

ГЛАВА XIV

ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, НЕ ПРОХОДЯЩИХ ЧЕРЕЗ СТАДИЮ СОСТАВНОГО ЯДРА

§ 97. Прямые или «поверхностные» взаимодействия нуклонов с ядрами

Долгое время в теории ядерных реакций предполагалось, что необходимой стадией любой ядерной реакции является образование составного ядра, которое затем распадается на те или иные продукты реакции. В последние годы было показано, что в некоторых случаях ядерные реакции не проходят через стадию составного ядра, а связаны с непосредственным взаимодействием падающего нуклона с небольшим числом нуклонов ядра. В этом параграфе мы рассмотрим реакции, вызываемые протонами и нейтронами, которые нельзя истолковать с точки зрения представления о составном ядре.

При рассеянии нуклонов на легких ядрах наблюдаются упруго рассеянные нуклоны и несколько групп нуклонов меньшей энергии, соответствующих неупругому рассеянию. В системе центра инерции уменьшение энергии относительного движения нуклона и ядра равно энергии, поглощенной ядром. Изучая энергетический спектр рассеянных нуклонов, можно судить об энергетических уровнях ядра-мишени. Плотность энергетических уровней растет с энергией возбуждения. Поэтому при достаточно большой энергии нуклонов спектр неупруго рассеянных нуклонов малой энергии будет непрерывным. Плотность уровней растет также с атомным весом, поэтому можно ожидать, что у тяжелых ядер спектр неупруго рассеянных нуклонов будет почти весь непрерывным. Таким образом, если неупругое рассеяние нуклонов на легких ядрах позволяет судить о расположении энергетических уровней ядра, то неупругое рассеяние нуклонов на тяжелых ядрах дает данные о плотности энергетических уровней в ядре.

До 1950 г. неупругое рассеяние протонов исследовалось преимущественно на легких ядрах, так как достигаемые в то время энергии протонов (4—8 *Мэв*) были недостаточны для преодоления кулоновского барьера тяжелых ядер. Создание линейных ускорителей на несколько десятков *Мэв*, дающих мощные пучки протонов, позволило перейти к исследованию неупругого рассеяния протонов на тяжелых ядрах.

Согласно теории составного ядра следовало ожидать, что протоны, неупруго рассеянные тяжелыми ядрами, должны иметь максвелловское распределение скоростей, соответствующее температуре возбуждения примерно 1—2 *Мэв*. Угловое распределение испускаемых протонов должно быть изотропным, а полное сечение неупругого рассеяния должно быть малым, так как только протоны высокоэнергетической части максвелловского распределения могут преодолеть кулоновский барьер.

Первые эксперименты по неупругому рассеянию протонов на тяжелых ядрах были сделаны в 1952 г. [28]. Уже эти эксперименты показали, что наблюдаемый спектр неупруго рассеянных протонов отличается от максвелловского, а сечение рассеяния на порядок больше сечения, предсказываемого теорией составного ядра. Эти результаты были подтверждены более поздними работами Айзенберга и Айгоу [29], которые исследовали неупругое рассеяние протонов с энергией 31 *Мэв* на Рb, Au, Ta и Sn и показали, что неупруго рассеянные протоны не обладают максвелловским распределением скоростей, их угловое распределение резко направлено вперед и полное сечение составляет около 15% от геометрического сечения и примерно на порядок больше сечения, ожидаемого согласно теории составного ядра. Все эти экспериментальные факты указывали на то, что при неупругом рассеянии протонов наряду с процессами, проходящими через стадию составного ядра, имеются процессы, не проходящие через стадию составного ядра.

В работе Розена и Стюарта [30] исследовалось неупругое рассеяние нейтронов с энергией 14 *Мэв* на ряде элементов. Показано, что угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов малой энергии 0,5—4,0 *Мэв* симметрично относительно угла 90° и почти изотропно. Угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов большой энергии (4—12 *Мэв*) сильно направлено вперед.

Неупругое рассеяние нуклонов на ядрах исследовалось также в ряде других работ [31, 32]. Во всех этих работах отмечается, что количество нуклонов большой энергии, наблюдаемых в реакциях (n, n') , (p, p') , (p, n) , (n, p) значительно больше ожидаемого на основе гипотезы составного ядра и предположения о статистическом распределении энергии между всеми нуклонами ядра. Так, например, Коуэн [32], исследуя с помощью 32 *Мэв* протонов реакцию (p, n) на Mg, Al, Cu, Mo, Ag, Th и U, показал, что угловое распределение нейтронов в этих реакциях несимметрично относительно угла 90° и сильно направлено вперед. Для высокоэнергетических нейтронов рассеяние вперед отличается от рассеяния назад на порядок величины. Угловое распределение нейтронов меньших энергий более изотропно, что, возможно, указывает на участие в процессах рассеяния состояний составного ядра. Правда, и при прямом взаимодействии испускание медленных нейтронов должно быть более изотропным.

Для объяснения экспериментальных данных по неупругому рассеянию нуклонов средних энергий и ядерным реакциям (n, p) , (p, n) на тяжелых ядрах приходится допустить, что некоторая часть нуклонов

взаимодействует с ядром так, что передает значительную часть своей энергии одному (или нескольким) нуклону, который испускается раньше, чем энергия успевает распределиться по другим степеням свободы, связанным с изменением состояния многих нуклонов. Такой процесс называется *прямым* или *поверхностным взаимодействием*. Он, по-видимому, может происходить главным образом с наиболее слабо связанными нуклонами, которые находятся на «поверхности» ядра. Подтверждением этого механизма реакции является, в частности, наблюдаемая [29] пропорциональность сечения неупругого рассеяния с испусканием высокоэнергетических протонов кубическому корню из атомного веса, т. е. радиусу ядра.

Эффект прямого (или поверхностного) взаимодействия становится существенным в области энергии относительного движения нуклона и ядра, заключенной в интервале 10—40 Мэв. При энергиях, превышающих 50 Мэв, повышается «прозрачность» ядра и становится возможным взаимодействие с передачей одному нуклону энергии, достаточной для его удаления за пределы ядра, не только с «поверхностными», слабосвязанными нуклонами, но и с «глубинными» нуклонами. При энергиях, меньших 10 Мэв, когда длина волны нуклона значительно превышает размеры ядра, взаимодействие осуществляется сразу со всеми нуклонами ядра. В этом случае вероятность передачи достаточно большой энергии одному «поверхностному» нуклону мала.

Для осуществления реакций прямого взаимодействия необходимо, чтобы энергия падающего нуклона не была близка к резонансным энергиям соответствующего составного ядра, так как в этом случае вероятность образования составного ядра будет большой величиной.

Теория прямых взаимодействий нуклонов с поверхностными нуклонами ядра была впервые предложена Аустерном, Батлером и Мак-Манусом [33]. В этой работе было показано, что угловое распределение протонов реакции (n, p) должно иметь резкие максимумы в области малых углов рассеяния. Положение этих максимумов определяется орбитальным моментом, передаваемым ядру нейтроном.

Рассмотрим элементарный вывод формулы, определяющей угловое распределение протонов в реакции поверхностного взаимодействия (n, p) на ядре A . Для упрощения расчета не будем учитывать спины нуклонов и кулоновское взаимодействие протона с ядром. В этом случае начальное состояние системы $n + A$ будет определяться волновой функцией

$$\Phi_a = \psi_A(r_p, \xi) Y_{lm}(\theta_p, \varphi_p) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_n), \quad (97,1)$$

где r_p, θ_p, φ_p — полярные координаты протона в ядре A ; ξ — координаты всех остальных нуклонов в ядре; \mathbf{r}_n и \mathbf{k} — соответственно координата и волновой вектор нейтрона. Конечное состояние соответствует ядру B , которое получается при замене в ядре A протона нейтроном, и протону, испускаемому ядром. Волновая функция такого состояния при большом удалении протона от ядра имеет вид

$$\Phi_b = \psi_B(r_n, \xi) Y_{l_p}(\theta_n, \varphi_n) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_p), \quad (97,2)$$

где \mathbf{q} , \mathbf{r}_p — соответственно волновой вектор и координата протона; \mathbf{r}_n , θ_n , φ_n — координаты нейтрона в ядре B .

Допустим, что операторы, ответственные за прямое (поверхностное) взаимодействие $V_a(\xi, \mathbf{r}_p; \mathbf{r}_n)$ и $V_b(\xi, \mathbf{r}_n; \mathbf{r}_p)$, изображающие соответственно взаимодействие нейтрона с ядром A и протона с ядром B , отличны от нуля только на «поверхности» ядра, т. е. при условии $\mathbf{r}_n = \mathbf{r}_p = R$.

Вероятность перехода из состояния a в состояние b в единицу времени для процессов рассматриваемого нами типа, т. е. квантовых переходов с перераспределением нуклонов (см. § 65), определяется формулой

$$P_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} |(\Phi_b, V_b \Omega_a \Phi_a)|^2 \rho_b(\varepsilon), \quad (97,3)$$

где оператор Ω_a удовлетворяет уравнению

$$\Omega_a = 1 + (E_a - H_a + i\eta)^{-1} V_a \Omega_a. \quad (97,4)$$

В уравнении (97,4) H_a представляет сумму оператора Гамильтона ядра A и оператора кинетической энергии относительного движения ядра A и нейтрона. В борновском приближении полагают $\Omega_a = 1$.

Для определения углового распределения вылетающих из ядра протонов при нашем выборе потенциала взаимодействия V_b можно не решать операторное уравнение (97,4), достаточно лишь учесть, что

$$V_b \Omega_a = \delta(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_p) \delta(r_p - R) W(\xi, R). \quad (97,5)$$

При этом принимается во внимание взаимодействие испускающегося протона только с одним нейтроном ядра.

Используя (97,1) (97,2) и (97,5), можно написать

$$(\Phi_b, V_b \Omega_a \Phi_a) = C \int Y_{\lambda\mu}^* \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{R}] Y_{lm} d\Omega, \quad (97,6)$$

где

$$C \equiv \int \psi_B^*(R, \xi) W(\xi, R) \psi_a(R, \xi) d\xi \quad (97,7)$$

— величина, зависящая от собственных функций начального и конечного ядра, но не зависящая от направления вылета протона.

Для вычисления интеграла от сферических функций, входящего в (97,6), используем разложение плоской волны по сферическим функциям:

$$e^{i(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{R}} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} j_l(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|R) Y_{l0}(0),$$

где $j_l(x)$ — сферическая функция Бесселя. Учитывая, что

$$\int Y_{\lambda\mu}^* Y_{l_0} Y_{lm} d\Omega = \sqrt{\frac{(2l+1)(2l+1)}{4\pi(2\lambda+1)}} (l l 0 0 | \lambda 0) (l l m 0 | \lambda \mu),$$

можно написать:

$$\begin{aligned}
 (\Phi_b, V_b \Omega_a \Phi_a) &= \\
 &= C \sum_{L=0} i^L (2L+1) \sqrt{\frac{2l+1}{2l+1}} (lL00|\lambda 0) (lLm0|\lambda \mu) j_L(|\mathbf{k}-\mathbf{q}|R). \quad (97,8)
 \end{aligned}$$

Матричный элемент (97,8) отличен от нуля, если $m = \mu$. Подставляя (97,8) в (97,3) и усредняя по квантовым числам m начального состояния, получим для вероятности перехода в единицу времени следующее выражение:

$$\bar{P}_{ba} = \sum_{L=0} a_L \{j_L(x)\}^2, \quad (97,9)$$

где

$$\begin{aligned}
 x \equiv |\mathbf{k}-\mathbf{q}|R &= R \sqrt{k^2 + q^2 - 2kq \cos \theta} = \\
 &= R \sqrt{(k-q)^2 + 4kq \sin^2 \frac{\theta}{2}}; \quad (97,10)
 \end{aligned}$$

θ — угол между направлением движения падающего нейтрона и направлением испускания протона;

$$a_L = \frac{2\pi}{\hbar} \rho_b(\epsilon) C^2 (2L+1) (lL00|\lambda 0)^2. \quad (97,10a)$$

При вычислении (97,9) было использовано равенство

$$\sum_m (lLm0|\lambda m) (lL'm0|\lambda m) = \frac{2\lambda+1}{2L+1} \delta_{LL'}.$$

Из свойств коэффициентов векторного сложения следует, что a_L отлично от нуля только в том случае, когда выполняются условия:

$$\left. \begin{aligned}
 |\lambda - l| &\leq L \leq \lambda + l, \\
 l + \lambda + L &- \text{четное число.}
 \end{aligned} \right\} \quad (97,11)$$

Наименьшее из значений L , удовлетворяющих условиям (97,11), определяет положение первого максимума в угловом распределении испускаемых протонов, так как функция $j_L(x)$ является затухающей осциллирующей функцией своего аргумента. Главный максимум $j_L(x)$ грубо определяется из классического условия равенства момента количества движения $\hbar L$ моменту нуклона, обладающего импульсом $\hbar |\mathbf{k}-\mathbf{q}|$ при прицельном расстоянии R , т. е.

$$x \equiv R \sqrt{(k-q)^2 + 4kq \sin^2 \frac{\theta}{2}} \approx L. \quad (97,12)$$

Для более точного определения положения максимума надо пользоваться таблицами сферических функций Бесселя. При $L=0$ максимальное испускание протонов должно происходить под углом $\theta=0$. При $L \neq 0$

максимум испускания должен наблюдаться при углах $\theta \neq 0$ и тем больших, чем больше L , т. е. чем больше момент, передаваемый ядру при замене нейтрона протоном.

Полученные выше результаты легко обобщаются на случай, когда учитываются спины нуклонов. Тогда волновые функции начального и конечного состояний должны записываться в виде

$$\Phi_a = \psi_A(r_p, \hat{\xi}) \varphi_{jm} \chi_{1/2, \mu'} \exp(ikr_n), \quad (97,13)$$

$$\Phi_b = \psi_B(r_n, \hat{\xi}) \varphi_{i\mu} \chi_{1/2, m'} \exp(iqr_p). \quad (97,14)$$

Если вне замкнутых оболочек ядер A и B имеется только один нуклон, то

$$\varphi_{jm} = \sum_{m''} (l^1/2 m'', m - m'' | jm) Y_{lm''} \chi_{1/2, m - m''}, \quad (97,15)$$

$$\varphi_{i\mu} = \sum_{\mu''} (l^1/2 \mu'', \mu - \mu'' | i\mu) Y_{l\mu''} \chi_{1/2, \mu - \mu''} \quad (97,15a)$$

— спин-угловые функции, определяющие угловую зависимость волновых функций начального и конечного состояний ядра; $\chi_{1/2, m}$ и $\chi_{1/2, \mu}$ — спин-овые функции, определяющие спиновые состояния протона и нейтрона вне ядра.

Матричный элемент перехода теперь примет вид

$$(\Phi_b, V_b \Omega_a \Phi_a) = C \sum_{\Omega} \int \varphi_{jm}^* \chi_{1/2, \mu'}^* \exp\{i(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \mathbf{R}\} \varphi_{i\mu} \chi_{1/2, m'} d\Omega, \quad (97,16)$$

где \sum_{Ω} обозначает суммирование по спиновым переменным нейтрона и протона. Величина C здесь имеет тот же смысл, что и в (97,7).

Вычисляя (97,16), мы получим формулу типа (97,9) для вероятности перехода $a \rightarrow b$ в единицу времени

$$\sum_{L=0} a'_L \{j_L(x)\}^2, \quad (97,17)$$

где a'_L — постоянные коэффициенты, явный вид которых мы здесь не выписываем, а возможные значения L определяются условиями:

$$\left. \begin{aligned} |j - i| - \frac{1}{2} &\leq L \leq j + i + \frac{1}{2}, \\ l + \lambda + L &= \text{четное число.} \end{aligned} \right\} \quad (97,18)$$

Мы рассмотрели реакцию (n, p) ; легко, однако, видеть, что если не учитывать кулоновского взаимодействия, то полученные результаты могут быть непосредственно применимы и к реакциям (p, n) , (p, p') , (n, n') . Так как прямое взаимодействие существенно только при

энергии нуклонов, превышающей 10 Мэв , то влияние кулоновского взаимодействия на угловое распределение малосущественно.

Эксперименты по угловому распределению продуктов реакции прямого взаимодействия позволяют судить о свойствах энергетических уровней ядер. По угловому распределению испускаемых нуклонов можно определить L . Тогда, если известны четность и спин начального состояния (или конечного состояния), то правила отбора (97,18) позволяют определить четность уровня в конечном ядре и спин этого уровня с точностью до значений, допускаемых правилом векторного сложения:

$$j = i + L + s \left(s = \frac{1}{2} \right).$$

В работе Шранка, Гюжело и Дайтона [34] исследовалось угловое распределение 17 Мэв протонов неупруго рассеянных железом. При неупругом рассеянии ядро Fe^{56} переходило в состояние с энергией возбуждения $0,822 \text{ Мэв}$. Начальное состояние ядра имеет нулевой спин и положительную четность. Наблюдаемое угловое распределение хорошо согласуется с распределением, даваемым функцией $\{j_2(x)\}^2$, при $R = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ А}^{1/2} \text{ см}$ и подтверждает таким образом, что возбужденный ($0,822 \text{ Мэв}$) уровень Fe^{56} имеет спин, равный 2, и положительную четность.

§ 98. Ядерные реакции, вызываемые дейтронами

Ядерные реакции, вызываемые дейтронами, имеют громадное значение в экспериментальной ядерной физике как средство изучения энергетических уровней ядра, ядерных сил, получения монохроматических пучков быстрых нейтронов и протонов и т. п. Большая роль ядерных реакций с дейтронами обусловлена, с одной стороны, простотой получения в ускорителях пучков монохроматических дейтронов; с другой стороны, большим выходом соответствующих реакций по сравнению с выходом реакций, вызываемых другими заряженными частицами. Ряд особенностей реакций с дейтронами обусловлен сравнительной «рыхлостью» дейтрона по сравнению с другими ядрами. Энергия связи дейтрона равна $2,26 \text{ Мэв}$, следовательно, энергия связи, приходящаяся на один нуклон ($1,13 \text{ Мэв}$) в дейтроне, в 5—6 раз меньше средней энергии связи нуклона в других ядрах. Волновая функция дейтрона ($r\psi$) уменьшается в e раз только на расстоянии $R = 4,31 \cdot 10^{-12} \text{ см}$, а эффективный радиус действия ядерных сил в триплетном спиновом состоянии равен $1,7 \cdot 10^{-12} \text{ см}$. Далее, в дейтроне не совпадают друг с другом центр инерции и центр заряда. В связи с этим появляется возможность электрического расщепления дейтрона кулоновским полем ядра [35].

Здесь мы будем рассматривать только ядерные реакции, которые вызываются ядерными силами. Оказалось, что при столкновении дейтрона с ядром наряду с обычными ядерными реакциями, проходящими