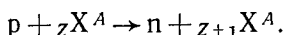


ние реакций, в которых ни одна из сталкивающихся частиц не может служить мишенью. Например, непросто получить информацию о рассеянии пионов на каонах.

§ 2. Законы сохранения в ядерных реакциях

1. В физике ядерных реакций очень существенны законы сохранения. Каждый закон сохранения состоит в том, что определенная физическая величина должна быть одинаковой до и после столкновения. Тем самым требование сохранения всегда накладывает какие-то ограничения, или, как их называют, запреты, на характеристики конечных продуктов. Так, из закона сохранения электрического заряда следует, что суммарный заряд продуктов реакции должен равняться суммарному заряду исходных частиц. Поэтому, например, в реакциях (p, n) электрический заряд ядра должен возрастать на единицу:



Аналогично проявляется закон сохранения барионного заряда (гл. VII, § 2, а также гл. II), действие которого для ядерных реакций в узком смысле слова при низких энергиях сводится к тому, что суммарное число нуклонов не меняется при реакции.

2. Перейдем теперь к законам сохранения энергии и импульса в реакциях. Эти законы имеют одинаковую форму в квантовой и неквантовой теориях, но меняются при переходе от нерелятивистской теории к релятивистской. В наиболее общем случае релятивистской теории эти законы имеют соответственно вид

$$E_{1 \text{ рел}} + E_{2 \text{ рел}} = E'_{1 \text{ рел}} + E'_{2 \text{ рел}} + \dots + E'_{n \text{ рел}}, \quad (4.6)$$

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n, \quad (4.7)$$

где $E_{1 \text{ рел}}$ и $E_{2 \text{ рел}}$ — энергии, а $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ — импульсы сталкивающихся частиц. Штрихами отмечены соответствующие величины для частиц, возникающих в результате реакции.

Соотношения (4.6), (4.7) написаны в произвольной инерциальной системе координат. В ЛС в этих уравнениях надо положить $\mathbf{p}_2 = 0$, а в СЦИ будет $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$.

В (4.6) закон сохранения энергии выражен через полные энергии частиц $E_{1 \text{ рел}}, E_{2 \text{ рел}}, E'_{1 \text{ рел}}, \dots, E'_{n \text{ рел}}$, где $E_{1 \text{ рел}} = c \sqrt{m_1^2 c^2 + \mathbf{p}_1^2}$ и т. д., а m_1, m_2, m'_1, \dots — массы соответствующих частиц. Если вычтуть из полной энергии энергию покоя mc^2 , то получится кинетическая энергия

$$E = E_{\text{рел}} - mc^2. \quad (4.8)$$

В частности, говоря об энергии частиц пучка, полученного в ускорителе, всегда имеют в виду кинетическую энергию.

В нерелятивистском случае $p^2 \ll m^2 c^2$, и кинетическая энергия приобретает привычный вид

$$E = \frac{p^2}{2m}.$$

Для фотона масса покоя m равна нулю, так что кинетическая энергия равна полной:

$$E_\gamma = cp = E_{\gamma \text{ рел.}}$$

Нерелятивистского приближения для фотона не существует.

Посмотрим теперь, как изменится при переходе к нерелятивистскому случаю форма (4.6) закона сохранения энергии. Для этого заменим в (4.6) все полные энергии на кинетические по формуле (4.8), после чего перенесем все слагаемые, содержащие массы, в правую часть. В результате закон сохранения энергии примет вид

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n - Q, \quad (4.9)$$

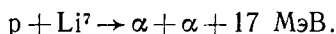
где

$$Q = (m_1 + m_2 - m'_1 - m'_2 - \dots - m'_n) c^2. \quad (4.10)$$

Величина Q представляет собой выделяющуюся энергию реакции. Как и в химии, энергию Q часто вводят в обозначение реакции, записывая реакцию $A(a, b)B$ в виде



Если $Q > 0$, то реакция называется *экзотермической*, т. е. идущей с выделением энергии *). Например, сильно экзотермической является реакция (в СЦИ)



Если же $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется *эндотермической*. Эндотермическими являются все реакции, обратные экзотермическим. Так, эндотермична реакция



При упругом рассеянии, разумеется, $Q = 0$.

3. Экзотермическая реакция, как и упругое рассеяние, может идти при сколь угодно малой энергии налетающих частиц. Эндотермическая реакция обладает *порогом*. Порогом называется минимальная кинетическая энергия сталкивающихся частиц, начиная с которой реакция становится энергетически возможной.

Подчеркнем, что порог $E_{\text{пор}}$, вообще говоря, не совпадает с энергией реакции Q . Порог обычно задается в лабораторной системе,

*) Говоря о выделении или поглощении энергии, мы имеем в виду кинетическую энергию частиц.

где $\mathbf{p}_2 = 0$, но $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_1 \neq 0$. Поэтому в ЛС центр инерции системы движется и имеет импульс, равный \mathbf{p}_1 , а соответствующая этому движению кинетическая энергия $\mathbf{p}_1^2/2(m_1 + m_2)$ бесполезна для создания реакции. Действительно, кинетическая энергия движения центра инерции может быть сколь угодно велика, но если, например, частицы покоятся друг относительно друга, то эндотермическая реакция не пойдет. Необходимо, чтобы энергия относительного движения частиц была не меньше $|Q|$. Поэтому порог $E_{\text{пор}}$ определяется соотношением

$$E_{\text{пор}} = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2(m_1 + m_2)} + |Q|. \quad (4.12)$$

С другой стороны, по определению этот порог равен кинетической энергии первой частицы

$$E_{\text{пор}} = \frac{\mathbf{p}_1^2}{2m_1}. \quad (4.13)$$

Исключив теперь \mathbf{p}_1^2 из (4.12) и (4.13), получим окончательное выражение для порога нерелятивистской реакции:

$$E_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right). \quad (4.14)$$

Таким образом, порог всегда больше энергии реакции. В ядерных реакциях в узком смысле слова масса налетающей частицы обычно значительно меньше массы m_2 ядра-мишени. В этом случае порог практически совпадает с $|Q|$:

$$m_1 \ll m_2, \quad E_{\text{пор}} = |Q|.$$

Релятивистское обобщение формулы (4.14) будет дано в гл. VII, § 4.

4. Для протекания реакций при низких энергиях большое значение имеет закон сохранения момента количества движения. Существенность этого закона коренится в том, что орбитальный момент относительного движения двух частиц может принимать только дискретные значения, равные (в единицах \hbar) $l = 0, 1, 2, \dots$. Эта дискретность приводит к тому, что при низких энергиях и при ограниченном радиусе действия сил (а ограниченность радиуса действия ядерных сил следует уже из опытов Резерфорда) (см. гл. II, § 1) реакция возможна лишь при значениях l , не превышающих некоторого небольшого числа. Оценку этого предельного числа проще всего получить из следующего полуклассического рассмотрения в духе квантовых орбит Бора (рис. 4.1). Момент $\hbar l$ налетающей на ядро частицы равен pb , где p — импульс частицы, а b — ее прицельный параметр, т. е. наименьшее расстояние, на которое приблизилась бы к частице-мишени налетающая частица, двигаясь по прямой. Реакция может произойти лишь в том случае, если b не

будет превышать радиуса R действия сил между частицами. Отсюда для l получается следующее ограничение:

$$l \leq \frac{pb}{\hbar} = \frac{2\pi R}{\lambda}, \quad (4.15)$$

где λ — дебройлевская длина волны падающей частицы.

При точном квантовомеханическом рассмотрении реакция оказывается в принципе возможной при любых значениях l , но при нарушении неравенства (4.15) интенсивность реакции резко падает. Именно, если полное сечение представить в виде суммы парциальных сечений σ_l реакций, идущих при различных значениях l ,

$$\sigma = \sum_l \sigma_l,$$

то оказывается, что при уменьшении импульса p парциальное сечение σ_l пропорционально $(2l + 1) p^{2l}$, т. е.

$$\sigma_l \sim (2l + 1) E^{2l} *). \quad (4.16)$$

Из (4.16) видно, что при уменьшении энергии E частицы вклад сечений с большими l убывает тем быстрее, чем больше l . В частности, при $\lambda > 2\pi R$ реакция в основном происходит только при $l = 0$ или, как говорят, в S -состоянии (ср. гл. V, § 3). В этом случае в СЦИ (но не в ЛС) угловое распределение вылетающих частиц изотропно, т. е. частицы сферически симметрично разлетаются по всем направлениям.

5. В ядерных реакциях проявляется целый ряд других, как точных, так и приближенных законов сохранения. Большинство из этих новых законов сохранения существенно в основном для реакций с элементарными частицами. Эти законы будут обсуждены в гл. VII.

Здесь мы отметим лишь закон сохранения четности, справедливый с высокой точностью для ядерных реакций. Согласно этому закону вычисленная по правилам гл. II, § 9 четность начального состояния не должна измениться при реакции. В частности, при упругом рассеянии относительный орбитальный момент l не может измениться на единицу и вообще на нечетное число, даже если это изменение допускается законом сохранения момента за счет переориентации спинов.

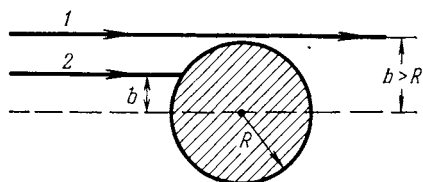


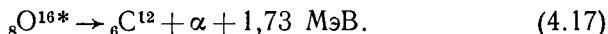
Рис. 4.1. Схематическое изображение столкновения «классической» частицы с атомным ядром.

Заштрихованный круг — ядро, 2 — налетающая частица с прицельным параметром $b < R$ (она поглощается ядром, т. е. производит какую-либо реакцию), 1 — частица с прицельным параметром $b > R$, не взаимодействующая с ядром.

*) Это утверждение относится к ядерным реакциям с участием нейтральной частицы. Для реакций с заряженными частицами парциальное сечение еще более резко убывает с уменьшением энергии частицы.

Рассмотрим два примера действия закона сохранения четности:

а) Для возбужденного уровня 2^- с энергией $E^* = 8,88$ МэВ ядра ${}_8\text{O}^{16}$ энергетически возможен распад



Однако распад этого уровня по каналу α -частица плюс ядро углерода ${}_6\text{C}^{12}$ запрещен одновременным действием законов сохранения момента и четности. Действительно, спиновые моменты α -частицы и ядра ${}_6\text{C}^{12}$ равняются нулю. Поэтому орбитальный момент относительного движения этих ядер должен равняться двум. Поскольку внутренние четности α -частицы и ядра ${}_6\text{C}^{12}$ положительны, то полная четность конечного состояния также должна быть положительной. Следовательно, при сохранении четности данный распад происходить не может. Экспериментально этот распад действительно долгие годы не наблюдался, лишь в 1971 г. было обнаружено, что он протекает с очень малой вероятностью. Существование такого распада свидетельствует об очень слабом нарушении закона сохранения четности в ядерных силах (см. гл. VII, § 8).

б) В качестве второго примера действия закона сохранения четности в ядерных реакциях рассмотрим реакцию $\pi^- + d \rightarrow n + n$, с помощью которой была установлена внутренняя четность пиона (гл. II, § 9). Механизм протекания этой реакции следующий. Отрицательный пион, попадая в пластину, содержащую дейтроны, быстро замедляется в веществе (гл. VIII, § 2) и захватывается ядром дейтерия на K -орбиту (отличающуюся от электронной только меньшим на множитель m/m_π радиусом). Уже находясь на K -орбите, пион вступает в ядерную реакцию с дейтроном. Таким образом, момент количества движения в начальном состоянии равняется просто спину дейтрона, т. е. единице:

$$J_{\text{нач}} = 1.$$

Полная четность начального состояния равняется согласно гл. II, § 9, п. 3 произведению внутренних четностей пиона Π_π и дейтрона Π_d :

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_\pi \cdot \Pi_d. \quad (4.18)$$

Поскольку дейтрон состоит из нейтрона и протона в S -состоянии относительного движения (см. гл. V, § 2), то $\Pi_d = 1$, и, следовательно,

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_\pi.$$

В силу законов сохранения четности и момента количества движения должно быть

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_{\text{кон}}, \quad J_{\text{нач}} = J_{\text{кон}}.$$

Посмотрим теперь, в каких состояниях могут находиться два нейтрона, получающиеся в результате реакции. Вообще две частицы со спином $1/2$ могут находиться в состояниях относительного движения 1S , 1P , 1D , 3S , 3P , 3D , где S , P , D — уже известные нам

обозначения состояний с определенным орбитальным моментом, а индексы 1 и 3 обозначают соответственно синглетность и триплетность состояния, т. е. количество различных проекций суммарного спинового момента двух частиц.

В нашем случае, однако, имеются не просто две частицы со спином половина, а две тождественные частицы. Поэтому их волновая функция должна быть антисимметрична по отношению к перестановке всех координат нейтронов (см. гл. II, § 8):

$$\Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r}) = -\Psi_{m_2 m_1}(-\mathbf{r}). \quad (4.19)$$

Совместными с этим условием являются только функции следующих состояний нейтронов:

$${}^1S, {}^3P, {}^1D, \dots$$

Полные моменты количества движения в состояниях 1S , 1D составляют соответственно $J = 0$ и $J = 2$ (суммарный спин равен нулю). Момент количества движения в состоянии 3P может равняться 0, 1, 2 (суммарный спин равен 1). Таким образом, условие

$$J_{\text{нач}} = J_{\text{кон}}$$

наряду с условием антисимметричности волновой функции допускает в качестве конечного состояния только P -состояние нейтронов. Но, как мы знаем (гл. II, § 9), P -состояние обладает отрицательной четностью. Поэтому равенство

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_{\text{кон}}$$

принимает вид

$$\Pi_{\text{нач}} = \Pi_{\pi} = -1. \quad (4.20)$$

Следовательно, внутренняя четность отрицательного пиона равняется -1 . Было показано, что внутренняя четность π^+ и π^0 также отрицательна.

§ 3. Общие свойства ядерных реакций

1. При одних и тех же начальных условиях ядерная реакция может идти различными способами. Например, при столкновении протона с ядром ${}^7_3\text{Li}$ могут произойти такие процессы:

$$p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow \begin{cases} p + {}^7_3\text{Li} & \text{— упругое рассеяние,} \\ p + {}^7_3\text{Li}^* & \text{— неупругое рассеяние с переходом } {}^7_3\text{Li} \\ & \text{в возбужденное состояние } {}^7_3\text{Li}^*, \\ \alpha + \alpha, & \\ \alpha + \alpha + \gamma, & \\ p + \alpha + t, & \\ \text{и т. д.} & \end{cases} \quad (4.21)$$