

Перечисленные пять законов сохранения справедливы и в ядерных превращениях типа радиоактивных распадов (α - и β -распады), а также в любых взаимодействиях между элементарными частицами (см. гл. 8).

6. Закон сохранения четности выполняется только в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Для ядерных реакций того же типа $a+A \rightarrow b+B$ закон сохранения четности записывается в виде (см. § 8)

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

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).

Применение закона сохранения четности также приводит к некоторым правилам отбора [5].

7. В главе 2 уже говорилось, что 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

$$\tau_z = \frac{Z - N}{2}.$$

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.

К закону сохранения изотопического спина мы вернемся еще раз в разделе об элементарных частицах.

§ 30. РАЗЛИЧНЫЕ МЕХАНИЗМЫ РЕАКЦИИ

В настоящее время еще не создана завершенная и вполне строгая теория ядерных реакций. Поэтому течение ядерных реак-

ций аппроксимируют различными упрощенными механизмами или моделями, которые, дополняя друг друга, удовлетворительно описывают главные черты процессов того или иного типа и допускают проведение их приближенного расчета.

Перечислим лишь основные модели.

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 $\sim 10^{-22} \div 10^{-23}$ сек).

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.

Простейшими примерами реакций такого вида являются реакции срыва (d, n), (d, p), при которых один нуклон бомбардирующего ядра дейтона 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 и будет рассмотрено в гл. 9.

Кроме перечисленных выше механизмов надо упомянуть о дифракции на ядре и о процессах деления и синтеза ядер, которые будут рассмотрены позднее.

Остановимся подробнее на первой модели.

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 же столкновениях неупругие процессы происходят не реже, чем упругие, а время их протекания очень часто в $10^6 \div 10^9$ раз превышает время пролета частицы через ядро. Это и дало основание Бору высказать следующий взгляд на протекание 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, она становится меньше энергии связи частицы, и вылететь из ядра он уже не может. Образовавшееся ядро находится в возбужденном состоянии и, что особенно существенно, 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 $0,2 \text{ Мэв}$, а чтобы нуклон мог вылетать, его энергия должна быть больше энергии связи (8 Мэв).

Проходит значительное время, в течение которого энергия возбуждения многократно перераспределяется между нуклонами, пока случайно не сосредоточится на одном из них, находящимся близко к 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.

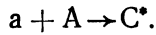
Ясно, что вылетающая из ядра частица может быть другого сорта, чем первоначально влетевшая в ядро, т. е.

$$b \neq a \text{ и } B \neq A.$$

Из материала § 17 известно, что если, например, возбужденное ядро испускает γ -лучи ($b=\gamma$), то время высвечивания $\approx 10^{-13} \text{ сек}$, 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 была выработана концепция составного ядра, согласно которой 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.

Вследствие независимости способа распада составного ядра от способа его образования сечение ядерной реакции $\sigma(a, b)$ можно рассчитывать в виде произведения сечения образования составного ядра σ_a и вероятности распада этого ядра с испусканием частицы b — W_b

$$\sigma(a, b) = \sigma_a \cdot W_b.$$

Выясним, чем определяются эти величины.

Сечение процесса образования составного ядра. Сечение образования составного ядра можно представить в виде произведения вероятностей

$$\sigma_a = \sum S_l \cdot P_l \zeta_l,$$

где S_l — вероятность того, что частица a с моментом количества движения $\hbar l$, проходя мимо ядра, попадет в область действия ядерных сил.

P_l — вероятность того, что попавшая на ядро частица проникает через кулоновский и центробежный барьеры; ζ_l — так называемая *вероятность прилипания частицы* с моментом $\hbar l$ к ядру, т. е. вероятность того, что проникшая в ядро частица взаимодействует с ним. Суммирование производится по всем возможным значениям l .

При расчете σ_a используется то обстоятельство, что в силу короткодействующего характера ядерных сил все пространство можно разбить на две области: внешнюю, в которой на частицу действуют кулоновские и центробежные силы, и внутреннюю, где на частицу действуют ядерные силы.

Формулу для сечения поглощения σ_a можно получить следующим образом.

Известно (см. § 10), что у частицы, пролетающей вблизи ядра и имеющей прицельный параметр b , момент количества движения $\hbar l$ равен приблизительно pb (это равенство точно, если ось Z совпадает с направлением скорости \vec{v}), т. е. $pb \approx \hbar l$. Но $p = \frac{\hbar}{\lambda}$, где λ — длина волны де Бройля падающей частицы, поделенная на 2π . Следовательно,

$$b \approx \lambda l. \quad (93)$$

Частицы, обладающие моментом l пролетают на расстоянии от $b_l = \lambda l$ до $b_{l+1} = b + \Delta b = \lambda(l+1)$. Они попадают на кольцо, ограниченное окружностями с радиусами b_{l+1} и b_l . Площадь кольца, заключенного между этими окружностями, и является сечением S_l для таких частиц. Она равна

$$S_l = \pi b_{l+1}^2 - \pi b_l^2 = \pi \lambda^2 (2l + 1). \quad (94)$$

В то же время, для того чтобы ядро поглотило падающую частицу, последняя должна попасть в область действия ядерных сил, т. е. прицельный параметр не должен превышать R . Согласно выражению (93) условие $b \leq R$ означает, что поглощаться могут лишь частицы с $l \leq \frac{R}{\lambda}$. Суммируя сечения попадания всех таких частиц получаем

$$\Sigma S_l = \pi \lambda^2 \sum_0^{R/\lambda} (2l + 1).$$

Это выражение определяет значение геометрического сечения S ; оно представляет собой арифметическую прогрессию, сумма членов которой равна

$$S = \pi (R + \lambda)^2.$$

Сечение образования промежуточного ядра σ_a равно, таким образом,

$$\sigma_a = \pi \lambda^2 \sum_0^{R/\lambda} (2l + 1) \cdot P_l \zeta_l. \quad (95)$$

Максимальное значение его при $P_l = 1$ и $\zeta_l = 1$ равно геометрическому сечению:

$$(\sigma_a)_{\text{макс}} = S.$$

Множитель P_l может быть вычислен, так как он определяется поведением частицы во внешней области.

Однако для того чтобы найти вероятность прилипания ζ_l , надо располагать подробной информацией о ядерных силах. На практике обычно вычисляют сечение на основе какого-либо предположения относительно ζ_l и результат сравнивают с экспериментом.

Определение вероятности распада W_b . Выясним, что влияет на переход компаунд-ядра в устойчивое состояние и какие физические процессы лежат в основе его распада.

Компаунд-ядро находится в возбужденном состоянии за счет кинетической энергии, принесенной частицей a , и той энергии связи ϵ_a , которая выделилась при захвате частицы ядром. Энергия возбуждения составного ядра

$$E_{\text{возб}} = T_a + \varepsilon_a^1. \quad (96)$$

Ядро может существовать в возбужденном состоянии в течение некоторого промежутка времени Δt . Затем оно распадается и переходит либо в основное состояние, либо в состояние с меньшей энергией возбуждения, испуская γ -кванты или другие частицы.

Если известно время жизни компаунд-ядра, то известна и средняя вероятность распада W , обратно пропорциональная Δt .

Другой величиной, с которой связано время жизни и которую также можно определить экспериментально, является ширина возбужденного уровня ΔE , как известно, эта связь следует из соотношения неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar.$$

Конечность времени жизни ядра в данном состоянии означает, что энергия состояния определяется с точностью $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t}$.

Так как вероятность распада $W \sim \frac{1}{\Delta t}$, а ширина уровня $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t}$, то отсюда следует, что ширина энергетического уровня ΔE пропорциональна вероятности перехода W .

В ядерной физике ширину уровня принято обозначать буквой $\Gamma = \Delta E$. Таким образом, ширину уровня можно трактовать как вероятность распада ядра, выраженную в энергетических единицах $\Gamma = \hbar W$.

Поскольку вероятность распада с испусканием какой-то определенной частицы не зависит от вероятности распада с испусканием других частиц, можно сказать, что полная вероятность распада возбужденного ядра W равна сумме вероятностей распадов с испусканием различных частиц

$$W = W_\gamma + W_n + W_p + \dots$$

Следовательно, полная ширина энергетического уровня может быть представлена в виде суммы парциальных величин $\Gamma_\gamma, \Gamma_n, \Gamma_p, \dots$, которые соответствуют различным способам распада возбужденного ядра. Ширина Γ_γ , соответствующая испусканию γ -квантов, называется радиационной шириной; Γ_n — нейтронной шириной, Γ_p — протонной и т. д.

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p + \dots = \Sigma \Gamma_i.$$

¹ Строго говоря, $E_{\text{возб}} < T_a + \varepsilon_a$ на величину кинетической энергии, которую получает компаунд-ядро, от налетающей частицы в соответствии с законом сохранения импульса, т. е. $E_{\text{возб}} = \varepsilon_a + \frac{m_A}{m_A + m_a} T_a$, для тяжелых ядер эту поправку можно не учитывать, а для очень легких ядер она существенна.

При малых энергиях возбуждения отлична от нуля только ширина Γ_γ . Действительно, если энергия возбуждения меньше энергии связи нуклона в ядре, то вылет протона или нейтрона невозможен. При увеличении энергии возбуждения число возможных способов распада растет. Благодаря этому возрастают все парциальные значения Γ_i и увеличивается полная ширина Γ . Время жизни сильновозбужденных ядер оказывается очень коротким, а энергетические уровни сильно уширенными.

Вероятность распада W_b с испусканием частицы b определяется вероятностью концентрации энергии составного ядра на рассматриваемой частице, а также вероятностью выхода ее из ядра. Так как энергия внутри ядра перераспределяется случайным образом, то различные способы распада конкурируют между собой, причем относительное число реализаций некоторого способа распада W_b определяется отношением ширины Γ_b к полной ширине уровня Γ :

$$W_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}.$$

Если распад может идти только одним путем, то все $\Gamma_i = 0$, кроме Γ_b , и в этом случае $W_b = 1$.

Современное состояние теории ядра не позволяет предсказать величину полной ширины данного уровня и величины Γ_i , отвечающих вылету различных частиц. Поэтому их определяют экспериментально.

Опыт показывает, что наименьшее значение среди всех других имеет радиационная ширина Γ_γ . Это связано со слабостью электромагнитных взаимодействий по сравнению с сильными. Внутри ядра электромагнитные процессы только сопутствуют ядерным процессам, и вылет γ -кванта происходит в случаях, когда либо энергии не хватает для вылета ядерной частицы, либо большой потенциальный барьер затрудняет вылет частиц, либо, наконец, он запрещен правилами отбора.

Поскольку кулоновский барьер для нейтронов отсутствует, обычно наиболее вероятно испускание нейтронов. Вылет протона может быть более вероятен только в том случае, если энергия связи его в составном ядре меньше энергии связи нейтрона. Ширина Γ_α и ширина Γ_d (вылет α -частицы и дейтона), как правило, очень малы. Таким образом, при больших энергиях возбуждения составного ядра сечения реакций, сопровождающихся вылетом нейтронов, больше сечений реакций, при которых испускаются γ -кванты или заряженные частицы.

Проведенное выше рассмотрение позволяет получить эффективное сечение ядерной реакции в виде

$$\sigma_{ab} = \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \sum_0^{R/\lambda} (2l + 1) \pi \lambda^2 P_l^2 \xi_l. \quad (97)$$

Рассмотрим особенности протекания реакций при малых и больших энергиях падающих частиц.

Область малых энергий. В случае малых энергий ($\lambda \gg R$) условие $l \leq \frac{R}{\lambda}$ выполняется лишь для $l=0$. Таким образом, при малых энергиях отлична от нуля только вероятность реакции для частиц, испытывающих лобовое столкновение с ядром.

В этой области энергий основную роль играют ядерные реакции под действием нейтронов, так как для медленных заряженных частиц крайне мала вероятность проникновения через кулоновский барьер (особенно для тяжелых ядер).

Приняв для коэффициента прилипания наибольшее возможное значение $\zeta_0=1$, получим, что значение σ_a будет определяться длиной волны падающих нейтронов (см. (95)):

$$\sigma_a = \pi \lambda^2$$

и может достигать больших значений. Так, например, для нейтронов с энергией 100 эв величина $\pi \lambda^2 = 6,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, что в десятки раз превышает средние геометрические размеры ядер πR^2 .

Однако и для нейтронов сечение образования составного ядра в большей части области рассматриваемых энергий оказывается существенно меньше $\pi \lambda^2$ из-за того, что $\zeta_l < 1$; например, для тех же нейтронов с $E=100 \text{ эв}$ значение вероятности прилипания $\zeta_l = 10^{-2}$.

Наряду с этим для сечения поглощения нейтронов σ_n характерны острые резонансные максимумы, расположенные при определенных энергиях возбуждения $E_{\text{возб}}$, соответствующих энергетическим уровням составного ядра E_i .

В резонансе сечение достигает величин порядка $4\pi \lambda^2$. На рис. 73 приведена зависимость сечения поглощения нейтронов ураном от энергии. При энергии нейтронов, равной 7 эв, сечение резко возрастает. Это имеет большое значение в теории реакторов.

Поведение сечения образования нейтроном составного ядра в окрестности одного из уровней этого ядра описывается формулой Брейта — Вигнера [5]

$$\sigma_n = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma}{(T - T_{\text{рез}})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (98)$$

где Γ — полная ширина уровня; Γ_n — нейтронная ширина (та часть полной ширины, которая соответствует распаду с испусканием

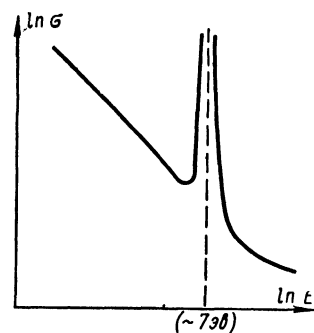


Рис. 73. Зависимость сечения поглощения нейтронов ураном-238 от их энергии

нейтронов; T — кинетическая энергия нейтрона; $T_{\text{рез}}$ — кинетическая энергия нейтрона, при которой $E_{\text{возб}} = E_i$ составного ядра.

Формула Брейта — Вигнера справедлива при наличии у промежуточного ядра одного уровня или в том случае, когда расстояние между уровнями много больше их ширины, т. е. уровни не перекрываются.

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

$$\sigma_n = 4\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}. \quad (99)$$

В области энергий, много меньших резонансной, $T \ll T_{\text{рез}}$, как показывает дополнительное рассмотрение, сечение поглощения медленных нейтронов меняется обратно пропорционально скорости нейтрона

$$\sigma_n \sim \frac{1}{v}.$$

Эта формула носит название «закона $\frac{1}{v}$ ». Его происхождение

легко понять из простых физических соображений: при уменьшении скорости нейтронов — увеличивается время взаимодействия и, следовательно, увеличивается вероятность захвата нейтрона ядром. Именно по этой причине в реакторах прибегают к замедлению нейтронов (см. § 42).

Связь сечений образования составного ядра с энергетическими уровнями этого ядра иллюстрируется рис. 74, на котором схематически изображены уровни составного ядра, а также показана зависимость σ_n от кинетической энергии нейтронов T_n .

Энергия E отсчитывается от основного состояния и равна сумме энергии связи нейтрона ϵ_n и его кинетической энергии T_n .

При малых энергиях возбужденные уровни образуют дискретный спектр, так как расстояние между уровнями значительно больше их ширины. В сечениях поглощения видны ярко выраженные максимумы. По мере увеличения энергии возбуждения составного ядра число уровней увеличивается, а расстояние между ними уменьшается, и при достаточно

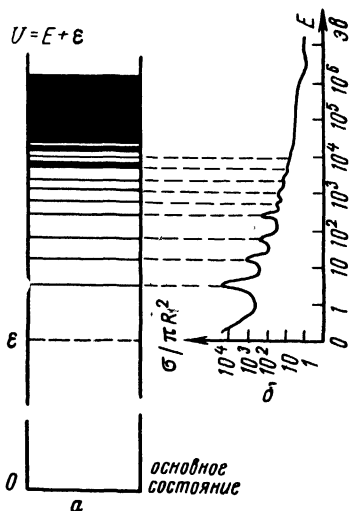


Рис. 74. Связь сечений с энергетическими уровнями ядра: а — схема энергетических уровней; б — зависимость сечения образования составного ядра от энергии

большой энергии возбуждения уровни перекрываются — спектр становится непрерывным.

Раньше ожидали, что при этом сечение станет плавной функцией энергии. Однако оказалось, что если сохранять моноэнергетичность пучка так, чтобы разброс энергии в нем δE был меньше Γ , то сечение беспорядочно и резко меняется при изменении E на величину порядка Γ . Это своеобразное явление получило название эриксонских флуктуаций.

Область больших энергий. Большими называют такие энергии, при которых длина волны падающей частицы λ гораздо меньше размеров ядер, характеризуемых радиусом R ($\lambda \ll R$). Этому условию удовлетворяют частицы с энергиями порядка нескольких $Mэв$ и выше. Можно считать, что при таких энергиях вероятность проникновения через потенциальные барьеры уже близка к единице, т. е. $P_l = 1$.

Если бы ядро поглощало все попавшие на него частицы, т. е. вело себя как абсолютно черное тело, то мы имели бы $\zeta_l = 1$. Тогда сечение поглощения рассчитывалось бы просто как

$$\sigma_a = \pi R^2,$$

т. е. оно было бы равно геометрическому сечению ядра. Однако часть нуклонов не поглощается при попадании в ядро и $\zeta_l < 1$, таким образом ядра оказываются частично прозрачными для падающих частиц.

Взаимодействие бомбардирующих частиц с ядрами мишени может быть описано аналогично явлению прохождения света через среду, в которой падающая волна испытывает рассеяние и частичное поглощение.

Такое представление механизма ядерных реакций называется оптической моделью ядра. Расчеты, основанные на ней, показывают, что сечение поглощения σ_a всегда намного меньше геометрических размеров ядра и приближается к нему в пределе при сверхвысоких энергиях, что существенно для частиц, содержащихся в космических лучах.

Ядерные реакции при очень высоких энергиях. При энергиях $\geq 100 Mэв$ теория Бора перестает быть справедливой. Проходя сквозь ядро и сталкиваясь внутри его с нуклонами, частицы высокой энергии не успевают потерять всю свою энергию, так как число столкновений быстрой частицы внутри ядра оказывается для этого недостаточным, и она может вылететь из ядра, потеряв лишь часть своей энергии. Ядерная реакция при таких высоких энергиях состоит из двух стадий. Сначала частица выбивает из ядра несколько быстрых нуклонов. Их число и энергия зависят от энергии падающей частицы и геометрических параметров столкновения ее с ядром. Часть вторичных частиц «запутывается» внутри ядра, в

результате чего образуется составное ядро, сильно отличающееся от ядра мишени.

На второй стадии реакции происходит распад составного ядра, энергия возбуждения которого составляет малую долю энергии падающей частицы. Разнообразие продуктов реакции увеличивается с ростом энергии частицы.

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 $l=0$, 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:

$$I(E) \approx E\sigma(E)e^{-E/T} \quad (1)$$

(максвелловский спектр частиц, испаряющихся с поверхности).

На рис. 75 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.

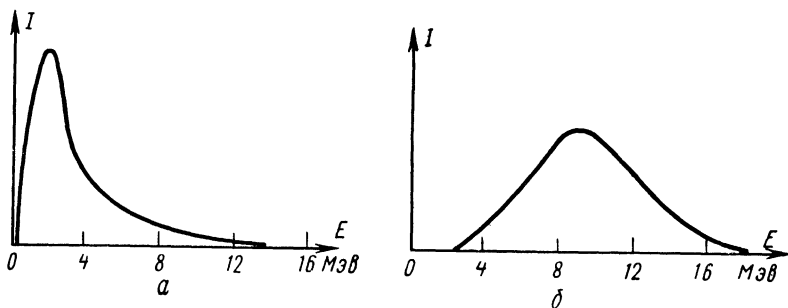


Рис. 75. Энергетические спектры частиц, вылетающих из составного ядра: а — нейтроны; б — протоны

Энергетическое распределение протонов определяется с учетом дополнительного множителя $(Ee^{-E/T} \cdot P_l)$, характеризующего веро-

¹ Здесь температура $T \sim \sqrt{E_{\text{возб}}}$ выражена в энергетических единицах, а E — энергия вылетающей частицы.

ятность проникновения через кулоновский барьер. Максимум в распределении сдвинут в сторону больших энергий, 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.

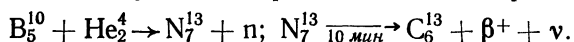
Особенности протекания реакций под действием различных частиц. *Реакции под действием α -частиц.* В значительном числе случаев реакции под действием α -частиц сводятся к образованию составного ядра, которое потом распадается. Этим они сходны с реакциями, идущими под действием нейтронов и протонов. Существующее 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) .

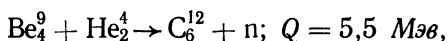
α -частицы, возникшие при радиоактивном распаде, могут вызвать реакции только на легких ядрах, для которых высота кулоновского потенциального барьера имеет порядок 10 Мэв. В этом случае вероятность реакций (α, n) больше, чем реакций типа (α, p) , так как для протона тоже существует кулоновский барьер,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



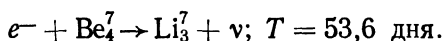
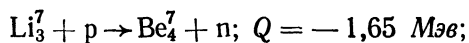
которая отличается очень большим выходом при $T_\alpha = 5,44 \text{ Мэв}$. Эта реакция и в настоящее время широко используется как простейший источник нейтронов. α -частицы, так же как протоны и дейтоны, могут вызвать возбуждение ядер путем кулоновского взаимодействия. В каждом таком случае возбужденное 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 $(1 \div 3 \text{ Мэв})$. Как правило, ядро-продукт, приобретающая добавочный положительный заряд, проявляет β^+ или K -активность.

Например:



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

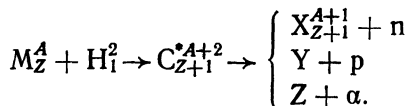
Реакции типа (p, γ) имеют обычно меньший выход, так как Γ_γ меньше всех других парциальных Γ_i и приобретает большое значение только, когда выход частицы почему-либо затруднен.

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

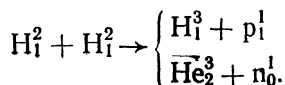
Ядерные реакции под действием дейтронов. Ядерные реакции под действием дейтронов имеют большое практическое значение. Выход этих реакций обычно гораздо больше выходов соответствующих реакций под действием других заряженных частиц. Кроме того, следствием малой величины энергии связи дейтона является большая энергия возбуждения промежуточного ядра, и, как правило, реакции с поглощением дейтона 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 дейтона 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 порождать процессы, отличающиеся от описанных. Такие процессы можно разделить на три типа.

I. Бомбардировка ядра дейтоном, приводящая, как обычно, к образованию составного ядра по схеме



Например:



II. «Электрическое» расщепление дейтона кулоновским полем ядра мишени:



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

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

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

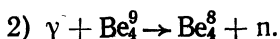
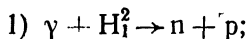
Такие реакции при высоких энергиях называются реакциями срыва, а при малых энергиях — процессом Оппенгеймера — Филлипса (или процессом неполного проникновения дейтона в ядро). В отличие от рассмотренного выше механизма протекания ядерной реакции с образованием промежуточного ядра в процессах III типа дейтон вообще не попадает в атомное ядро. Благодаря большому размеру дейтона при его приближении к ядру нейтрон может проникнуть в ядро мишени, когда протон будет находиться еще довольно далеко от ядра. При этом произойдет развал дейтона, 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 дейтона 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

$$\hbar\omega > \epsilon_n \text{ (или } \epsilon_p, \epsilon_\alpha).$$

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



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.

В данной главе были рассмотрены особенности протекания ядерных реакций под действием заряженных частиц и γ -квантов, и этим показано, 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.