

С 323.5

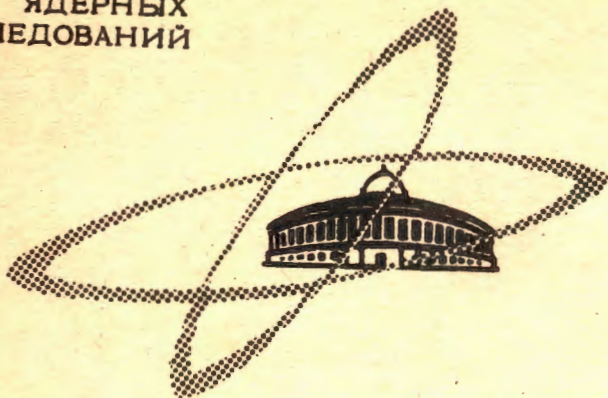
Б-232

30/17

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2881



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б.П. Банник, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий,

О КВАЗИУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

1966

P - 2881

Б.П. Банник, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий,

О КВАЗИУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

У480/1 нр.

§ 1. Введение

Неоднократно отмечалось ^{/1/}, что изучение взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами может дать ряд ценных сведений о структуре ядра. При энергиях, во много раз превышающих энергию связи нуклонов в ядре, столкновения нуклонов, π -мезонов и других частиц с ядрами хорошо описываются с помощью так называемого "импульсного" приближения ^{/2-6/}. В импульсном приближении сечение взаимодействия частицы с ядром выражается через амплитуду соответствующего процесса на отдельном нуклоне. При этом относительная ошибка по порядку величины равна $\frac{V^2}{E^2} \frac{f}{\lambda} = \frac{V}{E} \frac{fV}{\lambda}$, где V - средняя потенциальная энергия нуклонов в ядре, E - энергия налетающей частицы, f - амплитуда рассеяния на нуклоне, λ - длина волны.

В настоящей работе мы попытаемся систематизировать некоторые характерные особенности взаимодействия быстрых частиц с ядрами, которые могут быть использованы для определения квантовых чисел возбужденных состояний ядра, а также для исследования структуры матрицы рассеяния на отдельном нуклоне. нас будут интересовать так называемые квазиупругие процессы, в ходе которых количество нуклонов в ядре не меняется. К "квазиупругим" процессам, в частности, относятся упругое рассеяние, неупругое рассеяние, сопровождающееся возбуждением ядерных уровней, и перезарядка.

Важным обстоятельством является то, что в формулы для сечений различных процессов, сопровождающихся данным ядерным переходом $A \rightarrow B$, входит совокупность одних и тех же структурных формфакторов, зависящих только от начального и конечного состояний ядра и переданного импульса. Те же формфакторы описывают радиоактивный (β или γ) распад $A \rightarrow B$, μ -захват и т.д. Следовательно, изучая γ - и β -распад или μ -захват, мы можем сделать ряд определенных предсказаний о характере квазиупругого рассеяния частиц высоких энергий на ядрах. Степень соответствия таких предсказаний экспериментальным данным фактически является одним из индикаторов правомерности импульсного приближения.

Настоящая работа в значительной степени представляет собой обзор уже известных результатов, которые в разрозненном виде можно найти в обширной литературе, посвященной квазиупругим ядерным процессам. (Разумеется, этот обзор не претендует на полноту). В работе получены, кроме того, ряд новых соотношений (особенно в § 4, 5, 6), которые могут оказаться полезными при изучении спиновой и изотопической структуры взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях.

§ 2. Общая формула для легких ядер

Рассмотрим квазиупругое рассеяние на легких ядрах. Многократным рассеянием в области достаточно высоких энергий при этом можно пренебречь (см. § 6). В области высоких энергий мы можем также не учитывать относительного изменения энергии налетающей частицы при квазиупругих процессах. С учетом этого в лабораторной системе координат для дифференциального сечения квазиупругого рассеяния нуклонов, мезонов и других частиц на легких ядрах в импульсном приближении можно написать следующую формулу:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |\langle \Psi_B | \chi_2 \kappa_2 | \sum_1^{(1)} f^{(1)}(E, q) e^{-iqr^{(1)}} | \Psi_A \chi_1 \kappa_1 \rangle|^2. \quad (1)$$

Здесь $r^{(1)}$ — координата i -того нуклона, отсчитываемая от центра инерции ядра, $f^{(1)}(E, q)$ — амплитуда рассеяния на i -том свободном нуклоне в лабораторной системе координат при энергии налетающей частицы E и переданном импульсе \vec{q} , представляющая собой матрицу в спиновом и изотопическом пространствах i -того нуклона; Ψ_A и Ψ_B — волновые функции начального и конечного состояний ядра, χ_1 и κ_1 — соответственно спиновая и изотопическая волновые функции частицы до рассеяния, χ_2 и κ_2 — то же самое после рассеяния (мы всюду считаем $\hbar = c = 1$). Из формулы (1) следует, что дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния отличается от нуля практически только при малых переданных импульсах $q \lesssim \frac{1}{R}$, где R — радиус ядра. Поскольку импульс налетающей частицы $p \gg \frac{1}{R}$, сечение квазиупругого рассеяния на ядрах не равно нулю лишь в области малых углов $\theta \lesssim \frac{1}{pR}$. При $\theta \ll 1$ переданный ядру импульс связан с углом θ простой формулой:

$$\vec{q}^2 = \left(\frac{E \Delta E}{p}\right)^2 + (p\theta)^2. \quad (2)$$

^{x)} Вообще говоря, правую часть формулы (1) следовало бы умножить на множитель $\epsilon(\theta)$, равный отношению фазового объема частицы и ядра к фазовому объему частицы и свободного нуклона в интервале $\theta, \theta + d\theta$ в лабораторной системе координат ^{1/5/}. Легко показать, что при $\theta \ll 1$ $\epsilon(\theta) = 1$, так что практически мы можем пользоваться соотношением (1).

В самом общем случае амплитуда рассеяния на отдельном нуклоне имеет следующую спиновую и изотопическую структуру:

$$f^{(0)}(E, q) = [C_1(E, q) + \vec{D}_1(E, q) \vec{\sigma}^{(0)}] + \left(\sum_{a=1}^2 \hat{T}_a \hat{t}_a^{(0)} \right) [C_2(E, q) + \vec{D}_2(E, q) \vec{\sigma}^{(0)}], \quad (3)$$

где C_1 , \vec{D}_1 , C_2 , \vec{D}_2 - матрицы в спиновом пространстве налетающей частицы, \hat{T}_a и $\hat{t}_a^{(0)}$ - операторы изотопического спина частицы и i -го нуклона соответственно.

В частности, для нуклона, согласно работам /7/,

$$C_{1,2}(E, q) = \alpha_{1,2}(E, q) + \beta_{1,2}(E, q) (\vec{\sigma} \vec{n}) \sin \theta, \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \vec{D}_{1,2}(E, q) = & \gamma_{1,2}(E, q) \vec{\sigma} + \beta_{1,2}(E, q) \vec{n} \sin \theta + \\ & + \delta_{1,2}(E, q) \vec{m} (\vec{\sigma} \vec{m}) + \xi_{1,2}(E, q) \vec{\ell} (\vec{\sigma} \vec{\ell}) \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (4b)$$

Здесь \vec{p} и \vec{p}' - импульсы нуклона до и после рассеяния, $\vec{m} = \frac{\vec{p} + \vec{p}'}{|\vec{p} + \vec{p}'|}$, $\vec{n} = \frac{[\vec{p}, \vec{p}']}{|[\vec{p}, \vec{p}']|}$, $\vec{\ell} = [\vec{m}, \vec{n}]$. Величины α , β , γ , δ , ξ - функции энергии и переданного импульса^x. При $\theta = 0^\circ$ остаются только члены, пропорциональные α , γ и δ . В случае π -мезонов и K -мезонов в формуле (4б) следует положить $\gamma = \delta = \xi = 0$, а в формуле (4а) $\beta = 0$.

С учетом (3)-(4), пренебрегая спин-орбитальными членами, пропорциональными $\sin \theta$, мы можем для квазиупругого рассеяния нуклонов без перезарядки написать следующую формулу:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = & |(\chi_2^+ \chi_1) a_1(E, q) \langle \Psi_B | \sum_i e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i^{(0)}} | \Psi_A \rangle + \\ & + [\gamma_1(E, q) (\chi_2^+ \vec{\sigma} \chi_1) + \delta_1(E, q) \vec{m} (\chi_2^+ \vec{\sigma} \vec{m})] \times \\ & \times \langle \Psi_B | \sum_i \vec{\sigma}^{(i)} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i^{(i)}} | \Psi_A \rangle + \\ & + T_8 \{ a_2(E, q) (\chi_2^+ \chi_1) \langle \Psi_B | \sum_i \hat{t}_8^{(i)} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i^{(i)}} | \Psi_A \rangle + \\ & + [\gamma_2(E, q) (\chi_2^+ \vec{\sigma} \chi_1) + \delta_2(E, q) \vec{m} (\chi_2^+ \vec{\sigma} \vec{m} \chi_1)] \langle \Psi_B | \sum_i \hat{t}_8^{(i)} \vec{\sigma}^{(i)} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i^{(i)}} | \Psi_A \rangle \}^2. \end{aligned} \quad (5)$$

x) Обычно амплитуда рассеяния нуклона на нуклоне в форме (3)-(4) записывается в системе центра масс. Однако ясно, что общая спиновая структура амплитуды рассеяния имеет тот же вид и в лабораторной системе координат.

Здесь T_3 - проекция изотопического спина протона или нейтрона. В случае π -мезонов и K -мезонов формула (5) упрощается:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |a_1^{(K,\pi)}(E,q) \langle \Psi_B | \sum_1 e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle + T_3 a_2^{(K,\pi)}(E,q) \langle \Psi_B | \sum_1 \hat{t}_3^{(1)} e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle|^2. \quad (6)$$

Дифференциальное сечение перезарядки, очевидно, будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (T_3 \rightarrow T_3 \pm 1) &= \frac{1}{4} [T(T+1) - T_3(T_3 \pm 1)] \times \\ &\times | \langle \chi_2^+ C_2(E,q) \chi_1 \rangle \langle \Psi_B | \sum_1 (\hat{t}_1^{(1)} \mp \hat{t}_2^{(1)}) e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle + \\ &+ \langle \chi_2^+ D_2(E,q) \chi_1 \rangle \langle \Psi_B | \sum_1 \hat{\sigma}^{(1)} (\hat{t}_1^{(1)} \mp \hat{t}_2^{(1)}) e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle|^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где T, T_3 - изотопический спин и третья проекция изотопического спина налетающей частицы, C_2 и D_2 определяются по формуле (4). Для частиц со спином 0 при $\theta \ll 1$ $\vec{D}_2(E,q)$ стремится к нулю, $C_2(E,q) = a_2(E,q)$, т.е. в формуле (7) остается только один член.

§ 3. Правила отбора по изотопическому спину и порядок запрета ядерных переходов при малых переданных импульсах

В формулах (5-7) фигурируют следующие структурные формфакторы, характеризующие ядерный переход $A \rightarrow B$:

$$\begin{aligned} I_1(A \rightarrow B) &= \langle \Psi_B | \sum_1 e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle; \\ \vec{I}_2(A \rightarrow B) &= \langle \Psi_B | \sum_1 \hat{\sigma}^{(1)} e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle; \\ I_3(A \rightarrow B) &= \langle \Psi_B | \sum_1 \hat{t}_3^{(1)} e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle; \\ \vec{I}_4(A \rightarrow B) &= \langle \Psi_B | \sum_1 \hat{\sigma}^{(1)} \hat{t}_3^{(1)} e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle; \\ I_5(A \rightarrow B) &= \langle \Psi_B | \sum_1 (\hat{t}_1^{(1)} \mp \hat{t}_2^{(1)}) e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle; \\ \vec{I}_6(A \rightarrow B) &= \langle \Psi_B | \sum_1 \hat{\sigma}^{(1)} (\hat{t}_1^{(1)} \mp \hat{t}_2^{(1)}) e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}} | \Psi_A \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

а) Упругое рассеяние. Упругое рассеяние описывается формфакторами $I_1, \vec{I}_2, I_3, \vec{I}_4$, если налетающая частица обладает компонентой изотопического спина $T_3 \neq 0$. Если $T_3 = 0$, остаются только два формфактора: I_1 и \vec{I}_2 . Легко видеть, что $I_3 = a(q)t_3, \vec{I}_4 = \vec{b}(q)t_3$, где t_3 - третья компонента изотопического спина ядра. Отсюда ясно, что при рассеянии на ядрах с равным количеством протонов и нейтронов $I_3 = 0, \vec{I}_4 = 0$.

При малых переданных импульсах $q \ll \frac{1}{R} (\theta \ll \frac{1}{pR})$

$$I_1 = A, I_3 = t_3, \vec{I}_2 = \langle \Psi_B | \sum_I \vec{\sigma}^{(I)} | \Psi_A \rangle, \vec{I}_4 = \langle \Psi_B | \sum_I \vec{t}_3^{(I)} \vec{\sigma}^{(I)} | \Psi_A \rangle$$

(здесь A - количество нуклонов в ядре).

При рассеянии протона или нейтрона на ядрах с равным количеством протонов и нейтронов ($t_3 = 0$)

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{\theta=0} = A^2 \sigma_0(E, 0) + \frac{\sigma_0(E, 0)}{8} \sum_{m_A m_B} |\langle \Psi_B | \sum_I \vec{\sigma}^{(I)} | \Psi_A \rangle|^2. \quad (8)$$

Здесь $\sigma_0(E, 0)$ - вклад спиновых членов, $\sigma_0(E, 0)$ - когерентная (бесспиновая) часть сечения нуклона на нуклоне при $\theta = 0$.

Легко видеть, что

$$\sigma_0(E, 0) = |a_1(E, 0)|^2,$$

$$\sigma_0(E, 0) = 3|\gamma_1(E, 0)|^2 + |\delta_1(E, 0)|^2 + 2\text{Re}\gamma_1^*(E, 0)\delta_1(E, 0),$$

$$\sigma_0 + \sigma_0 = \frac{1}{2} [\sigma_{\text{упр}}(pp) + \sigma_{\text{упр}}(pn) - 2\sigma(p+n+p)]. \quad (10)$$

При рассеянии на таких же ядрах $\pi^+, \pi^-,$ и π^0 - мезонов

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{\theta=0} = A^2 \sigma^{(\pi^0)}(E, 0), \quad (11)$$

где $\sigma^{(\pi^0)}(E, 0)$ - дифференциальное сечение рассеяния π^0 - мезона на нуклоне.

Легко видеть, что если справедливо импульсное приближение, дифференциальное сечение рассеяния на угол 0° на ядрах в десятки раз превышает дифференциальное сечение рассеяния на отдельном нуклоне.

б) Возбуждение ядерных уровней. Этот процесс, по-прежнему, описывается четырьмя структурными формфакторами: I_1 , \vec{I}_2 , I_3 , \vec{I}_4 . I_1 и \vec{I}_2 отличны от нуля, если изотопический спин ядра не меняется. При $\Delta t = 0$ формфакторы I_3 и \vec{I}_4 вносят вклад в сечение рассеяния, если третья компонента изотопического спина ядра $t_3 \neq 0$ (и $T_3 \neq 0$).

Возбуждение ядерных уровней с изменением изотопического спина ядра на единицу возможно только за счет формфакторов I_3 и \vec{I}_4 , т.е. в том случае, когда взаимодействия налетающей частицы с протоном и нейтроном различны.

Таким образом, мы получили следующие правила отбора по изотопическому спину:

для I_1, \vec{I}_2 $\Delta t = 0$, для I_3, \vec{I}_4 $\Delta t = 0 (t_3 \neq 0), 1$.

Также же правила отбора по изотопическому спину имеют место в случае γ -излучения ядер^{х)}/8/.

Рассмотрим теперь правила отбора по обычному спину. Прежде всего, из формулы (8) сразу следует, что при рассеянии на угол, близкий к 0° , формфакторы I_1 и I_3 в нулевом приближении по параметру qR всегда равны нулю (из-за ортогональности волновых функций Ψ_A и Ψ_B). При $qR \ll 1$ в выражении (8) в некоторых случаях могут остаться формфакторы \vec{I}_2 и \vec{I}_4 , которые, вообще говоря, имеют порядок величины 1 (если не обращаются в нуль). Легко видеть, что правила отбора для матричных элементов $\langle \Psi_B | \sum_i \vec{\sigma}^{(i)} | \Psi_A \rangle$ и $\langle \Psi_B | \sum_i t_3^{(i)} \vec{\sigma}^{(i)} | \Psi_A \rangle$: $\Delta S = 1$ и $\Delta S = 0$, четность не меняется ($\eta_{AB} = 1$), причем переход $0 \rightarrow 0$ запрещен. Заметим, что и при соблюдении условий $\Delta S = 1$ или $\Delta S = 0$ ($\eta = 1$) матричные элементы операторов $\sum_i \vec{\sigma}^{(i)} = \frac{\Sigma}{2}$ (Σ - суммарный спин нуклонов) и $\sum_i t_3^{(i)} \vec{\sigma}^{(i)}$, действующих только на спиновые переменные, не равны нулю только в случае, когда у основного и возбужденного состояний ядра квантовые числа, не связанные со спином нуклонов, одинаковы. Поэтому во многих случаях сечение возбуждения ядерных уровней при $\theta = 0$ должно быть подавлено (это подтверждает эксперимент^{/9/}). Но если в сечении возбуждения при $\theta = 0$ наблюдается пик, он обусловлен исключительно спин-спиновым взаимодействием. Действительно, спинорбитальный член в формуле (5), которому также соответствуют формфакторы \vec{I}_2 и \vec{I}_4 , при $\theta = 0$ обращается в нуль.

х) Связь сечения возбуждения ядерных уровней в импульсном приближении с вероятностью γ -перехода между возбужденным и основным состоянием мы обсудим ниже.

Легко видеть, что в рамках импульсного приближения для определенных ядерных переходов некоторые формфакторы тождественно равны нулю во всей области переданных импульсов $q = \frac{1}{R}$. Так, разлагая экспоненту по степеням qR (более строго, по сферическим функциям, см. ниже), нетрудно показать, что для переходов типа $0 \rightarrow S$ или $S \rightarrow 0$ с относительной четностью $\eta = (-1)^{S+1}$ (например, $0^+ \rightarrow 0^-$, $0^+ \rightarrow 1^+$, $0^+ \rightarrow 2^-$ и т.д.)

$$I_1(A \rightarrow B) = I_3(A \rightarrow B) = 0. \quad (12)$$

Отсюда следует, что такие переходы могут иметь место только при наличии спин-спинового взаимодействия (вкладом спин-орбитального взаимодействия можно пренебречь, так как в области $qR=1$ $\sin\theta \ll 1$). При $0 \rightarrow 0$ переходах, наоборот,

$$\vec{I}_2 = \vec{I}_4 = 0. \quad x)$$

Следует подчеркнуть, что угловая зависимость сечения возбуждения ядерных уровней вблизи $\theta = 0$ ($qR \ll 1$) является своего рода индикатором спина и четности возбужденных состояний. Разлагая экспоненту в формулах (8) по степеням $\frac{1}{qR} (i)$, мы сразу убеждаемся, что вблизи $\theta = 0$ формфакторы, соответствующие переходам, запрещенным в нулевом приближении, пропорциональны вполне определенным целым степеням q .

Пусть спин ядра в основном состоянии равен S_1 , а в возбужденном состоянии — S_2 . Тогда, если относительная четность основного и возбужденного состояний $\eta = (-1)^{|S_1 - S_2|}$, то

$$I_1 = q^{|\delta_2 - \delta_1|}, \quad I_3 = q^{|\delta_2 - \delta_1|} \quad \text{при } S_2 \neq S_1, \quad (13a)$$

$$I_1 = q^2, \quad I_3 = q^2 \quad \text{при } S_1 = S_2 \text{ (в том числе при } S_1 = S_2 = 0 \text{)};$$

$$|\vec{I}_2| = q^{|\delta_2 - \delta_1|}, \quad |\vec{I}_4| = q^{|\delta_2 - \delta_1|} \quad \text{при } S_2 \neq S_1, \quad (13b)$$

$$|\vec{I}_2| = 1, \quad |\vec{I}_4| = 1 \quad \text{при } S_2 = S_1 \neq 0;$$

Если же $\eta = (-1)^{|\delta_2 - \delta_1| + 1}$, то

$$I_1 = q^{|\delta_2 - \delta_1| + 1}, \quad I_3 = q^{|\delta_2 - \delta_1| + 1} \quad \text{при } S_1, S_2 \neq 0; \quad (14a)$$

$$|\vec{I}_2| = q^{|\delta_2 - \delta_1| - 1}, \quad |\vec{I}_4| = q^{|\delta_2 - \delta_1| - 1} \quad \text{при } S_1 \neq S_2;$$

$$|\vec{I}_2| = q, \quad |\vec{I}_4| = q \quad \text{при } S_1 = S_2 \neq 0. \quad (14b)$$

x) Легко видеть, что переход $0^+ \rightarrow 0^-$ в рамках импульсного приближения абсолютно запрещен для всех квазиупругих процессов при высоких энергиях.

Формулы (13-14) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными о возбуждении уровней легких ядер протонами с кинетической энергией 185 Мэв^{/9/}.

в) Перезарядка. Перезарядка описывается формфакторами I_5 и I_6 . Они удовлетворяют правилам отбора по изотопическому спину: $\Delta t = 0, 1, 0 \rightarrow 0$ переход запрещен (по самому смыслу процесса).

Отметим прежде всего, что в случае изотопической инвариантности формфакторы I_5 и I_6 однозначно связаны с формфакторами I_3 и I_4 , описывающими для тех же изотопических мультиплетов ядерный переход без изменения проекции изотопического спина t_3 (при том же переданном импульсе q). Действительно, из известных групповых соотношений для матричных элементов векторов^{/9/} следует:

$$\left. \begin{aligned} I_3(t, t_3 \rightarrow t, t_3) &= A_{(t \rightarrow t)} t_3, \\ I_5(t, t_3 \pm 1 \rightarrow t, t_3) &= A_{(t \rightarrow t)} \sqrt{t(t+1) - t_3(t_3 \pm 1)}, \\ I_3(t-1, t_3 \rightarrow t, t_3) &= A_{(t-1 \rightarrow t)} \sqrt{t^2 - t_3^2}, \\ I_3(t-1, t_3 \pm 1 \rightarrow t, t_3) &= A_{(t-1 \rightarrow t)} [\pm \sqrt{t \pm t_3} (t \pm t_3 - 1)], \\ I_3(t, t_3 \rightarrow t+1, t_3) &= A_{(t \rightarrow t+1)} \sqrt{(t+1)^2 - t_3^2}, \\ I_3(t, t_3 \rightarrow t+1, t_3 \pm 1) &= A_{(t \rightarrow t+1)} [\mp \sqrt{(t+2 \mp t_3)(t+1 \mp t_3)}] \end{aligned} \right\} (15)$$

где величины $A_{(t \rightarrow t)}$, $A_{(t-1 \rightarrow t)}$ и $A_{(t \rightarrow t+1)}$ не зависят от t_3 .

Такие же соотношения имеют место для I_4 и I_6 . Ясно, что правила отбора по обычному спину и угловая зависимость при малых переданных импульсах формфакторов I_3 и I_5 , I_4 и I_6 в точности совпадают.

Предположим сначала, что начальное и конечное состояния ядра относятся к разным изотопическим мультиплетам (хотя изотопический спин может быть одинаков). В этом случае координатно-спиновые функции Ψ_A и Ψ_B взаимно ортогональны, и то, что было сказано в предыдущем пункте о возбуждении ядерных уровней, относится и к перезарядке. В частности, переходы типа $0^+ \rightarrow 1^+$, $0^+ \rightarrow 2^-$ и т.д. имеют место, если существенно взаимодействие между налетающей частицей и спином нуклона. Таким образом, для формфактора I_6 можно написать оценки (13а) и (14а), а для формфактора I_5 - (13б) и (14б).

Если же при перезарядке имеет место переход между компонентами одного и того же мультиплета (примером могут служить реакции: $p + Li^7 \rightarrow n + Be^7$, $p + H^3 \rightarrow n + He^3$ и т.д.) I_0 и I_0^* связаны соотношением (15) с формфакторами I_0 и I_0^* , описывающими упругое рассеяние. При $qR \ll 1$, как легко видеть,

$$I_0 = \langle \Psi_B | \sum_i (\hat{t}_1^{(1)} \pm \hat{t}_2^{(1)}) | \Psi_A \rangle = \sqrt{t(t+1) - t_3(t_3 \pm 1)} = 0.$$

Для сечения перезарядки нуклонов на угол 0° мы можем в этом случае написать формулу:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{\theta=0} &= \sigma_0'(E, 0) [t(t+1) - (t_3 \pm 1)t_3] + \\ &+ \frac{\sigma_0''(E, 0)}{3(2S+1)} \sum_{\lambda \in \pi \cup \nu} |\langle \Psi_B | \sum_i \hat{\sigma}^{(\lambda)} (\hat{t}_1^{(1)} \pm \hat{t}_2^{(1)}) | \Psi_A \rangle|^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $\sigma_0'(E, 0) = \frac{1}{2} |\alpha_2(E, 0)|^2$ — бесспиновая часть сечения перезарядки $n + p \rightarrow p + n$ при $\theta = 0$ в лабораторной системе координат,

$$\sigma_0''(E, 0) = \frac{3}{2} |\gamma_2(E, 0)|^2 + \frac{1}{2} |\delta_2(E, 0)|^2 + \text{Re} \gamma_2^*(E, 0) \delta_2(E, 0) - \quad (17)$$

спиновый вклад в сечение перезарядки нейтрона на протоне при $\theta = 0$ в лабораторной системе координат.

В случае перезарядки π -мезонов на таких же ядрах

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{\theta=0} = [t(t+1) - t_3(t_3 \pm 1)] \times |\alpha_2^{(\pi)}(E, 0)|^2, \quad (18)$$

где $|\alpha_2^{(\pi)}(E, 0)|^2$ — дифференциальное сечение перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ при 0° в лаб. системе координат.

§ 4. Связь сечения квазиупругого рассеяния с вероятностью

γ - и β - переходов

а) Можно показать, что формфакторы $I_1(A \rightarrow B)$ непосредственно связаны с изоскалярной частью матричных элементов электрического мультипольного излучения, описывающих распад $A \rightarrow B + \gamma$. Такая же связь имеет место между формфакторами $I_0(A \rightarrow B)$ и изовекторной частью электрического мультипольного излучения (о связи неупругого рассеяния с электромагнитными процессами см. работу /11/).

Действительно, разложим величину $e^{-i\vec{q}\vec{r}^{(1)}}$ по шаровым функциям. При $q\vec{r}^{(1)} \ll 1$ мы можем написать:

$$\begin{aligned} I_1(A \rightarrow B) &= \sum_{L \neq 0, M} \sqrt{4\pi(2L+1)} \frac{2}{(2L+1)!} \frac{q^L i^L}{e} Y_{LM}(q) \langle B | Q_{LM} | A \rangle - \\ &- q^2 \langle B | \sum_1 \frac{1}{12} r^{(1)2} | A \rangle; \end{aligned} \quad (19a)$$

$$I_B(A \rightarrow B) = \sum_{L \neq 0, M} \sqrt{4\pi(2L+1)} \frac{2}{(2L+1)!!} \frac{q^L}{e} Y_{LM}(q) \langle B | Q_{LM}^{(V)} | A \rangle -$$

$$- q^2 \langle B | \sum_L \frac{1}{L!} r^{(L)} | A \rangle. \quad (186)$$

Здесь e - заряд протона,

$$Q_{LM}^{(S)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \sum_l \frac{q}{2} r^{(l)} Y_{LM}(r^{(l)}) - \quad (20a)$$

изоскалярная часть оператора электрического 2^L -польного момента,

$$Q_{LM}^{(V)} = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \sum_l \frac{q}{2} r^{(l)} Y_{LM}(r^{(l)}) - \quad (206)$$

изовекторная часть оператора электрического 2^L -польного момента^x).

Легко видеть, что если относительная четность $\eta = (-1)^{|S_B - S_A|}$ (S - спин ядра), в суммах (19) при $S_B \neq S_A$ фактически остается один член с $L = |S_B - S_A|$. При $S_B = S_A - 1$, $I_B = q^2$ (монополярный переход). Если $\eta = (-1)^{|S_B - S_A| + 1}$ (S_A и $S_B \neq 0$), в суммах (19) можно оставить член с $L = |S_A - S_B| + 1$. Все эти выводы находятся в полном согласии с соотношениями (13a) и (14a). Что касается формфакторов \vec{I}_2 и \vec{I}_4 , то в отношении групповой структуры и правил отбора они полностью аналогичны матричным элементам магнитного 2^L -польного излучения. Однако непосредственной связи типа (19) между \vec{I}_2 и \vec{I}_4 и матричными элементами магнитного 2^L -польного излучения, вообще говоря, нет, так как в магнитный γ -переход вносят вклад не только спиновые, но и орбитальные моменты нуклонов.

Вернемся к соотношениям (19) и (20). При возбуждении ядер бесспиновыми частицами больших энергий формфакторы \vec{I}_2 и \vec{I}_4 , как мы уже отмечали, практически не вносят вклада в сечение квазиупругого рассеяния (см. формулу (6)). Рассмотрим ядерные переходы $A \rightarrow B$, для которых $\Delta t = 0$, $t_2 = 0$ или $\Delta t = 1$. В каждом из этих случаев в формуле (6) остается только один член, пропорциональный I_1 или I_3 . γ -распад $B \rightarrow A + \gamma$ для таких ядер также описывается или изоскалярным, или изовекторным матричным элементом. Пусть относительная четность $\eta = (-1)^{|S_A - S_B|}$. Известно, что при этом имеет место практически чистое 2^L -польное электрическое излучение ($L = S_A - S_B$), вероятность которого определяется по формуле:

$$P(B \rightarrow A + \gamma) = \frac{2(\Delta S + 1)}{\Delta S} \cdot \frac{(2\Delta S + 1)}{[(2\Delta S + 1)!!]^2} \left(\sum_{M_A = M_B} \langle A | Q_{\Delta S M} | B \rangle \right)^2 \frac{\omega^{2\Delta S + 1}}{2S_B + 1}. \quad (21)$$

^x Поскольку масса протона и масса нейтрона примерно одинаковы, $Q_1^{(S)} = \sum_l r^{(l)} = 0$. По этой причине, как известно, отсутствует электрическое дипольное излучение при переходе $|\Delta S| = 1$, $\eta = -1$, $t_A = t_B$, $t_{SA} = t_{SB} = 0$.

где частота $\omega = \Delta E_{AB}/\hbar$, $\Delta S = |S_A - S_B|$.

С другой стороны, вероятность квазиупругого рассеяния $\pi(K) + A \rightarrow B + \pi(K)$ при малых переданных импульсах

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{\theta \ll \frac{1}{pR}} = \frac{q^{2L}}{e^2} \cdot \frac{4}{[(2\Delta S + 1)!!]^2} \cdot \frac{2\Delta S + 1}{2S_A + 1} \times$$

$$\times \sum_{m_A, m_B} |\langle B | Q_{\Delta S m} | A \rangle|^2 \times \begin{cases} |\alpha_1(E, 0)|^2 & \text{при } \Delta t = 0, \quad t_3 = 0 \\ T_3^2 |\alpha_2(E, 0)|^2 & \text{при } \Delta t = 1. \end{cases} \quad (22)$$

Здесь \sum_{m_A, m_B} обозначает сумму по магнитным квантовым числам основного и возбужденного состояний ядра. Сравнивая (22) и (21), мы можем написать следующую формулу для указанного типа ядерных переходов (в обычной системе единиц):

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (\pi(K) + A \rightarrow \pi(K) + B) \Big|_{\theta \ll \frac{1}{pR}} =$$

$$= \frac{\hbar c}{e^2} \frac{2\Delta S}{\Delta S + 1} \frac{2S_B + 1}{2S_A + 1} |\alpha(E, 0)|^2 \left(\frac{qc}{\Delta E}\right)^{2\Delta S} \frac{P(B \rightarrow A + \gamma)}{\Delta E}. \quad (23)$$

Здесь

$$\alpha(E, 0) = \begin{cases} \alpha_1(E, 0) & \text{при } \Delta t = 0, \quad t_3 = 0 \\ \alpha_2(E, 0) T_3 & \text{при } \Delta t = 1. \end{cases}$$

Из (2) следует, что при $\theta = 0$ величина $\frac{qc}{\Delta E} = \frac{c}{v} = 1$.

Если $\eta = (-1)^{\Delta S + 1}$, γ -переход $B \rightarrow A + \gamma$ является магнитным или смешанным ($M(\Delta S) + E(\Delta S + 1)$) и между $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi + A \rightarrow \pi + B)$ и $P(B \rightarrow A + \gamma)$, вообще говоря, нет прямой связи (поскольку магнитное мультипольное излучение обусловлено не только собственными магнитными моментами нуклонов, но и орбитальным магнитным моментом протона). Однако в случае магнитного дипольного перехода между уровнями ядер с одинаковым числом протонов и нейтронов при $\Delta t = 0$ можно написать формулу, аналогичную (23). Действительно, нетрудно показать^{1/12/}, что если при магнитном дипольном переходе $\Delta t = 0$ и $t_3 = 0$,

$$P(B \rightarrow A + \gamma) = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\hbar c} \left(\frac{\mu_p + \mu_n}{2}\right)^2 \frac{1}{2S_B + 1} \sum_{m_A, m_B} |\langle A | \sum_1 \sigma^{(1)} | B \rangle|^2, \quad (24)$$

где $\mu_p + \mu_n = 0,38 \frac{e\hbar}{2M_p c}$ - суммарный момент протона и нейтрона, M_p - масса протона.

Для процесса $p + A \rightarrow p + B$ при $\Delta S = 1$, $\eta_{AB} = 1$ и $\Delta t = 0$

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + A \rightarrow p + B) |_{\theta=0} = \frac{\sigma_0(E, 0)}{3} \sum_{A=B} |\langle B | \sum_i \vec{\sigma}_i^{(p)} | A \rangle|^2 \frac{1}{2S_A + 1}, \quad (25)$$

где $\sigma_0(E, 0)$ - вклад спиновых членов в величину $\chi(\sigma_{\text{упр}}(pp) + \sigma_{\text{упр}}(np) - 2\sigma(p+n+p))$ (см. формулу (10)). Отсюда следует, что

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + A \rightarrow B + p) |_{\theta \ll \frac{1}{pR}} = 137 \frac{\sigma_0(E, 0)}{0,19^2} \left(\frac{M_p c^2}{\Delta E} \right)^2 \frac{2P(B+A+\gamma)}{\Delta E}. \quad (26)$$

При $S_A = S_B = 0$, $\eta = 1$ в сечении возбуждения ядра π -мезонами входит тот же матричный элемент, что и в сечении кулоновского монополюсного возбуждения ядра электронами или μ -мезонами. Кулоновское возбуждение ядер заряженными частицами хорошо изучено в ряде работ^{/13-14/}, и мы на нем останавливаться не будем.

б) Известно, что в нерелятивистском приближении β -распад $A \rightarrow B + e^- + \bar{\nu}$ описывается двумя типами ядерных матричных элементов, удовлетворяющих правилам отбора Ферми и Гамова-Теллера^{/8/}. Легко видеть, что матричные элементы типа Ферми в точности совпадают с формфакторами $I_0(B+A) = \langle B | \sum_i (\hat{t}_1^{(i)} \pm \hat{t}_2^{(i)}) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}_i^{(i)}} | A \rangle$ при $\vec{q} = -\vec{k}$, где \vec{k} - суммарный импульс лептонов (знак (+) относится к электронному, знак (-) - к позитронному распаду). Точно так же матричные элементы типа Гамова-Теллера в точности совпадают с формфактором $\vec{I}_0 = \langle B | \sum_i (\hat{t}_1^{(i)} \pm \hat{t}_2^{(i)}) \vec{\sigma}_i^{(i)} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}_i^{(i)}} | A \rangle$ (связь сечения перезарядки с β -распадом была, в частности, отмечена в работе^{/15/}). Легко видеть, что степень переданного импульса в выражении для сечения перезарядки вблизи $\theta = 0$ (см. § 3) равна порядку запрета соответствующего матричного элемента для β -распада. Мы можем составить следующую таблицу:

Спины ядерных уровней	Относительная четность	Формфакторы перезарядки	Соответствующие матричные элементы β -распада	Порядок запрета
$S_A \neq S_B$	$(-1)^{\Delta S}$	$I_0 \neq 0$ $\vec{I}_0 \neq 0$	$f r_\alpha r_\beta \dots r_\gamma ^{(\Delta S)}$ $f [\vec{\sigma} r]_\alpha r_\beta \dots r_\gamma ^{(\Delta S)}$	ΔS ΔS
$S_A = S_B \neq 0$	1	$I_0 \neq 0$ $\vec{I}_0 \neq 0$	$f (\text{ или } f r^2)$ $f \vec{\sigma}$	0 (или 2) 0
$S_A = S_B = 0$	1	$I_0 \neq 0$ $\vec{I}_0 = 0$	$f (\text{ или } f r^2)$ -	0 (или 2) -

$S_A \neq S_B$	$(-1)^{\Delta S + 1}$	$I_0 \neq 0$	$f\{r_\alpha, r_\beta, \dots, r_\gamma\}^{(\Delta S + 1)}$	$\Delta S + 1$
		$\vec{I}_0 \neq 0$	$f\{\sigma_\alpha r_\beta \dots r_\gamma\}^{(\Delta S)}$	$\Delta S - 1$
$S_A = S_B \neq 0$	-1	$I_0 \neq 0$	$f\vec{r}$	1
		$\vec{I}_0 \neq 0$	$f\vec{\sigma} \times \vec{r}$	1
$S_A = 0, S_B \neq 0$	$(-1)^{S_B + 1}$	$I_0 = 0$	-	-
		$\vec{I}_0 \neq 0$	$f\{\sigma_\alpha r_\beta \dots r_\gamma\}^{(S_B)}$	$S_B - 1$
$S_A = S_B = 0$	-1	$I_0 = 0$	-	-
		$\vec{I}_0 = 0$	-	-

Мы пользуемся принятыми в β -спектроскопии стандартными обозначениями матричных элементов ^{18/}:

$\{ \}^{(L)}$ - неприводимый тензор L -ого ранга,

$$f\{ \}^{(L)} = f\Psi_B^*(r_1 \dots r_2 \dots r_N) \sum_{i=1}^N (r_1^{(i)} + r_2^{(i)}) \{ \}^{(L)} \Psi_A(r_1 \dots r_2 \dots r_N) dr_1^3 \dots dr_N^3.$$

Таким образом, изучая β -распад, мы можем в принципе определить формфакторы, входящие в сечение перезарядки (см. формулу (7)) при малых переданных импульсах (значения формфакторов I_0 и \vec{I}_0 при импульсах $q = \frac{1}{R}$ можно определить из экспериментов по μ -захвату).

Известно, что сечение перезарядки на нуклоне при очень высоких энергиях крайне мало ^{15/}. При этом сечение упругого рассеяния практически не зависит от заряда налетающей частицы, входящей в данный изотопический мультиплет. В формуле (3) в этом случае можно положить $C_2 = 0$, $D_2^+ = 0$. Это значит, что в области очень высоких энергий сечение упругого рассеяния и возбуждения описываются только двумя формфакторами: I_1 и \vec{I}_2 . В частности, формула (9) становится справедливой для рассеяния на ядре с неравным количеством протонов и нейтронов, причем в соотношении (10):

$$\sigma_0 + \sigma_0 = \sigma_{\text{упр}}(pp) = \sigma_{\text{упр}}(np).$$

Поскольку сечение возбуждения ядерных уровней с изменением изотопического спина на единицу пропорционально сечению перезарядки на отдельном нуклоне, следует ожидать, что при энергиях порядка нескольких Гэв такие процессы будут сильно подавлены. Однако ввиду малости фона переходы $A \rightarrow B$ с $\Delta t = 1$, по-видимому, могут быть обнаружены экспериментально, что в принципе может дать сведения об абсолютной величине и спиновой структуре амплитуды перезарядки на отдельном нуклоне.

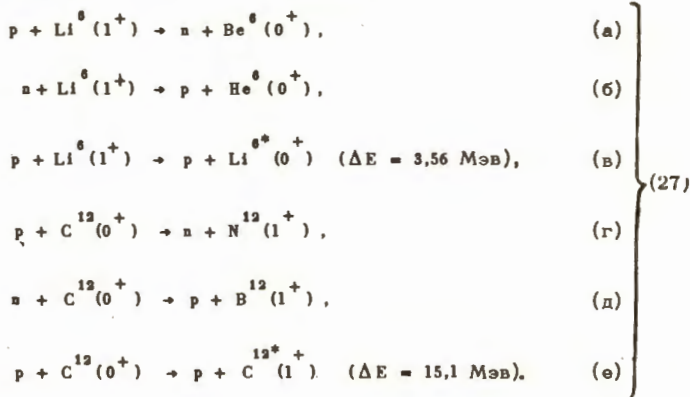
§ 5. Возбуждение ядерных уровней и перезарядка под действием спиновых сил

Мы уже говорили, что некоторые ядерные переходы, например, $0^+ \rightarrow 1^+$, $0^+ \rightarrow 2^-$, $0 \rightarrow S$ ($\eta = (-1)^{S+1}$), при отсутствии спин-спинового взаимодействия абсолютно запрещены при любом значении переданного импульса q .

В случае квазиупругого рассеяния частиц с нулевым спином (π -мезонов, K -мезонов и т.д.) эти ядерные переходы могут иметь место только при наличии спинорбитального взаимодействия. В то же время при рассеянии частиц со спином (нуклонов) основной вклад в те же переходы вносит спин-спиновое взаимодействие. При высоких энергиях эффективный угол рассеяния $\theta = \frac{1}{pR} \ll 1$ и спинорбитальные члены, по-видимому, малы по сравнению со спин-спиновыми. В результате следует ожидать, что полное сечение квазиупругого рассеяния с ядерным переходом $0 \rightarrow S(\eta = (-1)^{S+1})$ для частицы с нулевым спином во много раз меньше, чем для частицы со спином, отличным от нуля. По абсолютной величине сечения $\sigma(N + A \rightarrow N + B)$ можно судить о вкладе спин-спиновых членов в амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния.

Для исследования спин-спинового взаимодействия целесообразно рассмотреть перезарядку или возбуждение ядерных уровней вблизи $\theta = 0$. Как уже отмечалось выше, в ряде случаев при наличии спин-спинового взаимодействия переход $S \rightarrow S + 1$, $\eta = 1$ (или $S \rightarrow S$, $\eta = 1$, $S \neq 0$) может быть разрешенным при $\theta = 0$. При этом вклад формфакторов I_1 , I_3 , I_5 или тождественно равен нулю (переход $0^\pm \rightarrow 1^\pm$), или мал (имеет порядок величины $(qR)^2 = (\frac{\Delta ER}{\hbar c})^2$).

В качестве примера рассмотрим следующие процессы:



В обоих случаях начальное ядро имеет изотопический спин, равный 0, а конечное - 1. В силу изотопической инвариантности

$$\left. \begin{aligned} \sigma(p + Li^6 \rightarrow n + He^6) &= \sigma(n + Li^6 \rightarrow p + He^6) = 2\sigma(p + Li^6 \rightarrow p + Li^{6*}), \\ \sigma(p + C^{12} \rightarrow n + N^{12}) &= \sigma(n + C^{12} \rightarrow p + B^{12}) = 2\sigma(p + C^{12} \rightarrow p + C^{12*}). \end{aligned} \right\} (28)$$

Поэтому мы можем ограничиться рассмотрением реакций



Сечение перезарядки $n + A \rightarrow p + B$ при $\Delta S = 1$, $\eta = 1$ определяется по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(A \rightarrow B) \Big|_{\theta=0} = \frac{1}{3} \sigma'_0(E, 0) \sum_{m_A, m_B} |f \vec{\sigma}|^2 \frac{1}{2S_A + 1}. \quad (29)$$

Здесь матричный элемент $f \vec{\sigma}$ описывает β -распад $B \rightarrow A + e^- + \bar{\nu}$ (чистый гамов-теллеровский переход), $\sigma'_0(E, 0)$ - вклад спиновых членов в сечение перезарядки нейтрона на протоне при $\theta = 0$ (см. формулу (17)). Из теории β -распада известно, что для разрешенных переходов справедливо соотношение:

$$ft = \frac{D}{|f_1|^2 + R \sum_{m_A, m_B} |f \vec{\sigma}|^2 \frac{1}{2S_B + 1}}, \quad (30)$$

где $D = 8550 \pm 150$ сек, ft - произведение времени жизни по отношению к β -распаду на безразмерную функцию Ферми, зависящую от максимальной энергии электронов и заряда ядра, $R = 1,55^{1/8}$. Для рассматриваемых реакций $f_1 = 0$, и следовательно:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \Big|_{\theta=0} = \frac{1}{3} \sigma'_0(E, 0) \frac{D}{(ft)R} \cdot \frac{2S_B + 1}{2S_A + 1}, \quad xx) \quad (31)$$

В случае β -распада $He^6 \rightarrow Li^6 + e^- + \bar{\nu}$ $\lg_{10} ft = 2,9^{17/}$, т.е. $ft = 796$ сек. При этом $S_B = 0$, $S_A = 1$. В результате

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}(n + Li^6 \rightarrow p + He^6) \Big|_{\theta=0} = 0,6 \sigma'_0(E, 0). \quad (32)$$

В случае β -распада $B^{12} \rightarrow C^{12} + e^- + \bar{\nu}$ $\lg_{10} ft = 4,2^{17/}$, $ft = 18000$ сек. Отсюда

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}(n + C^{12} \rightarrow p + B^{12}) \Big|_{\theta=0} = \sigma'_0(E, 0) \frac{D}{(ft)R} = 0,26 \sigma'_0(E, 0). \quad (33)$$

x) Перезарядка $n + Li^6 \rightarrow p + He^6$ нам кажется особенно привлекательной, так как у изотопа He^6 нет возбужденных состояний, и это дает возможность идентифицировать процесс по β -распаду He^6 .

xx) При $q = 100$ Мэв сечение тех же реакций можно связать с вероятностью μ^- -захвата с S -оболочки мезоатомов ($Li^6 \mu^-$) и ($C^{12} \mu^-$).

Из (28) сразу следует, что

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + Li^6 \rightarrow p + Li^{6*}) \Big|_{\theta=0} = 0,3 \sigma'_0(E, 0),$$

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + C^{12} \rightarrow p + C^{12*}) \Big|_{\theta=0} = 0,13 \sigma'_0(E, 0) \quad x)$$
(34)

Еще раз подчеркнем, что только что рассмотренные ядерные переходы при рассеянии и перезарядке π -мезонов в области $\theta = 0$ ($\theta \ll \frac{1}{pR}$) должны быть подавлены. Для исследования роли спин-спинового взаимодействия в упругом рассеянии нуклона на нуклоне целесообразно рассмотреть возбуждение уровней с $\Delta S = 0, 1$ и $\Delta l = 0$ у ядер с равным количеством протонов и нейтронов. В случае очень высоких энергий, когда сечение перезарядки мало по сравнению с сечением упругого рассеяния (см. § 4), сечение возбуждения уровней с $\Delta S = 0$ или 1 и $\Delta l = 0$ при $\theta = 0$, независимо от соотношения между количеством протонов и нейтронов в ядре, определяется по формуле:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + A \rightarrow p + B) = \frac{4}{3} \frac{\sigma_0^{pp}(E, 0)}{(2S_A + 1)} \sum_{A, B} | \langle B | \hat{\Sigma} | A \rangle |^2, \quad (35)$$

где $\sigma_0^{pp} = \sigma_0^{pn}$ - вклад спиновых членов в сечении упругого рассеяния нуклона на нуклоне, $\hat{\Sigma}$ - оператор суммарного спина нуклонов.

В качестве примера рассмотрим возбуждение уровня V^{10} с энергией 3,58 Мэв и квантовыми числами 2^+ , $t = 0$. Известно, что основное состояние V^{10} обладает квантовыми числами 3^+ , $t = 0$. Если, в соответствии с работой /18/, принять, что магнитному дипольному переходу соответствует ширина 0,002 эв, из формулы (28) следует

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + V^{10}(3^+) \rightarrow p + V^{10*}(2^+)) \Big|_{\theta=0} = 0,11 \sigma_0^{pp}(E, 0) \quad xx)$$

К сожалению, абсолютное значение $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + V^{10}(3^+) \rightarrow p + V^{10*}(2^+))$ сравнительно мало. Можно рассмотреть реакцию $p + N^{14}(1^+) \rightarrow p + N^{14*}(1^+)$ ($\Delta E = 3,95$ Мэв). Ширина, соответствующая магнитному дипольному переходу $1^+(t=0) \xrightarrow{3,95 \text{ Мэв}} 1^+(t=0)$, составляет, по-видимому, около 0,005 эв /12/. Отсюда

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} (p + N^{14}(1^+) \rightarrow p + N^{14*}(1^+)) \Big|_{\theta=0} = 0,28 \sigma_0^{pp}(E, 0).$$

x) Реакции $p + Li^6 \rightarrow p + Li^{6*}$ ($\Delta E = 3,6$ Мэв) и $p + C^{12} \rightarrow p + C^{12*}$ ($\Delta E = 15,1$ Мэв) экспериментально исследовались в работе /9/ при энергии 185 Мэв в лабораторной системе координат; в обоих случаях, как следует из /9/, угловое распределение максимальное при $\theta = 0^\circ$.

xx) Полученный результат согласуется с экспериментальными данными /8/ о слабом возбуждении уровня V^{10} с энергией 3,58 Мэв.

В заключение мы должны еще подчеркнуть, что, рассматривая квазиупругие процессы, мы не учитывали многократного рассеяния внутри ядра. В частности, вне нашего рассмотрения остался процесс двойной перезарядки π -мезонов на нуклонах ядра. В работах Чу и Вика^{/3/}, Чу и Гольдбергера^{/4/} показано, что в рамках импульсного приближения поправки на многократное рассеяние имеют порядок величины $\sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}} \frac{\lambda}{\bar{R}^2}$, где σ — полное сечение упругого рассеяния, \bar{R} — среднее расстояние между нуклонами ядра, λ — длина волны налетающей частицы. При высоких энергиях, когда $E \gg m_\pi$, очевидно, что $\sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}} \frac{\lambda}{\bar{R}^2} \ll 1$, и многократным рассеянием заведомо можно пренебречь. Поскольку обычно $\sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}} \frac{\lambda}{\bar{R}} < 1$, многократное рассеяние может вносить незначительный вклад в сечение квазиупругого рассеяния и при меньших энергиях. При $E = 1$ Гэв мы можем считать, что для легких ядер исходное соотношение (1) справедливо с точностью до нескольких процентов.

В случае тяжелых ядер, радиус которых достигает 10^{-12} см, может оказаться существенным поглощение и изменение фазы проходящей волны внутри ядра. При этом, как показано в^{/5,6/}, в формулы импульсного приближения нужно ввести комплексный показатель преломления n . (В частности, в формулу (1) вместо переданного импульса $\vec{q} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1$, следует подставить $\vec{q}' = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 n$). Более детальное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Мак-Манус. Взаимодействие быстрых нуклонов с ядрами. Сборник "Современные проблемы ядерной физики", Госатомиздат, 1963, стр. 223-245; Дж. Френч. Прямые взаимодействия, там же, стр. 281-304.
2. G.F. Chew. Phys. Rev., 80, 196 (1950).
3. G.F. Chew, G.C. Wick. Phys. Rev., 85, 636 (1952).
4. G.F. Chew, M.L. Goldberger. Phys. Rev., 87, 778 (1952).
5. T.K. Fowler and K.M. Watson. Nucl. Phys., 13, N 4 (1959).
6. T.K. Fowler. Phys. Rev., 112, 1325 (1958).
7. Л.Д. Пузиков, Р.М. Рындин, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 32, 532 (1957).
8. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра, гл. 6, 11. Физматгиз, 1958.
9. D. Hasselgren, P.U. Reaerg, O.Sundbergand, G. Tubell. Nucl. Phys., 69, N 1, 81 (1965).
10. Л.Д. Р Ландау и Е.М. Лифшиц. Квантовая механика, § 29, ГИФМЛ, 1963.
11. W.T. Pinkston and G.R. Satcher. Nucl. Phys., 27, N 2, 270 (1961).
12. G. Morgurgo. Phys. Rev., 110, 721 (1958).

13. R.H. Fowler. Proc.Roy Soc.A 129, 1 (1930).
14. К. Тер-Мартirosян. ЖЭТФ, 20, 925 (1950).
15. L. Valentin. Nucl. Phys., 62, N 1, 81 (1965).
16. Л.Б. Окузь и И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424 (1956).
17. Б.С. Джебепов и Л.К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер, Изд. АН СССР (1958).
18. D. Kurath. Phys. Rev., 106, 975 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 августа 1966 г.