E (1420)	$0^+ (?) +$	1416 ± 10	60 ± 20	$K\bar{K}\pi$ $\eta\pi\pi$	
f' (1515)	$0^+ (2^+) +$	1516 ± 10	65 ± 10	$K\bar{K}$ $\pi\pi$	доминирует
ρ' (1600)	$1^+ (1^-) -$	1600	300	4π $\pi\pi$	75 ± 10 25 ± 10

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$T^G (J^P) C$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %	
A_3 (1640)	$1^- (2^-) +$	1640	300	$f\pi$	
ω (1670)	$0^- (3^-) -$	1688 ± 10	160 ± 15	$\rho\pi$	
g (1680)	$1^+ (3^-) -$	1688 ± 20	180 ± 30	2π 4π	24,5
S (1935)	?	1935 ± 2	9 ± 4	$N\bar{N}$	
h (2040)	$0^+ (4^+) +$	2040 ± 20	193 ± 50	$\pi\pi$ $K\bar{K}$	
T (2190)	$1^+ (3^-) -$	2192 ± 10	150 ± 50	$N\bar{N}$ $\pi\pi$	
U (2350)	$0^+ (4^+) +$	2350 ± 25	200	$N\bar{N}$ $\pi\pi$	
J/ψ (3100)	$0^- (1^-) -$	3097 ± 2	$0,067 \pm 0,012$	e^+e^- $\mu^+\mu^-$ адроны	7 ± 1 7 ± 1 86,2
χ (3415)	$0^+ (0^+) +$	3413 ± 5		$2 (\pi^+\pi^-)$ $2\pi K^+K^-$ $\gamma J/\psi$ (3100) $3 (\pi^+\pi^-)$ K^+K^-	$4,4 \pm 0,8$ $3,7 \pm 1,0$ $3,3 \pm 1,0$ $1,0 \pm 0,3$ $1,0 \pm 0,3$
χ (3510)	$0^+ (?) +$	3508 ± 4		$\gamma J/\psi$ (3100) $3 (\pi^+\pi^-)$ $2 (\pi^+\pi^-)$	$23,4 \pm 0,8$ $2,4 \pm 0,8$ $1,5 \pm 0,6$

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$TG(J^P)C$	Масса M МэВ	Ширина Γ МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %
χ (3555)	$0^+ (?) +$	3554 ± 5		$\gamma J/\psi$ (3100) 16 ± 3 $\pi^+\pi^- K^+K^-$ $2,0 \pm 0,6$ $3 (\pi^+\pi^-)$ $1,1 \pm 0,7$
ψ (3685)	$0^- (1^-) -$	3686 ± 3	$0,228 \pm 0,056$	e^+e^- $0,9 \pm 0,1$ $\mu^+\mu^-$ $0,8 \pm 0,2$ адроны $98,1 \pm 0,3$
ψ (3770)	$? (1^-) -$	3772 ± 6	28 ± 5	$D\bar{D}$
ψ (4415)	$? (1^-) -$	4414 ± 7	33 ± 10	адроны доминируют e^+e^- $0,0013 \pm 0,0003$
Υ (9500)	$? (1^-) -$	≈ 9500		$\mu^+\mu^-$ e^+e^-
K^\pm	$1/2 (0^-)$	$493,668 \pm 0,018$		$\mu\nu$ $63,5 \pm 0,16$ $\pi\pi^0$ $21,16 \pm 0,15$ $\pi\pi^-\pi^+$ $5,59 \pm 0,03$ $\pi\pi^0\pi^0$ $1,73 \pm 0,05$ $\mu\pi^0\nu$ $3,20 \pm 0,09$ $e\pi^0\nu$ $4,82 \pm 0,05$
K^0	$1/2 (0^-)$	$497,67$		
Состоит из двух типов — короткоживущего K_S^0 и долгоживущего K_L^0				
K_S^0				$\pi^+\pi^-$ $68,61 \pm 0,24$ $\pi^0\pi^0$ $31,39 \pm 0,24$

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$T^G(J^P)C$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %
K_L^0				$\pi^0\pi^0\pi^0$ 21,5 ± 0,7 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 12,39 ± 0,18 $\mu\nu$ 27,0 ± 0,5 $ле\nu$ 38,8 ± 0,5 $\pi^+\pi^-$ 0,203 ± 0,005 $\pi^0\pi^0$ 0,091 ± 0,018
$K^*(892)$	$1/2(1^-)$	892,2 ± 0,4	49,5 ± 1,5	$K\pi$ ≈ 100 $K\gamma$ 0,15 ± 0,07
$Q_1(1280)$	$1/2(1^+)$	1280	120	$K\pi\pi$ доминирует
$K(1400)$	$1/2(0^+)$	1400—1450	200—300	$K\pi$
$K^*(1430)$	$1/2(2^+)$	1434 ± 5	100 ± 10	$K\pi$ (49,1 ± 1,6) $K^*\pi$ (27,0 ± 2,2) $K^*\pi\pi$ (11,2 ± 2,3) $K\rho$ (6,6 ± 1,5) $K\omega$ 3,7 ± 1,6 $K\eta$ 2,5 ± 2,5
$L(1770)$	$1/2(2^-)$	1765 ± 10	140 ± 50	$K\pi\pi$ доминирует
$K^*(1780)$	$1/2(3^-)$	1784 ± 10	135 ± 40	$K\pi\pi$ $K^*\pi$
D^+	$1/2(0^-)$	1868,3		$K^-\pi^+\pi^-$ 3,9 ± 1 $K^0\pi^+$ 1,5 ± 0,6 $e^\pm +$ все остальное 9,8 ± 1,4
D^0	$1/2(0^-)$	1863,3		$K^-\pi^+$ 1,8 ± 0,5 $K^-\pi^+\pi^0$ 12 ± 6 $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ 3,5 ± 0,9 $K^0\pi^+\pi^-$ 4,4 ± 1,1 $e^\pm +$ все остальное 9,8 ± 1,4

Приложение IV (продолжение)

Обозначение	$TG(J^P)C$	Масса M , МэВ	Ширина Γ , МэВ	Типы распада и их относительные вероятности, %
$D^{*+}(2010)$	$1/2(1^-)$	$2008,6 \pm 1$	< 2	$D^0\pi^+$ 60 ± 15 $D^+\pi^0$ } $D^+\gamma$ } 40 ± 15
$D^{*0}(2010)$	$1/2(1^+)$	$2006,6 \pm 1,5$	< 5	$D^0\pi^0$ 55 ± 15 $D^0\gamma$ 45 ± 15

Фотоны и лептоны

Обозначение	J^P	Масса M , МэВ	Время жизни τ , с	Типы распада и их относительные вероятности, %
γ	1^-	$0 (< 6 \cdot 10^{-22})$	стабилен	
ν_e	$1/2$	$0 (< 0,00006)$	стабильно	
e	$1/2$	$0,5110034 \pm$ $\pm 0,0000014$	стабилен ($> 5 \cdot 10^{21}$ лет)	
ν_μ	$1/2$	$0 (< 0,57)$	стабильно	
μ	$1/2$	$105,65946 \pm 0,00024$	$(2,197134 \pm 0,000077) \times$ $\times 10^{-6}$	$e\bar{\nu}\nu$ $98,6 \pm 0,4$ $e\bar{\nu}\bar{\nu}\gamma$ $1,4 \pm 0,4$
ν_τ	$1/2$	0	стабильно	
τ	$1/2$	1807 ± 20		$\mu\nu\bar{\nu}$ $17,5 \pm 1,7$ $e\nu\bar{\nu}$ $17,9 \pm 2,8$

V. Энергии связи ядер

Элемент	A	E _{св.} , МэВ	Элемент	A	E _{св.} , МэВ	Элемент	A	E _{св.} , МэВ
H	2	2,2	F	17	128,2	Zn	70	611,0
	3	8,5		18	137,4		71	617,0
He	3	7,7		19	147,8		72	625,0
	4	28,3		20	154,4		Ga	64
	5	27,3		21	163,5	65		563,0
	6	29,3	Ne	18	131,1	66		572,2
Li	5	26,3		19	143,8	67		583,4
	6	32,0		20	160,6	68		591,7
	7	39,2		21	167,4	69		601,9
	8	41,3		22	177,8	70		609,6
Be	6	26,9		23	183,0	71		618,8
	7	37,6	24	191,9	72	625,8		
	8	56,5	Na	20	144,6	73		634,8
	9	58,2		21	163,1	74	640,8	
	10	65,0		22	174,1	Ge	65	557,5
11	65,5	23		186,6	66		568,4	
B	8	37,7		24	193,5		67	578,2
	9	56,3		25	202,6		68	590,2
	10	64,7	26	209,0	69		598,9	
	11	76,2	Mg	22	168,3		70	610,5
	12	79,6		23	181,7		71	617,8
13	84,5	24		198,3	72		629,0	
C	10	60,3		25	205,6		73	635,6
	11	73,4		26	216,7		74	645,7
	12	92,2		27	223,1		75	652,2
	13	97,1		28	231,6		76	661,6
	14	105,3		Al	24		183,4	77
	15	106,5	25		200,5		78	676,5
16	110,8	26	211,9		As	69	594,2	
N	12	73,8	27			225,0	70	603,2
	13	94,1	28			232,7	71	615,0
	14	104,7	29			242,1	72	623,8
	15	115,5	30	249,1		73	634,4	
	16	118,0	Si	26		206,0	74	642,3
17	123,9	27		219,4		75	652,6	
O	14	98,7		28		236,5	76	659,9
	15	111,9		29		245,0	77	669,6
	16	127,6		30		255,2	78	676,6
	17	131,8		31		262,2	79	685,5
	18	139,8	32	271,5		80	691,6	
	19	143,8	Zn	67		585,1	81	700,7
	20	151,4		68	595,4	Se	71	609,8
				69	601,7		73	630,9
				74	642,9			
						75	650,9	

Приложение V (продолжение)

Элемент	A	E _{св.} МэВ	Элемент	A	E _{св.} МэВ	Элемент	A	E _{св.} МэВ	
Se	76	662,0	Sr	86	748,9	Mo	98	846,1	
	77	669,5		87	757,3		99	852,4	
	78	679,9		88	768,4		100	860,4	
	79	686,9		89	774,8		101	866,2	
	80	696,9		90	782,6		102	874,7	
	81	703,7		91	788,4				
	82	712,9		92	795,7				
Br	74	636,1	Y	85	733,7	Tc	92	789,3	
	75	647,4		86	742,9		93	800,4	
	76	656,6		87	754,9		94	809,1	
	77	667,3		88	764,0		95	819,2	
	78	675,6		89	775,5		96	827,0	
	79	686,3		90	782,4		98	844,4	
	80	694,2		91	790,3	99	853,0		
	81	704,3		92	796,9	100	859,4		
	82	712,0		93	804,2	101	868,2		
	83	721,5		94	810,5	102	875,1		
Kr	74	631,2	Zr	87	750,6	Ru	95	816,2	
	77	663,6		89	771,9		96	826,7	
	78	675,6		90	783,8		98	845,3	
	79	683,9		91	791,1		99	852,5	
	80	695,4		92	799,7		100	862,0	
	81	703,3		93	806,4		101	869,1	
	82	714,3		94	814,7	102	878,4		
	83	721,7		95	821,1	103	884,7		
Rb	80	689,5	Nb	96	828,9	Rh	104	893,4	
	81	700,3		97	834,6		105	899,4	
	82	709,3		Mo	89		767,2	106	907,7
	84	728,8			90		776,9	98	840,3
	85	739,4			91		778,6	99	849,6
	86	749,2			92		796,8	100	857,6
	87	754,7			93	805,6	101	867,9	
	88	762,0			94	812,8	102	875,3	
	Sr	80			689,5	95	821,5	103	884,6
		81			700,3	96	828,4	104	891,4
82		709,3	97		836,5	105	900,5		
84		728,8	98		842,3	106	907,0		
85		739,4	99	850,0	107	915,4			
86		747,9	Pd	90	773,6	99	845,0		
87		757,9		91	783,4	100	856,4		
88	764,0	92		796,5	101	865,4			
89	771,7	93		804,3	102	875,7			
90	776,8	94		814,2	103	883,3			
Sr	84	728,9		95	821,6	104	893,1		
	85	734,5		96	830,8	105	900,3		
			97	837,6	106	909,7			
						107	916,1		
						108	925,2		

Приложение V (продолжение)

Элемент	A	E _{св.} МэВ	Элемент	A	E _{св.} МэВ	Элемент	A	E _{св.} МэВ
Pd	109	931,4	Sn	115	979,1	I	130	1094,7
	110	940,8		116	988,6		131	1103,3
	111	946,1		117	995,6		132	1109,6
	112	954,0		118	1005,0		133	1118,1
		119		1011,5	136		1135,6	
Ag	103	880,3		120	1020,6	Xe	124	1016,0
	104	888,0		121	1026,9		126	1064,0
	105	897,9		122	1035,8		127	1071,2
	106	906,0		123	1041,7		128	1080,7
	107	915,4		124	1050,1		129	1087,6
	108	922,6		125	1055,8		130	1096,9
	109	931,8	Sb	113	956,1		131	1103,5
	110	938,6		114	964,3		132	1112,4
	111	947,5		115	975,3		133	1119,2
	112	953,6		116	983,3		134	1127,4
	113	962,1		117	993,0		135	1133,9
114	968,6	118		1000,3	136	1141,8		
115	976,6	119		1010,2	Cs	126	1058,4	
116	982,5	120		1017,1		127	1068,3	
Cd	106	905,6		121		1026,5	128	1076,0
	107	913,2		122		1033,3	129	1085,6
	108	923,6		123		1042,3	130	1093,1
	109	930,8	124	1048,6		131	1102,4	
	110	940,7	125	1057,3		132	1109,8	
	111	947,8	127	1071,9		133	1118,8	
	112	956,8	Te	116		980,9	134	1125,6
	113	963,3		117		988,8	135	1134,3
	114	972,4		119		1007,5	136	1141,2
	115	978,7		120	1016,8	137	1149,5	
	116	987,2		122	1034,5	138	1154,4	
117	993,2	123		1041,3	139	1159,7		
In	108	917,7		124	1050,7	Ba	129	1081,4
	109	928,0		125	1057,3		130	1092,8
	110	935,9		126	1066,4		132	1110,0
	111	946,0		127	1072,8		133	1117,6
	112	953,4		128	1081,2		134	1126,8
	113	962,9	129	1087,5	135		1133,8	
	114	970,2	130	1095,5	136		1143,0	
	115	979,4	131	1101,8	137		1149,9	
	116	986,1	132	1109,9	138		1158,5	
	117	994,9	I	122	1029,6		139	1163,2
	118	1001,6		124	1046,7		140	1169,6
119	1010,0	125		1056,4	141	1174,6		
Sn	111	942,8		126	1063,5	La	132	1104,4
	112	953,3		127	1072,7		133	1114,6
	113	961,4		128	1079,4		134	1122,4
	114	971,4		129	1088,2			

Приложение V (продолжение)

Элемент	A	$E_{\text{св}}, \text{ МэВ}$	Элемент	A	$E_{\text{св}}, \text{ МэВ}$	Элемент	A	$E_{\text{св}}, \text{ МэВ}$
La	135	1131,9	Sm	143	1185,3	Dy	154	1261,4
	136	1139,3		144	1196,0		156	1278,5
	138	1156,0		145	1202,9		158	1294,4
	139	1164,8		146	1211,0		159	1301,2
	140	1169,9		147	1217,5		160	1309,8
	141	1176,7		148	1225,6		161	1316,2
	143	1188,1		149	1231,5		162	1324,4
Ce	136	1138,8		150	1239,5	163	1330,7	
	138	1156,3		151	1245,0	164	1338,3	
	139	1163,8		152	1253,3	165	1343,7	
	140	1172,9		153	1259,3	166	1350,7	
	141	1178,3		154	1267,1	Ho	158	1292,4
	142	1185,5		155	1272,6		162	1321,4
	143	1190,6	156	1279,8	163		1329,9	
	144	1197,5	Eu	146	1206,0		164	1336,1
145	1203,0	147		1214,9	165		1344,3	
146	1209,2	150		1236,3	166		1350,4	
Pr	139	1161,0		151	1244,3		167	1357,8
	140	1168,8		152	1250,7	Er	162	1320,7
	141	1178,1		153	1259,3		164	1336,4
	142	1184,0		154	1265,6		165	1343,4
	143	1191,3	155	1273,6	166		1351,5	
	144	1197,0	156	1279,9	167		1358,0	
	145	1204,2	157	1287,5	168		1365,8	
	146	1209,4	159	1300,8	169		1371,6	
Nd	141	1175,5	Gd	148	1221,1		Tm	164
	142	1185,4		149	1228,1	166		1348,3
	143	1191,4		150	1236,6	168		1363,2
	144	1199,2		152	1251,7	169		1371,2
	145	1205,2		153	1258,3	170		1377,8
	146	1212,8		154	1266,8	171		1385,3
	147	1217,9		155	1273,1	172		1391,5
	148	1225,4		156	1281,6	173	1398,0	
	149	1230,3		157	1288,0	175	1410,6	
	150	1237,6		158	1295,9	Yb	168	1362,8
	151	1242,4		159	1302,2		170	1378,0
Pm	141	1171,1	Tb	151	1239,6		171	1384,6
	142	1179,8		152	1247,1		172	1392,6
	143	1189,5		158	1294,2		173	1399,0
	145	1204,3		159	1302,4		174	1406,4
	146	1210,3		160	1308,8		175	1412,3
	147	1218,0		161	1316,4	176	1419,1	
	148	1223,9	Dy	152	1245,6	177	1424,6	
	149	1231,2		153	1252,8			
	150	1236,5						
	151	1244,0						

Приложение V (продолжение)

Элемент	A	E _{св} , МэВ	Элемент	A	E _{св} , МэВ	Элемент	A	E _{св} , МэВ		
Lu	170	1373,7	Ir	190	1509,8	Tl	208	1632,2		
	173	1397,6		191	1517,8		209	1637,2		
	174	1404,2		192	1523,9		210	1640,9		
	175	1412,0		193	1531,7	Pb	202	1592,4		
	176	1418,3		194	1538,0		203	1599,1		
	177	1425,2	Pt	188	1494,0		204	1607,5		
	178	1431,2		190	1509,8		205	1614,2		
179	1437,9	192		1524,6	206	1622,3				
Hf	174	1403,7		193	1530,9	207	1629,0			
	175	1410,6		194	1539,4	208	1636,4			
	176	1418,6	195	1545,6	209	1640,4				
	177	1424,9	196	1553,6	210	1645,6				
	178	1432,6	197	1559,4	211	1649,3				
	179	1438,7	198	1567,3	212	1654,5				
	180	1446,0	199	1572,5	214	1663,3				
W	181	1452,0	Au	192	1520,6	Bi	203	1595,1		
	182	1459,2		194	1536,1		204	1602,4		
	183	1465,4		195	1544,6		205	1610,8		
	184	1472,9		196	1551,3		206	1617,9		
	185	1478,6		197	1559,4		207	1625,9		
	186	1485,9	198	1565,9	208		1632,8			
	187	1491,1	199	1573,5	209		1640,2			
Re	188	1498,0	Hg	200	1579,6	210	1644,8			
	184	1470,5		Tl	192	1520,6	211	1649,9		
	185	1478,3			194	1536,1	212	1654,3		
	186	1484,4			196	1551,2	213	1659,5		
	187	1491,7			198	1566,5	214	1663,6		
188	1497,6	199			1573,2	215	1668,6			
189	1504,9	200		1581,2	Po	206	1615,4			
190	1510,1	201	1587,4	207		1622,2				
Os	184	1469,8	202	1595,2		208	1630,6			
	185	1476,5	203	1601,2		209	1637,5			
	186	1484,7	204	1608,6		210	1645,2			
	187	1490,9	205	1614,2		211	1649,8			
	188	1498,9	Pb	196		1545,8	212	1655,8		
	189	1504,9		198	1562,2	213	1660,1			
	190	1512,6		199	1571,3	214	1666,0			
191	1518,3	200		1577,9	215	1670,1				
192	1526,2	201		1586,2	216	1675,9				
193	1531,4	202		1593,3	218	1685,5				
Ir	186	1480,1		Bi	203	1600,9	At	207	1617,5	
	188	1495,3	204		1607,5	208		1624,9		
	Pt	188	1494,0		205	1615,0		209	1633,3	
190		1509,8	206		1621,6	210		1640,6		
192		1524,6	207		1628,4	211		1648,2		
193		1530,9	Au		194	1535,2		Po	206	1615,4
194		1539,4			196	1551,2			207	1622,2
195		1545,6		198	1566,5	208	1630,6			
196		1553,6		199	1573,2	209	1637,5			
197	1559,4	200		1581,2	210	1645,2				
198	1567,3	201		1587,4	211	1649,8				
199	1572,5	202		1595,2	212	1655,8				

Приложение 5 (продолжение)

Элемент	A	$E_{св}$, МэВ	Элемент	A	$E_{св}$, МэВ	Элемент	A	$E_{св}$, МэВ
At	213	1659,1	Th	228	1743,0	Pu	239	1806,9
	214	1664,2		229	1748,4		240	1813,3
	215	1670,1		230	1755,2		241	1818,8
	216	1674,6		231	1760,2		242	1825,0
	217	1680,6		232	1766,5		243	1830,0
	218	1685,1		233	1771,6		246	1846,6
	219	1690,5		234	1777,7	Am	237	1792,2
Rn	210	1637,5	Pa	226	1727,0		239	1805,4
	211	1644,5		227	1734,1		241	1818,0
	212	1652,5		228	1740,2		242	1823,5
	215	1669,3		229	1747,4		243	1829,8
	216	1675,9		230	1753,2		244	1835,0
	217	1680,5		231	1759,8		245	1841,4
	218	1687,0		232	1765,4	246	1846,2	
	219	1691,4		233	1772,0	Cm	238	1796,5
	220	1697,8		234	1777,1		240	1810,3
222	1708,2	235	1783,2	241	1816,5			
Fr	212	1646,7	U	227	1731,4		242	1823,4
	217	1678,9		228	1739,1		243	1829,0
	218	1684,5		229	1745,4		244	1835,7
	219	1690,9		230	1752,8		245	1841,5
	220	1696,6		231	1758,6	246	1847,7	
	221	1702,5		232	1765,9	249	1864,0	
	223	1713,4		233	1771,8	Bk	243	1826,8
Ra	219	1689,4		234	1778,6		245	1839,9
	220	1696,6		235	1783,8		247	1852,3
	221	1702,0	236	1790,2	248		1857,7	
	222	1708,7	237	1795,7	249		1864,1	
	223	1713,8	238	1801,7	250		1868,8	
	224	1720,3	239	1806,5	Cf	244	1831,3	
	225	1725,3	240	1812,3		245	1837,6	
	226	1731,6	Np	231		1756,0	246	1844,8
	227	1736,1		233		1770,0	248	1857,6
229	1742,3	234		1776,0		249	1863,5	
Ac	221	1699,5		235		1782,9	250	1869,8
	222	1705,7		236	1788,6	253	1886,2	
	223	1712,4		237	1795,4	Es	249	1861,3
	224	1718,1		238	1800,8		251	1874,0
	225	1724,8		239	1807,0		252	1879,3
	226	1730,1		240	1812,0		253	1885,7
	227	1736,6	241	1818,2	254		1890,6	
	228	1741,6	Pu	232	1760,7		Fm	248
	231	1758,9		233	1767,3	250		1865,6
Th	223	1710,0		234	1774,8	252		1878,7
	224	1717,6		235	1781,0	254		1890,8
	225	1723,6		236	1788,4	Md		255
	226	1730,5		237	1794,4			
	227	1735,9		238	1801,3			

VI. Таблица физических констант

Скорость света в вакууме c	$2,99792458 \cdot 10^{10}$ см/с
Постоянная Больцмана k	$1,380662 \cdot 10^{-16}$ эрг/К = $= 8,61735 \cdot 10^{-5}$ эВ/К
Число Авогадро N_A	$6,022045 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Атомная единица массы (а. е. м.)	$931,5016$ МэВ = $1,65970 \cdot 10^{-24}$ г
1 электронвольт (эВ)	$1,6021892 \cdot 10^{-12}$ эрг
1 мегаэлектронвольт (МэВ)	$1,6021892 \cdot 10^{-6}$ эрг
Масса электрона m_e	$9,109534 \cdot 10^{-28}$ г = $0,5110034$ МэВ
Масса протона M_p	$1,6725 \cdot 10^{-24}$ г = $1836,15152 m_e$ = $= 938,2796$ МэВ = $1,007276470$ а. е. м.
Разность масс протона и нейтрона $M_p - M_n$	$-1,29343 \pm 0,00004$ МэВ
Заряд электрона e	$4,803242 \cdot 10^{-10}$ СГС = $= 1,6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл
Постоянная Планка \hbar	$1,0545887 \cdot 10^{-27}$ эрг · с = $0,6582173$ эВ
Комптоновская длина волны электро- на $\lambda_e = \frac{\hbar}{mc}$	$3,8615905 \cdot 10^{-11}$ см
Комптоновская длина волны прото- на $\lambda_p = \frac{\hbar}{M_p c}$	$2,103089 \cdot 10^{-14}$ см
Радиус первой боровской орбиты в атоме водорода $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$	$5,2917706 \cdot 10^{-9}$ см
Магнетон Бора $\mu_e = \frac{e\hbar}{2mc}$	$0,92740 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гс = $0,57883785$ эВ/Гс
Ядерный магнетон $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c}$	$0,5050813 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс = $= 0,31524515 \cdot 10^{-11}$ эВ/Гс
Постоянная тонкой структуры $\alpha =$ $= \frac{e^2}{\hbar c}$	$1/(137,03604)$
l ферми	10^{-13} см

*Юрий Михайлович Широков
Николай Прокофьевич Юдин*

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

М., 1980 г., 728 стр. с илл.

Редактор *Н. А. Мамонтова.*

Технический редактор *С. Я. Шкляр.*

Корректоры *Т. А. Панькова, В. П. Сорокина.*

ИБ № 11010

Сдано в набор 02.07.79. Подписано к печати
09.01.80. Т-01010. Бумага 60×90^{1/16}, тип. № 2.
Литературная гарнитура. Высокая печать.
Условн. печ. л. 45,5 Уч.-изд. л. 48,45. Тираж
24500 экз. Заказ № 748. Цена книги 1 р. 80 к.

Издательство «Наука»
Главная редакция
физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Ордена Октябрьской Революции, ордена Тру-
дового Красного Знамени Ленинградское про-
изводственно-техническое объединение «Пе-
чатный Двор» имени А. М. Горького «Союз-
полиграфпрома» при Государственном коми-
тете СССР по делам издательств, полиграфии
и книжной торговли. 197136, Ленинград, П-136,
Чкаловский пр., 15.