

Многие составные ядра совершенно неустойчивы и поэтому не могут быть получены в их основных состояниях. Для таких ядер энергии отделения определяют по энергетическому балансу реакций, в которых они участвуют, а если необходимых экспериментальных данных нет, то ориентировочные значения w_n и w_p вычисляют, руководствуясь формулой (34).

Если сопоставлять ядра, пользуясь формулой (34), то становятся понятными следующие правила:

1) Превышение числа нейтронов в ядре над числом протонов приводит к уменьшению энергии отделения нейтронов и к увеличению энергии отделения протонов (в тяжелых ядрах каждый избыточный нейтрон сказывается в уменьшении w_n приблизительно на $0,2 \text{ Мэв}$).

2) Степень заполнения высших энергетических уровней нуклонов в ядре вносит в энергию отделения вклад Δ :

$$\Delta \approx \begin{cases} +\frac{33,5}{A^{3/4}} \text{ Мэв}, & \text{когда числа } A \text{ и } Z \text{ оба четные или} \\ & \text{же оба нечетные,} \\ -\frac{33,5}{A^{3/4}} \text{ Мэв}, & \text{когда одно из чисел } (A \text{ или } Z) \text{ чет-} \\ & \text{ное, другое нечетное.} \end{cases}$$

§ 117. Выход продуктов ядерной реакции. Эффективные сечения. Резонансные явления

Состав продуктов реакции определяется уравнением реакции, а количество получающихся продуктов реакции (их «выход») зависит: в случае обычных химических процессов — от концентрации и температуры реагирующих веществ, а в ядерных процессах — от числа и энергии налетающих частиц. Чем больше число налетающих частиц, тем большее количество ядер испытывает превращение. Зависимость выхода продуктов реакции от энергии налетающих частиц часто является сложной (для некоторых случаев она проанализирована ниже).

Для характеристики выхода ядерной реакции применяют два способа, которые на первый взгляд кажутся весьма различными, но в действительности связаны друг с другом. Когда облучаемое вещество взято в виде более или менее массивного куска, в котором задерживаются (рассеиваются) практически все налетающие частицы, то для характеристики выхода продуктов реакции указывают процент тех налетающих частиц, которые проникают в ядра и вызывают реакцию.

Например, при облучении куска лития Li^7 медленными дейтонами в среднем только один из 10^8 дейтонов попадает в ядро лития и вызывает его превращение. При облучении куска алюминия Al^{27} альфа-частицами с энергией около 8 Мэв толь-

ко одна из 10^5 альфа-частиц проникает в ядро и вызывает реакцию $Al^{27}(\alpha, p)Si^{30}$. В среднем одно ядерное превращение на $10^5 \sim 10^8$ бомбардирующих частиц является характерным выходом для многих ядерных реакций, вызываемых заряженными частицами с энергией, близкой к высоте кулоновского барьера ядра. Для несколько больших энергий налетающей частицы характерен выход реакции: одно превращение на $10^4 \sim 10^5$ бомбардирующих частиц. Когда энергия заряженной налетающей частицы составляет десятые доли высоты кулоновского барьера ядра, наблюдаются выходы реакции: одно превращение на $10^{10} \sim 10^{12}$ частиц и еще меньшие.

Очень многие реакции, вызываемые нейтронами больших и весьма больших энергий ($10 \sim 400$ Мэв), имеют выход: одно превращение на $10^6 \sim 10^7$ нейтронов. Что касается медленных и тепловых нейтронов, то выходы реакций, вызываемых ими, иногда относительно велики и для разных ядер отличаются нередко в десятки тысяч и даже миллионы раз.

Другой чаще применяемый способ характеристики выхода реакций имеет наибольшую наглядность в случае, когда облучению подвергается настолько тонкий слой вещества, что при воображаемом просвечивании его (в направлении облучения частицами) сечения отдельных ядер не перекрываются (рис. 417).

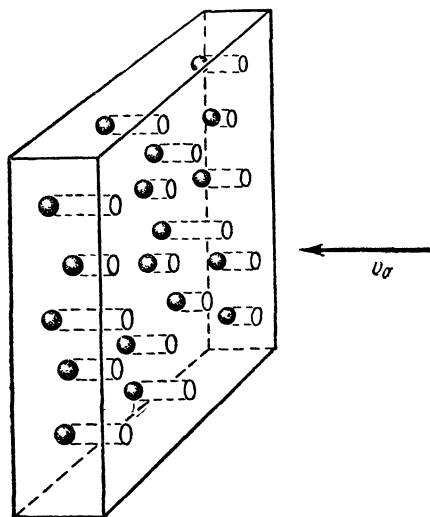


Рис. 417. К пояснению понятия «эффективное сечение ядра».

сечение ядер на 1 см^2 мишени равно $\sigma N \Delta x$. Отношение числа частиц, которые вызывают превращение ядер, к общему числу частиц, налетающих на 1 см^2 площади мишени, равно, очевидно, отношению $\sigma N \Delta x$ к 1 см^2 ; это же отношение определяет *вероятность* P , что налетающая частица вызовет превращение ядра (или, что то же, *выход реакции*):

$$P = \sigma N \Delta x. \quad (43)$$

Пусть плотность потока налетающих частиц есть $n_a \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2}$ и скорость их равна v_a . Тогда за 1 сек на 1 см^2 поверхности мишени

подвергается настолько тонкий слой вещества, что при воображаемом просвечивании его (в направлении облучения частицами) сечения отдельных ядер не перекрываются (рис. 417). Тогда выход реакции (число ядер, прореагировавших за 1 сек) характеризуют *эффективным сечением ядра*; это площадь σ , которую нужно было бы приписать ядру, чтобы можно было считать, что попадание налетающей частицы в диск площади σ обязательно вызывает рассматриваемую ядерную реакцию, а пролетание частицы около ядра вне площади диска σ не приводит к реакции.

Если N — число ядер в 1 см^3 мишени, то при толщине мишени Δx суммарное эффективное

падает $n_a v_a$ частиц; их доля P вызывает ядерные превращения. Стало быть,

$$\begin{array}{l} \text{число ядер, испытавших превращения} \\ \text{за 1 сек в слое площадью 1 см}^2 \\ \text{и толщиной } \Delta x \end{array} = (n_a v_a) \cdot \sigma N \Delta x. \quad (44)$$

За единицу эффективного сечения ядер принимают площадь 10^{-24} см², которую называют *барн*.

Эффективное сечение ядра легко вычисляется из формулы (43) по числу налетающих частиц, вызывающих в среднем одно ядерное превращение в достаточно тонкой мишени (т. е. по величине $\frac{1}{P}$).

Например, для реакции $Al^{27}(\alpha, p)Si^{30}$ при облучении альфа-частицами с энергией около 8 Мэв алюминиевой фольги, имеющей вес на каждый квадратный сантиметр 0,7 мг, наблюдается одно ядерное превращение на 2 млн. альфа-частиц, т. е. $P=0,5 \cdot 10^{-6}$. Так как масса атома алюминия $4,45 \cdot 10^{-23}$ г, то в указанной фольге имеется приблизительно $1,6 \cdot 10^{19}$ атомов [множитель $N \Delta x$ в (43)]; стало быть,

$$\sigma = \frac{0,5 \cdot 10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{19}} \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 = 0,03 \text{ барн.}$$

Для процесса поглощения налетающих частиц ядрами мишени, если через I обозначить интенсивность пучка ($I = n_a v_a$), уравнение (44) дает

$$-dI = I \sigma N dx$$

и после интегрирования

$$I = I_0 e^{-\sigma N x},$$

где I_0 — начальная интенсивность пучка налетающих частиц, а σ — эффективное сечение поглощения.

Сопоставляя эту формулу с (11) § 89, мы видим, что эффективное сечение поглощения, умноженное на число ядер в 1 см³ (эту величину обозначают $\Sigma_{\text{погл}}$ и называют *макроскопическим сечением поглощения*), представляет собой коэффициент поглощения μ . Так как объем грамм-атома, выраженный в см³, равен $\frac{A}{\rho}$, где ρ — плотность вещества в г/см³ и A — атомный вес, то $N = \frac{\rho N_{\text{Ав}}}{A}$, а следовательно,

$$\mu = \Sigma_{\text{погл}} = \frac{\rho N_{\text{Ав}}}{A} \sigma_{\text{погл}}.$$

Величина, обратная макроскопическому сечению поглощения, представляет собой длину свободного пробега налетающей частицы в поглощающем веществе

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_{\text{погл}}}.$$

Соответственно формуле (11') § 89 толщина слоев двукратного и десятикратного ослабления первоначальной интенсивности пучка равна:

$$x_1 = 0,7\lambda \quad \text{и} \quad x_1 = 2,3\lambda.$$

Одному и тому же ядру приходится приписывать разные эффективные сечения для различных реакций и для одной и той же реакции при различных энергиях налетающей частицы. Так как при небольших энергиях заряженной налетающей частицы вероятность ее проникновения в ядро невелика (она определяется квантовомеханическим эффектом просачивания частицы через кулоновский барьер ядра), то в этих случаях эффективные сечения ядер обычно составляют только небольшую долю геометрического сечения ядра. Но для реакций, которые вызываются поглощением нейтронов с тепловыми скоростями, эффективные сечения ядер нередко в сотни и тысячи раз превышают геометрическое сечение ядра, что свидетельствует об интенсивном взаимодействии нейтронов с ядрами, в особенности при некоторых, так называемых *резонансных* значениях энергии нейтрона, которые соответствуют квантовым переходам ядра с одного уровня энергии на другой.

Теоретическое вычисление эффективных сечений для различных ядерных реакций представляет собой довольно сложную квантовомеханическую задачу; эта задача с наибольшим успехом решена Брейтом и Вигнером и подробно рассматривается в специальных курсах ядерной физики. В простейших случаях (когда интенсивность ядерной реакции не увеличена резонансным совпадением энергий налетающих частиц с энергиями квантовых переходов составного ядра) для эффективного сечения ядер в реакции $A + a \rightarrow B + b$ получается формула, которая при некоторых упрощениях приобретает следующий вид:

$$\sigma_{A+a \rightarrow B+b} \approx K P_{\text{прос}} \frac{v_b}{v_a} (UV_{\text{яд}})^2; \quad (45)$$

здесь v_a и v_b — скорости налетающей и выброшенной частиц, U — средняя энергия взаимодействия, которая ориентировочно имеет величину порядка глубины потенциальной ямы ядра и $V_{\text{яд}}$ — объем ядра; коэффициент $P_{\text{прос}}$ связан с вероятностью просачивания частиц a и b через кулоновский барьер и при большой его высоте (для средних и тяжелых ядер) приближенно равен произведению $P_a P_b$, где

$$P_a \approx e^{-\frac{2\pi^2 Z z_a e^2}{h v_a}} \quad \text{и} \quad P_b \approx e^{-\frac{2\pi^2 Z z_b e^2}{h v_b}}.$$

Если частица a или b — нейтрон, то соответственно $z_a = 0$ или $z_b = 0$.

На рис. 418 приведены кривые, характеризующие вероятность просачивания протона через кулоновский барьер легкого, среднего и тяжелого ядер; на оси абсцисс отложены отношения кинетической энергии протона к высоте кулоновского барьера $V_{кул}$ (§ 116).

Из этого рисунка видно, что для средних ядер при $E_p = \frac{1}{2} V_{кул}$ вероятность просачивания через барьер весьма мала и составляет доли процента, а для тяжелых ядер она еще меньше.

Константа K в формуле (45) не зависит от энергий частиц a и b , но зависит от спина ядра и выброшенной частицы, а именно: если частицей b является фотон, то величина K пропорциональна $2 \cdot (2I_B + 1)$, где I_B — спин (в единицах $\frac{h}{2\pi}$)

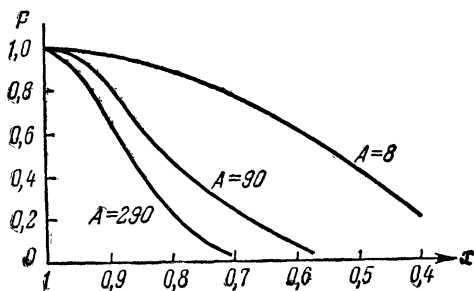


Рис. 418. Вероятность просачивания протона через кулоновский барьер легкого, среднего и тяжелого ядер.

ядра B ; если же выбрасываемая частица имеет спин I_b , то величина K пропорциональна произведению $(2I_B + 1)(2I_b + 1)$.

Из формулы (45) следует, что для реакций, вызываемых медленными нейтронами и проходящих с более или менее значительным

выделением энергии ($Q \gg 0$), эффективное сечение уменьшается приблизительно обратно пропорционально скорости налетающего нейтрона. Действительно, в этом случае энергия выбрасываемой частицы определяется в основном энергетическим эффектом реакции Q и очень мало зависит от небольшой энергии налетающего нейтрона. Поэтому при изменении скорости нейтрона, вызывающего реакцию $v_a (=v_n)$, скорость выброшенной частицы v_b остается почти постоянной и, следовательно, почти постоянным множителем P_b , а $P_a = 1$. Таким образом, для реакций (n, p) , (n, d) , (n, α) , (n, γ) , (n, f) ,

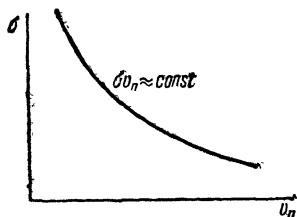


Рис. 419. Характерная для реакций, вызываемых медленными нейтронами (при $Q \gg 0$), зависимость эффективного сечения от скорости нейтронов

$$\left(\text{«закон } \frac{1}{v} \text{»} \right).$$

вызываемых медленными и тепловыми нейтронами при $Q \gg 0$:

$$\sigma \approx \frac{\text{const}}{v_n}, \tag{46}$$

где v_n — скорость нейтрона (рис. 419).

Этот закон $1/v_n$ подтвержден измерениями выхода реакций, вызываемых медленными нейтронами. Быстрое возрастание

эффективного сечения с уменьшением скорости нейтрона можно объяснить тем, что чем медленнее движется нейтрон, тем дольше он остается вблизи встретившегося ему на пути ядра и тем больше вероятность, что он проникнет в это ядро и вызовет его превращение. В соответствии с формулой (44) число ежесекундно превращающихся под действием медленных нейтронов ядер оказывается не зависящим от скорости нейтронов и определяется только плотностью потока нейтронов.

Совершенно иная зависимость эффективного сечения от скорости налетающих частиц получается для реакций, также проходящих со значительным выделением энергии ($Q \gg 0$), но вызываемых не нейтронами, а заряженными частицами. В этом случае множитель P_a , связанный с проникаемостью кулоновского барьера, для налетающей частицы уже не равен единице, а меньше ее; при малых энергиях налетающей частицы множитель P_a чрезвычайно мал и приближается к единице только при весьма больших ее энергиях. Поэтому для реакций, проходящих со значительным выделением энергии ($Q \gg 0$) и вызываемых заряженными частицами, например для

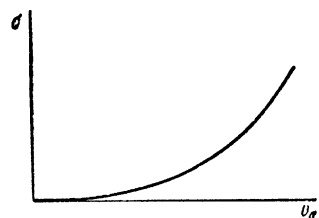


Рис. 420. Характерная для реакций, вызываемых заряженными частицами (при $Q \gg 0$), зависимость эффективного сечения от скорости налетающей частицы.

реакций (p, n) , (d, n) , (α, n) , (p, γ) и т. п., эффективное сечение при малых скоростях налетающих частиц является ничтожно малым и возрастает с увеличением их скорости (рис. 420).

Для реакций, требующих затраты энергии ($Q < 0$) и имеющих поэтому порог, зависимость σ от v_a является еще более резкой, причем при энергиях налетающей частицы, меньших порогового $\sigma = 0$.

Если переписать уравнение (45) для обратного процесса $B + b \rightarrow A + a$ и составить отношение эффективных сечений, то ряд множителей сокращается и получается (без учета влияния спинов):

$$\frac{\sigma_{A+a \rightarrow B+b}}{\sigma_{B+b \rightarrow A+a}} \approx \left(\frac{m_b v_b}{m_a v_a} \right)^2.$$

Например, если прямой процесс $A + a \rightarrow B + b$ представляет собой радиационный захват теплового нейтрона с импульсом порядка $\frac{0,003}{c} Mэв$, причем образующееся ядро испускает гамма-фотон с импульсом $\frac{Q}{c}$ порядка $\frac{10}{c} Mэв$, то эффективное сечение для обратной реакции, т. е. для фотоотщепления нейтрона от ядра B , можно получить из сечения для захвата нейтрона, разделив последнее на отношение $\left(\frac{10}{c} : \frac{0,003}{c} \right)^2$, т. е. на 10^7 . Из этого примера видно, что для реакций

захвата $A + a \rightarrow B + \gamma$ и фотоотщепления $B + \gamma \rightarrow A + a$ эффективные сечения будут приблизительно одинаковы только в том случае, если реакция захвата проходит с самым незначительным выделением энергии.

Когда энергия налетающей частицы E_a равна резонансной (т. е. когда сумма $E_A + E_a$ точно соответствует одному из квантовых уровней составного ядра C), то формула (45) становится неприменимой. В этом случае, который называют *резонансным поглощением* частицы a , эффективное сечение превышает вычисленное по формуле (45) в сотни — тысячи раз (рис. 421).

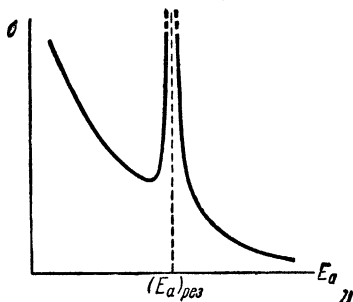


Рис. 421. Характерный резонансный пик эффективного сечения.

Так, поперечное сечение ядра кадмия для захвата медленных нейтронов при резонансном значении энергии нейтрона 0,176 эв достигает величины $\sigma = 7800 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (это эффективное сечение в 4500 раз больше геометрического сечения ядра атома кадмия), но при увеличении энергии нейтронов всего на 0,2 эв эффективное сечение кадмия уменьшается почти в 10 000 раз. (Нейтрон захватывается ядром изотопа Cd^{113} ; в природной смеси изотопов кадмия указанный изотоп составляет 12%; в пересчете на ядра Cd^{113} резонансное эффективное сечение составляет почти $65\,000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.)

§ 118. Цепной процесс деления ядер. Активно делящиеся вещества. Ядерные реакторы

Самый большой энергетический эффект превращения отдельного ядра порядка $200 \text{ Мэв} = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ эрг}$, наблюдаемый при делении ядер урана (§ 95), ничтожно мал в сравнении с макроскопическими количествами энергии. На каждое едва заметное движение век мы затрачиваем работу, приблизительно в миллион раз большую, чем энергия, выделяющаяся при делении одного ядра урана.

Однако в годы второй мировой войны был найден способ освобождения таких количеств атомной энергии, которые огромны даже в сопоставлении с энергией, используемой в современной мощной технике. Освобождение атомной энергии в больших количествах оказалось возможным благодаря осуществлению *цепных ядерных реакций*.

Задача состояла в том, чтобы изыскать и создать условия, при которых превращение отдельного ядра, происходящее с выделением энергии, автоматически влекло бы за собой аналогичное превращение других таких же ядер. В результате такого непрерывно развивающегося процесса превращений суммарная энергия может достигнуть очень больших значений. Для примера приведем значение энергии, выделяющейся при делении всех ядер, содержащих-