

4. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

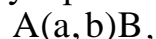
4.1. Классификация ядерных реакций

Ядерные реакции – вынужденные превращения ядер, сопровождающиеся генерацией новых частиц, при взаимодействии с частицами, γ -квантами или друг с другом при сближении до расстояний, на которых проявляются ядерные силы.

Запись реакции производится в форме, аналогичной записи химических реакций:

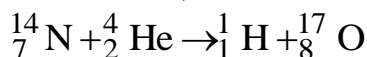


или в укороченной форме

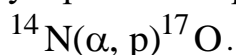


где a – бомбардируемая частица, A – ядро мишени, b – вылетающая частица, B – ядро-продукт (или конечное ядро).

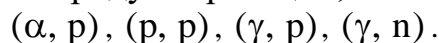
Полная запись ядерной реакции содержит символы элементов, число зарядов и массовые числа. Например, первую реакцию осуществленную Резерфордом в 1919 г., можно записать в полном виде



или в укороченной форме



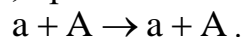
Если речь идет об общем типе реакции, безотносительно к частному виду мишени продукта реакции, то запись производится в виде:



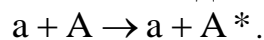
Первая буква в скобке обозначает тип налетающей частицы, буква (или буквы) после запятой показывает, какие частицы образуются в результате реакции помимо ядра отдачи.

Столкновение бомбардирующей частицы с ядром мишени может вызвать различные эффекты.

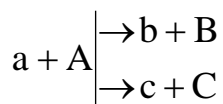
Упругое рассеяние – взаимодействие, при котором частица и ядро сохраняют свою индивидуальность, и происходит только перераспределение их кинетической энергии. Движение частиц после взаимодействия подчиняется законам упругого удара. Состав и внутренняя энергия ядра, так же как и вид частицы, при этом не меняются:



Неупругое рассеяние. В этом случае вылетает частица того же вида, что и падающая, но конечное ядро оказывается в возбужденном состоянии, что обозначается звездочкой. Состав ядра при этом также не меняется:



Собственно ядерная реакция – превращение, при котором изменяются внутренние свойства и состав ядра мишени, и вылетает новая частица:



Ядерные реакции обычно классифицируют в соответствии с природой бомбардирующих частиц, вызывающих реакции:

ядерные реакции под действием нейтронов,

ядерные реакции под действием заряженных частиц (протонов, α -частиц, дейтронов),

ядерные реакции под действием γ -квантов, или фотоядерные реакции.

Последние обусловлены электромагнитным, а не ядерным взаимодействием, но так как они приводят к преобразованию ядер, их также относят к ядерным реакциям. Некоторые ядерные реакции принято различать в соответствии с характером превращения: кулоновское возбуждение ядра, деление ядер, синтез ядер, процессы множественного рождения частиц. Кроме того, разделяют ядерные реакции, идущие на легких ядрах ($A < 50$), средних ($50 < A < 100$) и тяжелых ($A > 100$), а также ядерные реакции при малых (меньше 1 кэВ), средних (от 1 кэВ до 1 МэВ), больших (от 1 до 100 МэВ) и высоких (больше 100 МэВ) энергиях. Приведенные границы областей достаточно условны.

4.2. Законы сохранения в ядерных реакциях

Закономерности ядерных реакций определяются законами сохранения, которым они подчиняются.

Выполняются следующие точные законы сохранения:

сохранение электрического заряда;

сохранение полного числа нуклонов (в реакциях без образования античастиц);

сохранение полной энергии;

сохранение импульса;

сохранение момента количества движения.

Выполняются и другие законы сохранения:

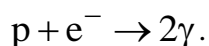
при пренебрежении слабыми взаимодействиями – закон сохранения четности волновой функции;

при пренебрежении электромагнитными взаимодействиями – закон сохранения изотопического спина.

Рассмотрим особенности применения этих законов к ядерным реакциям.

Закон сохранения электрического заряда. Как показывает опыт, во всех без исключения ядерных реакциях суммарный электрический заряд частиц, вступающих в реакцию, равен суммарному электрическому заряду продуктов реакции.

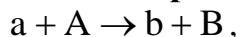
Закон сохранения полного числа нуклонов. В ядерных реакциях без образования античастиц сохраняется полное число нуклонов. Закон сохранения числа нуклонов свидетельствует, о том, что протон не может аннигилировать с электроном, т. е. запрещаются реакции вида



Это определяет невозможность «аннигиляции» атома водорода и стабильность нашего мира.

В изолированной системе сохраняются полная энергия и полный импульс. Систему из двух соударяющихся ядерных частиц можно считать изолированной (замкнутой), так как остальные ядра вещества удалены на расстоянии порядка 10^{-8} см, а размеры самих ядер малы (10^{-12} см).

Закон сохранения полной энергии для реакции типа



может быть записан в виде

$$m_a c^2 + T_a + m_A c^2 + T_A = m_b c^2 + T_b + m_B c^2 + T_B,$$

где $m_i c^2$ – энергии покоя частицы или ядра, T_i — их кинетические энергии.

Обозначим сумму кинетических энергий исходного ядра и налетающей частицы через $T_1 = T_a + T_A$, а сумму их энергий покоя через

$$E_1 = m_a c^2 + m_A c^2.$$

Соответственно сумму кинетических энергий продуктов реакции обозначим как $T_2 = T_b + T_B$ и их энергий покоя

$$E_2 = m_b c^2 + m_B c^2.$$

Тогда закон сохранения энергии можно записать в виде

$$E_1 + T_1 = E_2 + T_2.$$

Превращение ядер в процессе реакции сопровождается изменением их внутренней энергии и, следовательно, массы покоя ядер. Разность энергий покоя называется **энергией реакции** и обозначается Q :

$$Q = (m_a + m_A) c^2 - (m_b + m_B) c^2 = T_2 - T_1.$$

Когда $Q > 0$, в результате реакции выделяется кинетическая энергия за счет уменьшения энергии покоя. Такая реакция называется **экзоэнергетической** и может идти при любой кинетической энергии падающей частицы, достаточной для преодоления потенциального барьера.

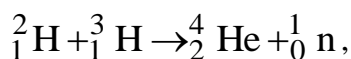
При $Q < 0$ реакция идет с уменьшением кинетической энергии, за счет которой возрастает энергия покоя. Такая реакция называется **эндоэнергетической** и может идти только при больших энергиях падающей частицы, превышающих некоторое пороговое значение $T_{a \min}$. Значение $T_{a \min}$ можно получить, решая совместно уравнения для сохранения энергии и импульса

$$T_{a \min} = |Q| \frac{m_a + m_A}{m_A}.$$

В случае эндоэнергетических реакций, идущих под действием γ -квантов $T_{\gamma \min} = |Q|$.

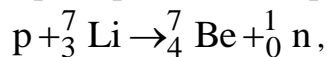
Когда $Q = 0$, происходит упругое рассеяние, при котором сохраняется не только полная, но и кинетическая энергия, а значит и энергия покоя (т.е. масса частиц).

Примером экзоэнергетической реакции может служить реакция



в которой кинетическая энергия ядра гелия и нейтрона равна 17,6 МэВ. Однако эта реакция из-за необходимости преодолевать кулоновский потенциальный барьер идет с заметной вероятностью только при энергиях дейтрона $\geq 0,2$ МэВ.

Примером эндонергетической реакции может служить реакция



где $Q = -1,65$ МэВ.

Закон сохранения импульса для реакции, сопровождающейся вылетом частицы «b» ($a + A \rightarrow b + B$), имеет вид:

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B.$$

Обычно предполагается, что ядро-мишень покоится, т. е. $\vec{p}_A = 0$.

Пользуясь законами сохранения энергии и импульса, можно определить связь между угловым и энергетическим распределением продуктов реакции. Например, для обычного случая, изображенного на рисунке 4.1, закон сохранения энергии имеет вид

$$\frac{m_a v_a^2}{2} + Q = \frac{m_b v_b^2}{2} + \frac{M_B v_B^2}{2}.$$

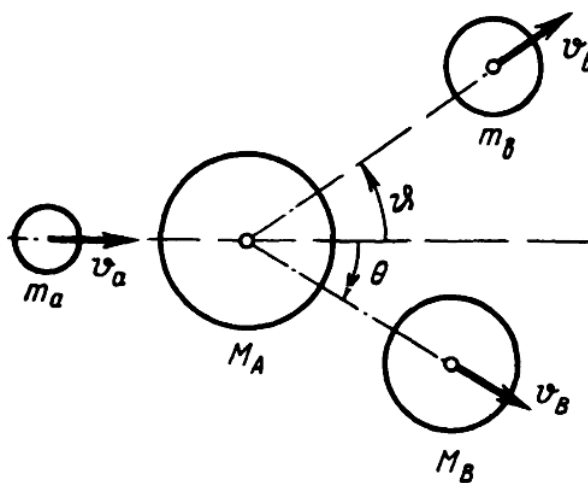


Рисунок 4.1 – Схема ядерной реакции

Закон сохранения импульса может быть записан в виде двух уравнений для проекций импульса на оси x и y . Если ось x направлена вдоль v_a , то

$$m_a v_a = m_b v_b \cos \vartheta + M_B v_B \cos \theta,$$

$$0 = m_b v_b \sin \vartheta - M_B v_B \sin \theta.$$

Решая систему из трех последних уравнений для четырех параметров: v_a , v_b , ϑ , θ – можно найти, например, связь скоростей частиц b и B при данных

углах их вылета ϑ и θ , а также найти связь угла вылета одной из частиц – продуктов с углом вылета второй частицы и скоростями.

При ядерной реакции сохраняется **суммарный момент количества движений взаимодействующих частиц** (под частицами мы здесь понимаем также и ядра – мишени и отдачи) и проекция его на выбранное направление, например,

$$\vec{I}_1 = \vec{i}_a + \vec{I}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{i}_b + \vec{I}_B + \vec{l}_{bB} = \vec{I}_2,$$

где \vec{i}_a , \vec{I}_A , \vec{i}_b , \vec{I}_B – спины соответствующих частиц и ядер; \vec{l}_{aA} , \vec{l}_{bB} – орбитальные моменты соответствующих пар частиц, характеризующие их относительное движение.

Применение закона сохранения момента количества движения с учетом того, что векторы (\vec{i} , \vec{I} , ...) являются квантовомеханическими величинами, приводит к определенным правилам отбора.

Перечисленные пять законов сохранения справедливы и в ядерных превращениях типа радиоактивных распадов (α - и β -распады), а также в любых взаимодействиях между элементарными частицами.

Закон сохранения четности выполняется только в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Для ядерных реакций типа $a + A \rightarrow b + B$ закон сохранения четности записывается в виде

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}},$$

где P_a , P_A , P_b , P_B – внутренние четности взаимодействующих и образующихся частиц и ядер; l_{aA} , l_{bB} – орбитальные моменты пар частиц (a, A) и (b, B).

Внутренней функцией четности частицы (атома) называется следующее свойство: постоянство знака ее волновой функции Ψ координат x , y , z при отражении координат. В некоторых возбужденных состояниях частица (ядро) является внутренне нечетной.

Применение закона сохранения четности также приводит к некоторым правилам отбора.

Ядерные силы инвариантны по отношению к вращению в изотопическом пространстве, т. е. характер взаимодействия не зависит от сорта нуклона. Это свойство называется «**изотопической инвариантностью**» взаимодействия. Однако оно не относится к электромагнитным взаимодействиям частиц и нарушается, если их учитывать. Ситуация здесь аналогична инвариантности взаимодействия относительно вращения в обычном трехмерном пространстве, приводящей к закону сохранения момента количества движения.

Проекция изотопического спина на ось ζ для ядра определяется выражением

$$\tau_\zeta = \frac{Z - N}{2}.$$

Следовательно, полное значение изотопического спина может быть только больше этой величины:

$$\tau \geq \frac{Z - N}{2}.$$

Опыт изучения ядерных реакций, обусловленных сильными взаимодействиями, показывает, что в них выполняется закон сохранения изотопического спина, который приводит к определенным правилам отбора по изотопическому спину. Так, например, α -частица ($\tau = 0$) может быть испущена ядром только в том случае, если его начальное и конечное состояния имеют одинаковые значения изотопического спина.

4.3. Сечения и выход ядерных реакций

Совокупность частиц и ядер, вступающих в реакцию, называют **входным каналом** ядерной реакции, а получающихся в результате реакции – **выходным каналом**. При одних и тех же начальных условиях результат ядерного превращения бывает неодинаковым, т. е. одному входному каналу соответствует несколько выходных. При изучении ядерных реакций важно знать их уравнения и возможные выходные каналы протекания реакции. Однако их вид не позволяет определить количество прореагировавших частиц и определить вероятность протекания реакции по определенному каналу, которая описывается **эффективным сечением реакции** или **микроскопическим сечением** σ .

Рассмотрим понятия, которые характеризуют поле частиц, налетающих на ядро и производящих ядерные реакции.

Плотность частиц n – это количество частиц, находящихся в единице объема, например в 1 см^3 . Размерность этой величины – $1/\text{см}^3$.

Плотность потока частиц Φ – это число частиц, пересекающих поверхность площадью 1 см^2 за одну секунду. По определению $\Phi = nV$, где V – средняя скорость движения частиц. Размерность этой величины – число частиц/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Флюенс частиц – это интеграл от плотности потока частиц за определенный промежуток времени, т. е. $F = \int \Phi(t) dt$.

При облучении образца какими-либо частицами число происходящих в образце в течение 1 с ядерных реакций N_p пропорционально числу ядер в образце N и плотности потока частиц Φ :

$$N_p = \sigma N \Phi.$$

Коэффициент пропорциональности в этом выражении σ называется **эффективным сечением реакции** (если точнее – это **эффективное микроскопическое сечение реакции**, относящееся к одному ядру вещества). Значение этого коэффициента зависит от вида реакции и от энергии вызывающих реакцию частиц. Величину σ выражают в единицах площади, например в квадратных сантиметрах (см^2). Поскольку значения σ очень маленькие, сравнимые с площадью поперечного сечения атомного ядра, то для удобства введена специаль-

ная внесистемная единица измерения **барн** (б): $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$. Значения эффективных сечений различных ядерных реакций, соответствующих различным энергиям первичных частиц, приводят в специальных справочниках. Они могут принимать в разных случаях самые различные значения – от ничтожных долей барна до миллионов барн.

Сечения реакций с различными выходными каналами (например (p, n), (p, d) и т. д.) называются парциальными сечениями и обозначаются σ_i . Часто в данной реакции выделяют сечения процессов приводящих к возбуждению различных состояний конечных ядер. Такие сечения также называют парциальными. Полное сечение реакций складывается из всех парциальных сечений реакций, возможных при данной энергии

$$\sigma = \sum_i \sigma_i .$$

Для количественного описания ядерных реакций потока частиц со всеми ядрами образца с некоторым объемом вводят **макроскопическое сечение реакции** (см^{-1}), представляющее собой произведение числа ядер (атомов) в единице объема $N_{\text{я}}$ (ядер/ см^3) или **ядерной плотности** на микроскопическое сечение σ (см^2):

$$\Sigma = \sigma N_{\text{я}} .$$

Ядерную плотность определяют по формуле:

$$N_{\text{я}} = N_A \frac{\rho}{A} ,$$

где $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ ядер/(г·атом) – число Авогадро, A – атомная масса, ρ – плотность вещества.

Физически Σ – это мера вероятности взаимодействия частицы с ядрами вещества при пробеге расстояния в 1 см. Когда речь идет о взаимодействии γ -квантов с веществом, Σ называют **коэффициентом линейного ослабления** $\mu = \Sigma$. В расчетах используют **линейный** μ (см^{-1}) и **массовый коэффициенты** ($\text{см}^2/\text{г}$):

$$\chi = \mu / \rho ,$$

где ρ – плотность вещества, $\text{г}/\text{см}^3$.

Число ядерных реакций, происходящих в единице объема за единицу времени, называют **скоростью или выходом реакции** i -го типа Y_i ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). Выход ядерной реакции в конкретной среде при данной скорости (энергии) взаимодействующих частиц и ядер прямо пропорционален количеству частиц и ядер в единице объема, скорости частиц (в общем случае с учетом скорости ядер) и микроскопическому сечению рассматриваемой реакции:

$$Y_i = n V \sigma_i N_{\text{я}} = \Phi \Sigma_i = \Phi / \lambda_i ,$$

где n – плотность частиц, см^{-3} ; $N_{\text{я}}$ – концентрация ядер, см^{-3} ; V – скорость частиц относительно ядер, $\text{см}/\text{с}$; $\Phi = nV$ – плотность потока нейтронов,

нейтрон/(см² · с); σ_i, Σ_i – микро- и макроскопическое сечения i -й реакции, см² и см⁻¹; λ_i – длина пробега частицы в i -й реакции, см.

Длина свободного пробега частицы λ – среднее расстояние, которое проходит частица между двумя актами взаимодействия. Оно обратно пропорционально макроскопическому сечению, так как чем больше вероятность взаимодействия частицы с ядром на единице пути (чем больше Σ), тем меньшее расстояние она пройдет до очередного взаимодействия:

$$\lambda = \Sigma^{-1}.$$

Важной характеристикой реакции является зависимость эффективного сечения от энергии падающей частицы:

$$\sigma = f(E),$$

которая называется **функцией возбуждения ядерной реакции**.

Для заряженной и незаряженной частиц эти зависимости коренным образом различаются, что связано с существованием потенциальных барьеров для налетающих частиц: кулоновского для заряженных и центробежного как для заряженных, так и для нейтральных частиц.

Высотой кулоновского барьера называют величину энергии кулоновского отталкивания при минимальном расстоянии между частицей и ядром ($r = R_a + R_A$) (рисунок 4.2):

$$V_{\text{кул}} = E_{\text{кул}}(r) = \frac{Z_a Z_A q^2}{R_a + R_A},$$

где Z_a, Z_A – величины зарядов налетающей частицы и ядра, соответственно, выраженные в единицах элементарного заряда; q – элементарный электрический заряд; R_a, R_A – радиусы частицы и ядра соответственно.

Высотой центробежного барьера называют величину центробежной энергии, соответствующей движению частицы вблизи ядра под действием ядерных сил притяжения по окружности радиуса $r = R_a + R_A$ с постоянной скоростью (рисунок 4.3):

$$V_{\text{цб}} = E_{\text{цб}}(r) = \frac{\hbar^2 \ell \cdot (\ell + 1)}{2\mu(R_a + R_A)^2},$$

где $\hbar = h/(2\pi)$ – постоянная Планка; ℓ – квантовое число, соответствующее механическому моменту относительного движения частицы и ядра;

$\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}$ – приведенная масса взаимодействующих частиц.

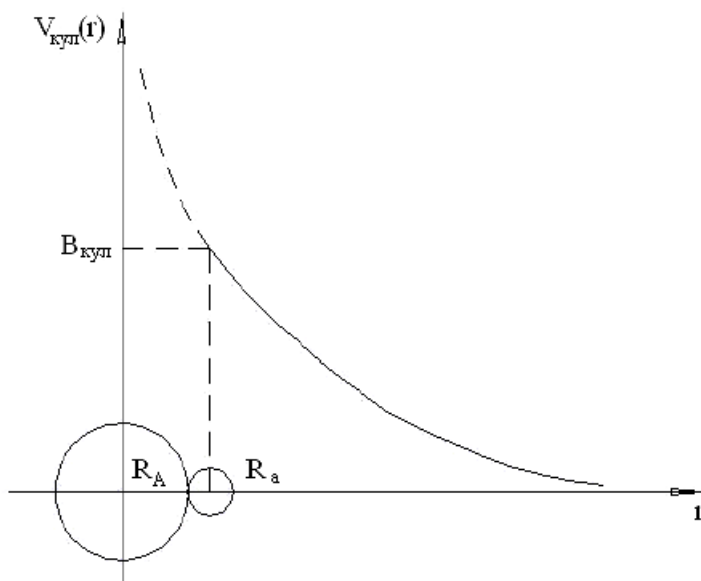


Рисунок 4.2

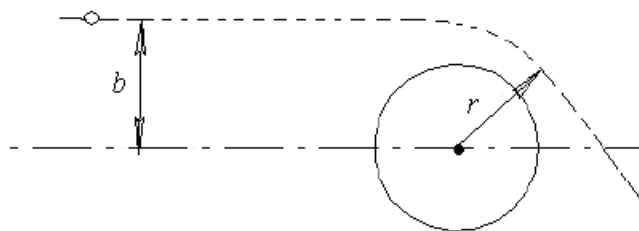


Рисунок 4.3

Центробежный барьер препятствует протеканию ядерных превращений под действием быстрых частиц, т. к. высота барьера увеличивается с ростом энергии налетающих частиц в соответствии с выражением:

$$V_{\text{цб}} \sim \tilde{T}^{(a)} = \frac{m_A}{m_A + m_a} \cdot T_a = \frac{m_A}{m_A + m_a} \cdot \frac{m_a V_a^2}{2} = \frac{\mu V_a^2}{2}.$$

В таблице 4.1 приведены значения высоты кулоновского и центробежного барьеров для протона ($Z_a = 1$) с орбитальным квантовым числом $\ell = 1$ в различных ядрах.

Таблица 4.1 – Значения высоты кулоновского и центробежного барьеров для протона в различных ядрах

Ядро	$V_{\text{цб}}$, МэВ	$V_{\text{кул}}$, МэВ	Ядро	$V_{\text{цб}}$, МэВ	$V_{\text{кул}}$, МэВ
${}^1_1\text{H}$	20	1	${}^{119}_{50}\text{Sn}$	0,8	10
${}^7_3\text{Li}$	5,5	1,5	${}^{238}_{92}\text{U}$	0,4	15
${}^{16}_8\text{O}$	3,2	3,5			

Сравнение приведенных значений $V_{\text{кул}}$ и $V_{\text{цб}}$ показывает, что центробежный барьер превосходит кулоновский только для самых легких ядер. Таким образом на протекание ядерных реакций под действием заряженных частиц, особенно с невысокими энергиями, в первую очередь влияет кулоновское отталкивание ядра и частицы. Ядерная реакция под действием заряженной частицы может проходить эффективно при условии, что кинетическая энергия $\tilde{T}^{(a)}$ относительного движения частицы a и ядра A будет не меньше высоты кулоновского барьера, т. е. при $\tilde{T}^{(a)} \geq V_{\text{кул}}$.

У нейтронов кулоновский барьер отсутствует, а центробежный барьер возникает ($\ell_{\text{max}} = 1$) при их энергии порядка $\tilde{T}^{(n)} \approx 1$ МэВ.

Для нейтронов с низкими энергиями $\tilde{T}^{(n)} < 1$ МэВ отсутствует и центробежный барьер, но для них вероятность проникновения в ядро также существенно меньше единицы, что обусловлено проявлением волновых свойств нейтронов.

Так как нейтрон не имеет заряда, он может приблизиться к ядру на любое расстояние, не испытывая при этом отталкивания. Экзотермические ядерные реакции, т. е. реакции, для которых $Q > 0$, могут протекать под действием нейтронов с относительно низкой энергией. Поскольку с уменьшением скорости нейтронов вероятность нахождения их вблизи ядра возрастает, сечение реакций захвата нейтронов σ будет обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/V$):

$$\sigma \approx \frac{1}{V} \approx \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Графически этот закон представлен на рисунке 4.4 (верхняя кривая).

С точки зрения полуклассической механики полное сечение реакции с участием нейтрона пропорционально размеру ядра-мишени и размеру бомбардирующей частицы – нейтрона – определяемой ее длиной волны:

$$\sigma_{\text{общ}} = \pi(R + \lambda)^2.$$

Поскольку длина волны де Бройля частицы λ стремится к бесконечности при стремлении энергии частицы к нулю, сечения нейтронов при низких энергиях могут быть очень большими.

Совсем по другому выглядит энергетическая зависимость сечения ядерной реакции для заряженных частиц.

Схема взаимодействия заряженной частицы с ядром как представлена на рисунке 4.5. При приближении частицы к ядру-мишени, она начинает чувствовать кулоновское поле и отклоняется. Как следствие, диапазон столкновений соответствует меньшему диапазону параметров взаимодействия. Если частица исходно имеет энергию E , то на расстоянии самого близкого подхода к ядру r , кинетическая энергия частицы будет $E - V_{\text{кул}}$, где $V_{\text{кул}}$ – кулоновский барьер частицы. При этом полное сечение реакции определяется выражением:

$$\sigma_{\text{общ}} = \pi R^2 \left(1 - \frac{V_{\text{кул}}}{E} \right).$$

Последнее выражение применимо, если $E > V_{\text{кул}}$. Причем сечение ядерной реакции, вызванной заряженной частицей, с ростом энергии возрастает (рисунок 4.4, нижняя кривая).

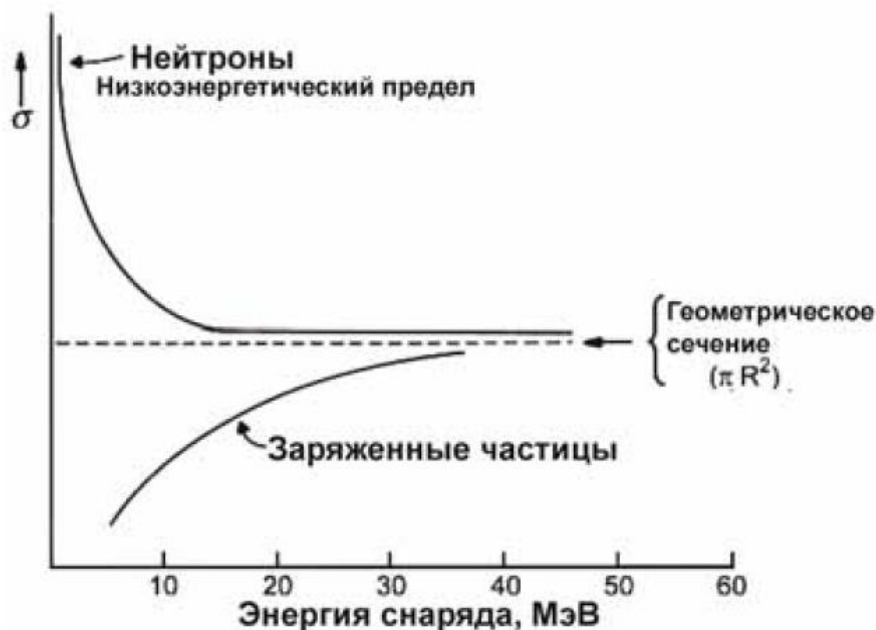


Рисунок 4.4

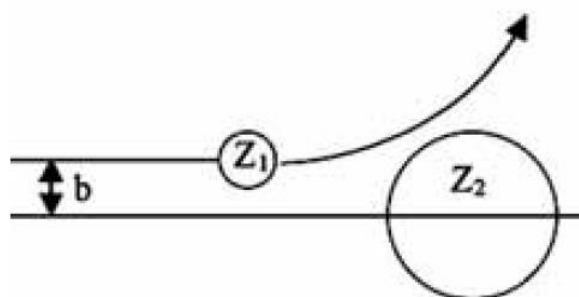


Рисунок 4.5

При взаимодействии нейтронов с ядрами проявляются волновые свойства этих частиц, и эффективные сечения имеют резонансный характер зависимости от энергии. На рисунке 4.6 представлена зависимость сечения ядерной реакции от энергии нейтронов. Изменение этого сечения имеет резонансный пикообразный характер. На некоторых интервалах энергий сечение сначала резко возрастает, достигает максимального значения при резонансной энергии, а затем резко падает.

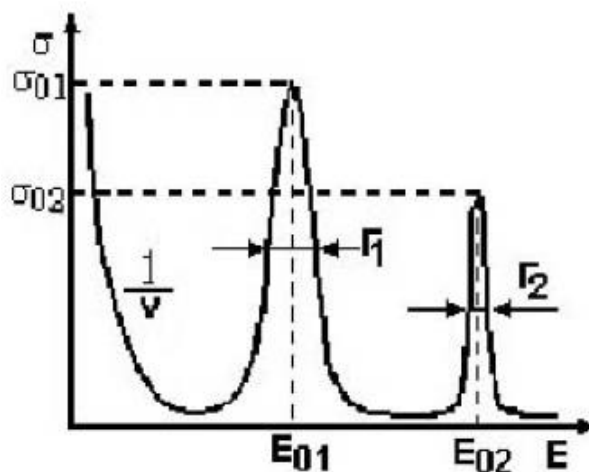


Рисунок 4.6

С увеличением энергии высота пиков, соответствующих возбуждённым состояниям, уменьшается, а энергетические уровни расширяются. При большой энергии расстояние между энергетическими уровнями ядер становится меньше разрешения измерительных приборов и уровни не разделяются. Вследствие этого сечение σ , измеренное экспериментально, начинает убывать, почти монотонно приближаясь к геометрическому сечению ядра.

В случае низкоэнергетических нейтронов закон $1/V$ выполняется для большинства ядер. Отклонения от него наблюдаются в области энергий 1...100 эВ, где на кривой $\sigma(V)$ имеются максимумы (резонансные пики).

Появление резонансов на зависимости $\sigma(E)$ является характерной особенностью реакций, идущих с образованием составного ядра. Физической причиной появления резонансов при взаимодействии нейтронов с ядрами служит наличие дискретной системы уровней у связанной системы нейтрон – ядро-мишень, которой является составное ядро. Сечение образования составного ядра должно определяться длиной волны де Бройля для нейтрона, которая представляет некоторый эффективный радиус взаимодействия движущейся частицы с точечными объектами при возникновении связанного состояния. Длина волны нейтрона обратно пропорциональна его скорости и при малых значениях кинетической энергии нейтрона может быть очень большой. Вместе с тем образование составного ядра возможно только при определенном значении кинетической энергии нейтрона в пределах естественной ширины уровня. За пределами этого узкого интервала энергии составное ядро не образуется и длина волны нейтрона уже не играет роли, а сечение потенциального рассеяния при этом определяется только геометрическими размерами ядра и равно $4\pi R^2$ (1...10 барн), где R – радиус ядра. В итоге зависимость сечения от энергии нейтрона приобретает резонансный характер (см. рисунок 4.6).

Полная ширина резонанса Γ определяется по уровню половины его высоты (рисунок 4.6) и связана со средним временем жизни возбужденного уровня соотношением неопределенностей $\Gamma\tau = \hbar$. Ширина резонанса $\Gamma \approx 7 \cdot 10^{-2}$ эВ, если $\tau = 10^{-14}$ с. Если же $\tau \rightarrow \infty$, то имеем стационарное состояние, а для стационарного уровня $\Gamma \rightarrow 0$.

Составное ядро может распадаться по различным каналам: с испусканием нейтрона (n); γ -кванта (γ); может испытать деление (f); распасться с испусканием протона или α -частицы и т. д. по любому из возможных каналов, каждый из которых имеет свою парциальную ширину. Вероятности этих процессов различны, но полная вероятность λ распада составного ядра в единицу времени (постоянная распада) равна

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_f + \dots,$$

а постоянная распада связана со средним временем жизни соотношением

$$\lambda = 1/\tau.$$

Следовательно

$$\Gamma = \hbar/\tau = \hbar\lambda = \hbar(\lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_f + \dots) = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \dots,$$

т. е. полная ширина уровня складывается из парциальных ширин, которые пропорциональны относительным вероятностям распада по соответствующим каналам. Вероятность же распада по данному каналу j определяется отношением

$$p_j = \Gamma_j/\Gamma.$$

Значения Γ , Γ_n , Γ_γ , Γ_f являются параметрами конкретного резонанса, которые определяются экспериментально.

Резонансы называются уединенными (неперекрывающимися), если расстояние между соседними уровнями $D \gg \Gamma$. Уединенные резонансы описываются формулой Брейта-Вигнера, которая определяет сечение образования промежуточного возбужденного ядра на первой стадии процесса

$$\sigma_0 = \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n\Gamma}{(\Gamma - T_{\text{рез}})^2 + (\Gamma/2)^2},$$

где выражение $(\Gamma - T_{\text{рез}})^2$ определяет поведение резонанса и называется резонансным членом.

При точном резонансе, когда $T = T_{\text{рез}}$, сечение

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}.$$

4.4. Механизмы ядерных реакций

Поскольку в настоящее время отсутствует завершенная и вполне строгая теория ядерных реакций, то течение ядерных реакций аппроксимируют различными упрощенными механизмами или моделями, которые, дополняя друг друга,

га, удовлетворительно описывают главные характеристики и параметры процессов того или иного типа при определенных допущениях.

Ниже представлены основные модели ядерных реакций.

1. Механизм составного (компаунд) ядра Бора. Он основан на предположении о том, что реакция протекает в две стадии с образованием промежуточного возбужденного ядра:



Механизм составного ядра предполагает, что время протекания реакции значительно больше характерного ядерного времени (времени пролета частицы через ядро $\sim 10^{-22} \dots 10^{-23}$ с). Данный механизм характерен для частиц с невысокими энергиями $T_a \leq 10$ МэВ.

2. Механизм прямого ядерного взаимодействия. Существуют процессы, в которых взаимодействие быстрого нуклона с ядром происходит как столкновение налетающей частицы лишь с одним-двумя нуклонами ядра-мишени или как обмен какой-либо частицей. В этих случаях образования составного ядра не происходит. Этот механизм справедлив для частиц с большими энергиями $T_a > 10$ МэВ.

Простейшими примерами реакций такого вида являются реакции срыва (d, n), (d, p), при которых один нуклон бомбардирующего ядра дейтрона передается ядру мишени; а также реакции подхвата, когда один нуклон ядра-мишени передается пролетающей частице (p, d), (n, d).

3. Механизм кулоновского возбуждения. В некоторых процессах пролетающая заряженная частица взаимодействует с ядром только своим электрическим полем. Уже этого бывает достаточно, чтобы возбудить ядро и вызвать реакцию.

4. Механизм одиночного или множественного рождения частиц. При сверхвысоких энергиях налетающих частиц ($> 10^9$ эВ) наблюдается множественное рождение мезонов, а иногда и барион-антибарионных пар. Это явление играет существенную роль при взаимодействии космических лучей с веществом.

Составное ядро. В поведении ядер и атомов при бомбардировке их различными частицами обнаруживается существенное качественное различие. Например, при бомбардировке атомов электронами не очень высоких энергий происходит преимущественно упругое рассеяние, при котором электрон проходит через атом, почти не теряя энергии; атом является для электронов «прозрачной» мишенью. В этом проявляется «рыхлая» структура атома. Время столкновения, в течение которого электрон взаимодействует с атомом, практически совпадает со временем, необходимым электрону для того, чтобы пройти сквозь атом.

При ядерных столкновениях неупругие процессы происходят не реже, чем упругие, а время их протекания очень часто в $10^6 \dots 10^9$ раз превышает время пролета частицы через ядро. Это дает основание для существования следующего механизма протекания явлений в ядре.

Ядро представляет собой замкнутую компактную систему, состоящую из «плотно упакованных» частиц. Попавший в ядро нуклон на своем пути испытывает ряд столкновений с нуклонами ядра, в результате чего он быстро теряет энергию, которая становится меньше энергии связи частицы, и вылететь из ядра он уже не может. Образовавшееся ядро находится в возбужденном состоянии, причем, его энергия возбуждения распределяется среди большого числа частиц, входящих в ядро. Допустим, что энергия возбуждения, внесенная в ядро, равна 20 МэВ, а число нуклонов этого ядра $A = 100$, тогда в среднем на долю каждого нуклона приходится энергия, равная 0,2 МэВ. Для вылета нуклона из ядра, его энергия должна быть больше энергии связи (8 МэВ).

Спустя некоторое время, в течение которого энергия возбуждения перераспределяется между нуклонами, энергия может случайно сосредоточиться на одном из нуклонов вблизи поверхности ядра. Тогда он сможет вылететь из ядра. Вероятность такого события очень мала.

Поведение сильновозбужденного ядра похоже на поведение жидкой капли в процессе испарения при температуре, много меньшей температуры кипения. Испарение связано с концентрацией некоторого количества энергии у отдельных молекул, что дает им возможность преодолеть силы поверхностного натяжения и вылететь из капли, это сопровождается охлаждением капли. Нагревание капли можно уподобить возбуждению ядра.

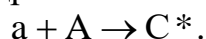
Вылетающая из ядра частица, в общем случае может быть другого сорта, чем первоначально влетевшая в ядро, т. е.

$$b \neq a \text{ и } B \neq A.$$

Если, например, возбужденное ядро испускает γ -лучи ($b = \gamma$), то время высвечивания $\approx 10^{-13}$ с, т. е. можно сказать, что ядро «решает» освободиться от γ -кванта в течение времени, в миллиарды раз превосходящего характерное ядерное время. Поэтому правая часть реакции $a + A \rightarrow b + B$ осуществляется тогда, когда ядро полностью успело «забыть» о том, каким путем оно образовалось и каким оно было раньше.

На основании этих фактов был разработан механизм составного ядра, согласно которому ядерная реакция протекает в два этапа.

На первом этапе падающая частица a поглощается ядром мишени A . Это приводит к образованию нового возбужденного и неустойчивого ядра C^* . Такое ядро называют составным или компаунд-ядром



Ядро C^* обладает большим (по ядерным масштабам) временем жизни, т. е. является относительно устойчивым.

Второй этап реакции: $C^* \rightarrow b + B$ аналогичен обыкновенному радиоактивному распаду, с той разницей, что в рассматриваемом случае распадается возбужденное ядро.

Вид распада составного ядра зависит от его энергии возбуждения, момента количества движения и других характеристик, но не зависит от частного вида процесса, в котором оно образовалось. Это является важнейшей особенностью реакций, идущих через составное ядро.

Энергетические и угловые распределения продуктов ядерной реакции. При малых энергиях возбуждения ход ядерных реакций зависит от свойств отдельных уровней. В энергетическом распределении вылетающих частиц имеется ряд максимумов, соответствующих уровням конечного ядра. Для каждого перехода характерно свое угловое распределение вылетающих частиц, зависящее от момента количества движения, уносимого частицей. Например, когда частицы уносят момент $\ell = 0$, они вылетают изотропно.

При больших энергиях уровни ядер перекрываются, и можно получить ряд выводов об угловом и энергетическом распределениях на основе статистической теории.

Энергетическое распределение частиц, вылетающих из сильно возбужденного составного ядра, внешне похоже на распределение по энергиям молекул, испаряющихся с поверхности жидкости:

$$I(E) \approx E\sigma(E)e^{-E/T}$$

(максвелловский спектр частиц, испаряющихся с поверхности).

На рисунке 4.7 приведено энергетическое распределение вылетающих нейтронов (а) и протонов (б).

Поскольку для нейтронов с энергией $T > 1$ МэВ сечение поглощения σ_n близко к πR^2 , то фактически форма спектра определяется произведением $Ee^{-E/T}$. Максимум распределения наблюдается при $E = T$ и затем быстро спадает до малых значений.

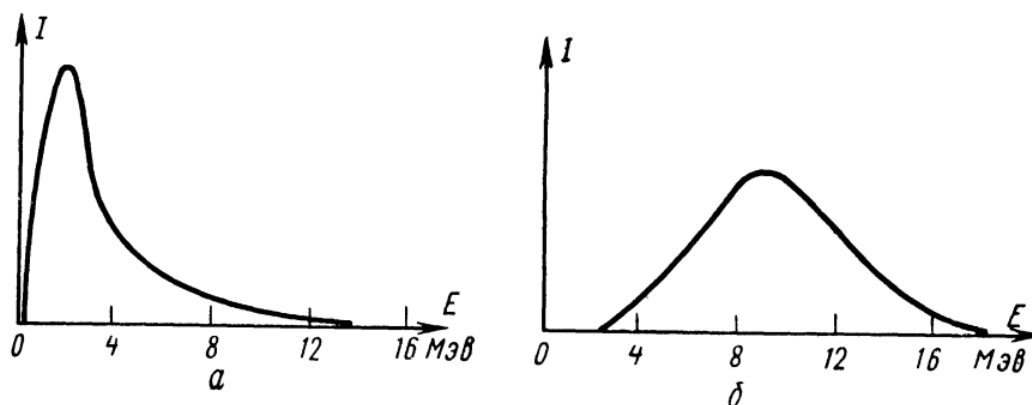


Рисунок 4.7 – Энергетические спектры частиц, вылетающих из составного ядра:
а – нейтроны; б – протоны

Энергетическое распределение протонов определяется с учетом дополнительного множителя ($Ee^{-E/T} \cdot P_1$), характеризующего вероятность проникновения через кулоновский барьер. Максимум в распределении сдвинут в сторону больших энергии, так как кулоновский барьер препятствует вылету медленных протонов.

В области перекрывающихся уровней угловое распределение вылетающих частиц приближается к изотропному. Так как свойства отдельных уровней усредняются. Изотропное распределение продуктов реакции по углам вылета

свидетельствует о том, что составное ядро «успело забыть», каким образом оно образовалось.

4.5. Особенности протекания реакций под действием различных частиц

Реакции под действием α -частиц

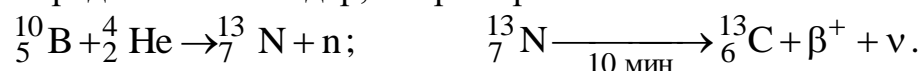
В значительном числе случаев реакции под действием α -частиц сводятся к образованию составного ядра, которое потом распадается. Этим они сходны с реакциями, идущими под действием нейтронов и протонов. Существующее же различие в зарядах сказывается лишь на проницаемости кулоновского потенциального барьера. Сечение ядерных реакций, обусловленных захватом α -частиц в области малых энергий, ничтожно малы и быстро возрастают с увеличением энергии.

Под действием α -частиц идут преимущественно реакции типа (α, n) и (α, p) .

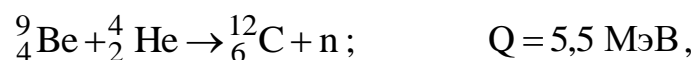
Альфа-частицы, возникшие при радиоактивном распаде, могут вызвать реакции только на легких ядрах, для которых высота кулоновского потенциального барьера имеет порядок 10 МэВ. В этом случае вероятность реакции (α, n) больше, чем реакций типа (α, p) , так как для протона тоже существует кулоновский барьер, затрудняющий его вылет.

Высота кулоновского барьера для реакций на тяжелых ядрах имеет порядок 25 МэВ. При энергиях α -частиц, превышающих это значение, реакции типа (α, p) и (α, n) идут примерно с равной вероятностью.

При реакциях типа (α, p) , как правило, образуются стабильные ядра. В отличие от них реакции типа (α, n) часто используются для получения искусственно радиоактивных ядер, например:



Наиболее известной реакцией такого типа является реакция α -частиц с бериллием:



которая отличается очень большим выходом при $T_\alpha = 5,5 \text{ МэВ}$. Эта реакция и в настоящее время широко используется как простейший источник нейтронов, α -частицы, так же как протоны и дейтроны, могут вызвать возбуждение ядер путем кулоновского взаимодействия. В каждом таком случае возбужденное ядро избавляется в конце концов от избыточной энергии путем испускания γ -квантов.

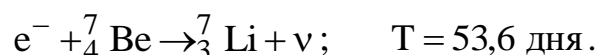
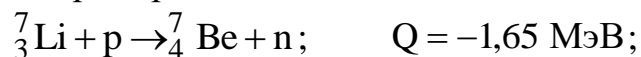
Реакции под действием протонов

Под действием протонов идут реакции (p, α) , (p, n) , (p, p) , (p, γ) и с меньшей вероятностью (p, d) .

Реакции типа (p, α) идут преимущественно на легких ядрах, так как выход α -частиц из тяжелых ядер сильно затруднен кулоновским барьером. Обычно эти реакции экзоэнергетические.

Наоборот, реакции, типа (p, n) всегда эндоэнергетические с порогом порядка $(1...3 \text{ МэВ})$. Как правило, ядро-продукт, приобретая добавочный положительный заряд, проявляет β^+ или К-активность.

Например:



Реакции типа (p, p) имеют примерно ту же вероятность, что и (p, n) при энергии падающих протонов, превышающей высоту кулоновского барьера.

Реакции типа (p, γ) имеют обычно меньший выход, так как Γ_γ меньше всех других парциальных Γ_i и приобретает большое значение только, когда выход частицы почему-либо затруднен.

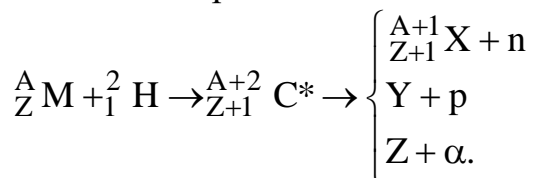
Реакции типа (p, d) , как правило, эндоэнергетические. Поскольку дейтрон представляет собой слабосвязанное ядро, то эти реакции встречаются реже остальных.

Ядерные реакции под действием дейтронов

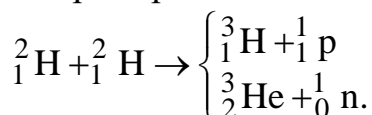
Ядерные реакции под действием дейтронов имеют большое практическое значение. Выход этих реакций обычно гораздо больше выходов соответствующих реакций под действием других заряженных частиц. Кроме того, следствием малой величины энергии связи дейтрона является большая энергия возбуждения промежуточного ядра, и, как правило, реакции с поглощением дейтрона экзоэнергетические ($Q > 0$).

Особенности протекания реакций под действием дейтронов определяются тем, что дейтрон представляет собой слабосвязанное «рыхлое» ядро ($\Delta E = 2,23 \text{ МэВ}$). Нуклоны в ядре дейтрона находятся на довольно большом расстоянии друг от друга ($\sim 4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$), и распределение заряда в нем чрезвычайно «асимметрично». Поэтому дейтрон способен породить процессы, отличающиеся от описанных. Такие процессы можно разделить на три типа.

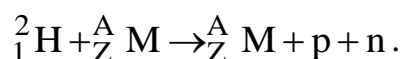
1. Бомбардировка ядра дейтроном, приводящая, как обычно, к образованию составного ядра по схеме



Например:



2. «Электрическое» расщепление дейтрона кулоновским полем ядра мишени:



Если дейтрон пролетает вблизи ядра, не «задевая» его, то на него действует только кулоновское поле ядра, что аналогично воздействию электромагнитной волны. Это может привести к расщеплению дейтрона.

Сечение такого процесса оказывается весьма большим. Для тяжелых ядер оно имеет тот же порядок величины, что и сечение других процессов.

3. Образование нового ядра при поглощении только одного из нуклонов, входящих в состав дейтрона. При этом идут реакции (d, p), (d, n).

Такие реакции при высоких энергиях называются реакциями срыва, а при малых энергиях – процессом Оппенгеймера – Филлипса (или процессом неполного проникновения дейтрона в ядра). В отличие от рассмотренного выше механизма протекания ядерной реакции с образованием промежуточного ядра в процессах 3 типа дейтрон вообще не попадает в атомное ядро. Благодаря большим размерам дейтрона при его приближении к ядру нейтрон может проникнуть в ядро мишени, когда протон будет находиться еще довольно далеко от ядра. При этом произойдет развал дейтрона, а из-за кулоновского отталкивания протон не проникнет в ядро.

Поэтому при малых энергиях реакция (d, p) более вероятна, чем реакция (d, n). Если бы эти реакции шли через составное ядро, то имела бы место обратная картина, поскольку вылет протона из составного ядра затрудняется кулоновским барьером. При высоких энергиях дейтрона реакции (d, p) и (d, n) происходят одинаково часто. В этих процессах наблюдается анизотропия углового распределения продуктов реакции, которые летят преимущественно вперед, что также противоречит модели составного ядра.

Фотоядерные реакции (реакции под действием γ -лучей)

Под действием γ -лучей возможны реакции типа (γ , n), (γ , p) и (γ , α). Все они похожи на рассмотренный ранее процесс фотоэлектрического поглощения γ -лучей атомом и поэтому называются ядерным фотоэффектом. Для того чтобы одна из таких реакций могла идти, необходимо, чтобы энергия γ -кванта была больше энергии связи соответствующей частицы в ядре

$$\hbar\omega > \varepsilon_n \text{ (или } \varepsilon_p, \varepsilon_\alpha \text{)}.$$

Энергия γ -лучей, испускаемых радиоактивными элементами, недостаточна для этого, кроме двух случаев, когда мала энергия связи нейтрона в ядре:

1. $\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow \text{p} + \text{n};$
2. $\gamma + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \text{n}.$

Для реакций на других элементах используются γ -лучи, полученные в реакциях (p, γ) или при тормозном излучении электронов.

Исследование выхода протонов и нейтронов в реакциях (γ , p) и (γ , n), а также углового и энергетического распределения продуктов реакции показало,

что эти реакции также противоречат концепции составного ядра. Выход фотопротонов больше, чем следует из теории Бора. Угловое распределение вылетающих быстрых протонов анизотропно, а для медленных нейтронов и протонов существует изотропия.

В результате проведенных исследований установлено наличие специфического механизма, так называемого прямого фотоэффекта. При этом процессе γ -квант поглощается лишь одним из протонов, находящимся вблизи поверхности ядра. Вылетая из ядра, протон уносит основную часть энергии падающего γ -кванта, в связи с чем энергетическое распределение протонов существенно отличается от случая ядерной реакции с образованием составного ядра.

Особенности протекания ядерных реакций под действием заряженных частиц и γ -квантов говорят о том, что не все характеристики реакций могут быть объяснены на основе теории составного ядра Бора. Следовательно, необходимо описывать некоторые реакции иными механизмами. Одним из них является механизм прямых взаимодействий.

Прямые ядерные реакции

Прямыми ядерными реакциями называют взаимодействия, в которых частица, налетающая на ядро-мишень, передает свою энергию и импульс либо одному ядерному нуклону, либо небольшой группе нуклонов. Такие реакции обладают следующими особенностями:

1. Энергетический спектр вылетающих частиц не следует максвелловскому распределению, а наблюдается значительно большее число частиц высоких энергий.

2. Угловое распределение продуктов реакции в системе центра инерции обладает резкой анизотропией «вперед-назад» относительно направления движения налетающих частиц. Иногда, при малых энергиях, угловое распределение имеет максимум при углах, превышающих $\pi/2$, однако чаще он наблюдается на малых углах.

3. Имеют место реакции «выбивания» из ядер сложных частиц. При достаточно больших энергиях падающих частиц выбиваются такие фрагменты, как ядра Li, C и т. п.

Прямые ядерные реакции наблюдаются в весьма широком диапазоне энергий практически на всех ядрах и со всеми теми бомбардирующими частицами, которые обычно используются. К числу характерных прямых реакций можно отнести также описанные выше реакции срыва (d, p), (d, n) и реакции подхвата, когда один нуклон ядра мишени передается бомбардирующему ядру (подхватывается им). К ним относятся реакции (n, d), (p, d), а также прямое вырывание протонов, происходящее под действием γ -лучей.

4.6. Нейтронные источники

Нейтронный источник – устройство, в котором происходит ядерная реакция с образованием нейтронов.

Заряженные частицы, попадая в атомные ядра, могут вызывать самые различные ядерные реакции, например: (α, p) , (α, n) , (d, p) , (d, n) , (p, α) и многие другие. Среди них особое место занимают ядерные реакции, при которых возникают нейтроны, поскольку при радиоактивном распаде нейтроны не получаются. В практике широко используется реакция ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, которую можно осуществить, смешав порошок бериллия с порошком какого-нибудь альфа-активного нуклида, например радия или полония, и запрессовав эту смесь в герметичный чехол. Так готовят нейтронные источники, которые непрерывно испускают нейтроны.