

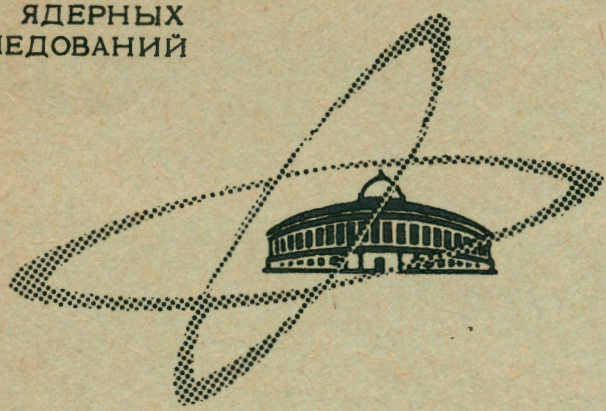
3666

Экз. чит. з.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3666



Т.И.Копалейшвили , Ф.Г.Ткебучава

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

О МЕХАНИЗМЕ ПОГЛОЩЕНИЯ π^{\pm} -МЕЗОНОВ
ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

1968

P4 - 3666

Т.И.Копалейшвили* , Ф.Г.Ткебучава*

О МЕХАНИЗМЕ ПОГЛОЩЕНИЯ π^{\pm} -МЕЗОНОВ
ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

* Тбилисский государственный университет.

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В в е д е н и е

Одним из основных вопросов, возникающих при исследовании процессов поглощения π^{\pm} -мезонов ядрами, является вопрос о механизме поглощения. Как известно, в работе Бракнера и др. ^{/1/} в основу рассмотрения этих процессов был положен двухнуклонный механизм поглощения. Но, как показывает эксперимент Вайсенберга и др. ^{/2/}, " α - частичный" механизм тоже играет важную роль в поглощении оставшихся π^- -мезонов легкими ядрами. В работе Варфоломеева ^{/3/} в основу интерпретации экспериментальных данных по поглощению оставшихся π^- -мезонов легкими ядрами положен "коллективизированный" однонуклонный механизм, согласно которому основная часть (≈ 90 Мэв) освобожденной при поглощении π^- -мезона энергии передается одному нуклону в виде кинетической энергии, а оставшая часть (≈ 50 Мэв) - остаточному ядру в виде энергии возбуждения. Однако из простых общеизвестных теоретических оценок следует, что однонуклонный (в том числе "коллективизированный") механизм должен играть малую роль по сравнению с двух- и " α - частичным" механизмом поглощения. Действительно, если вся энергия покоя π^- -мезона (140 Мэв) передается одному нуклону, то в силу законов сохранения энергии и импульса этот нуклон в ядре до поглощения π^- -мезона должен обладать импульсом ≈ 550 Мэв/с, а если одному нуклону передается лишь часть (≈ 80 Мэв) этой энергии, то соответствующий импульс в ядре должен быть ≈ 400 Мэв/с, в то время как в случае двухнуклонного поглощения (с учётом того, что часть освобожденной энергии пог-

глощает остаточное ядро) энергия, приходящаяся на один нуклон, составит $\approx 50-60$ Мэв/с и, следовательно, соответствующий импульс ≈ 300 Мэв/с. Поскольку средний импульс (\bar{p}) нуклонов в легких ядрах $\approx 100-150$ Мэв/с, и функция импульсного распределения при $p > \bar{p}$ быстро падает, вышеприведенное утверждение оправдано. Эти соображения остаются справедливыми и для движущихся π -мезонов, когда их импульсы малы по сравнению с импульсами нуклонов, получаемыми при поглощении мезонов.

Легко видеть, что об относительной роли одно- и двухнуклонных механизмов поглощения π -мезонов сложными ядрами можно судить по отношению вероятности (сечений) одно- и двухнуклонных реакций (π^\pm, N) и (π^\pm, NN) . С этой точки зрения эти реакции с остановившимися π^- -мезонами исследовались в работе Спектора^{/4/}, где вышеприведенные соображения о малой роли однонуклонного механизма поглощения по сравнению с двухчастичным поставлены под сомнение. В настоящей работе рассчитываются вероятность (W_n) реакции (π^-, n) , идущей через однонуклонный механизм поглощения, и суммарная вероятность ($W_{NN} \equiv W_{nn} + W_{np}$) реакции (π^-, np) и (π^-, pp) , идущей через парное поглощение на ядре ^{16}O . Согласно расчётам, $W_n \approx 14 \cdot 10^{17} \text{ сек}^{-1}$ и $W_{NN} \approx 6,0 \cdot 10^{17} \text{ сек}^{-1}$. Если верить этим числам, получается, что однонуклонный механизм должен играть сравнимую роль с двухчастичным механизмом. Следует сказать, что в этой работе W_n рассчитывается корректно, а значение W_{NN} получено на основе грубой и некорректной оценки. С другой стороны, согласно более последовательным расчётам, проведенным в работах^{/5,6/}, $W_{NN} \approx 10^{19} \text{ сек}^{-1}$.

Результаты, противоречащие вышеприведенным теоретическим оценкам, получены в работе^{/7/}. А именно, сечение однонуклонной реакции $M(\pi^+, p)$ на ядрах ^{12}C и ^{16}O при энергии $T_\pi \approx 50$ Мэв получилось $\approx 10^{-25} \text{ см}^2$, что сравнимо (даже превышает) с сечениями двухнуклонных реакций (π^+, pp) и (π^+, pr) на этих же ядрах, полученными в работе^{/8/}.

Ввиду важности вопроса об относительной роли разных механизмов поглощения π -мезонов ядрами и в связи с вышесказанным представляет интерес вновь рассмотреть реакции (π^\pm, N) на ядрах ^{12}C и ^{16}O , тем более, что в работе^{/7/} в расчёте реакции (π^+, p) пренебрегается взаимодействием вылетевшего из ядра протона с остаточным ядром. Учёт этого взаимодействия при расчёте реакции (π^-, n) с остановившимися π^- -мезонами, как показано в работе^{/4/}, существенно увеличивает значение вероятности. Поэтому представляет интерес

исследовать эффект этого взаимодействия также в случае реакции (π^\pm, N) с движущимися π -мезонами. Интересно исследовать и зависимость сечений этих реакций от кинетической энергии π -мезонов.

Расчёт вероятности (сечения) реакции (π^\pm, N)

Как было отмечено во Введении, реакцию $A(\pi^\pm, N)B$ мы рассматриваем как результат поглощения π -мезонов отдельными нуклонами начального ядра. Состояния ядер будем рассчитывать по модели независимых частиц (МНЧ). Тогда матричный элемент перехода $\pi^\pm + A \rightarrow B + N$ из состояния ψ_a начального ядра A с заполненными оболочками в конечное состояние с заданным состоянием ψ ядра B будет равен:

$$\langle \psi_b | T | \psi_a \rangle = \langle \vec{k}' \mu'_\sigma \mu'_r | T_1^\pm | n \ell] m, \mu_r \rangle, \quad (1)$$

где $(n \ell] m, \mu_r)$ - совокупность квантовых чисел, характеризующая одночастичное состояние в МНЧ; $\vec{k}, \mu'_\sigma, \mu'_r$ - соответственно волновой вектор, спиновое и изоспиновое магнитные квантовые числа вылетевшего нуклона; T_1^\pm - оператор взаимодействия (поглощения) π^\pm -мезона отдельным нуклоном в ядре. Оператор T_1^\pm определяется двухчастичным оператором поглощения π -мезонов (NN)-парой N_π , приведенным в работе^{/8/} (см. $\Phi(1)$) и представленным в виде суммы одночастичных операторов T_1 . Заметим, что N_π , строго говоря, является не гамильтонианом взаимодействия, а T -оператором перехода $\pi + d \rightarrow N + N$, поэтому лучше обозначить его через T_2 . Оператор T_1 имеет вид^{/8/}:

$$T_1 = hc \left(\frac{h}{\mu c} \right)^{3/2} \left[(g_a + \frac{1}{2} g_b) \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \vec{r} \cdot \vec{\phi} + i g_b \vec{r} \cdot \vec{\phi} \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \right], \quad (2)$$

где $\vec{\sigma}, \vec{r}, \vec{\nabla}$ - операторы, относящиеся к одному нуклону; $\vec{\phi}$ - волновая функция π -мезонов; $g_a = 1,43, g_b = 0,128 g_a$.

В случае остановившихся π^- -мезонов, поглощающихся с определенной

орбиты мезоатома, первый член в выражении (2) соответствует поглощению с орбит отрицательной чётности, а второй член - с орбит положительной чётности. Как показано в работах /5,6/, в случае легких ядер ($A \leq 16$) можно ограничиться поглощением только с 1S-орбиты. Тогда в нулевом приближении по $\frac{ZR_0}{a_0} \ll 1$ (Z и R_0 - атомный номер и радиус ядра, a_0 - боровский радиус соответствующего мезоатома) из (2) получим:

$$T_1^{1S} = i \frac{hc}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{ze^2}{hc} \right)^{3/2} g_b \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} r^- \quad (3)$$

В случае поглощения движущихся π^\pm -мезонов пренебрегаем искажением волновой функции π -мезона полем ядра, как это делалось в работах /8,9/. Кроме того учтем, что $|g_a + \frac{1}{2}g_b| \approx g_a$. Тогда из (2) получим:

$$T_1^\pm = i hc \left(\frac{h}{\mu c} \right)^{3/2} e^{ikr} [g_a \vec{\sigma} k_0 + g_b \vec{\sigma} \vec{\nabla}] r^\pm, \quad (4)$$

где \vec{k}_0 - волновой вектор π -мезона. Как показали расчёты, второй член этого выражения дает пренебрежимо малый вклад в сечение, поэтому в дальнейшем мы его опускаем. Используя формулы (1,3,4), легко можно получить выражения для вероятности реакции (π^-, n) и сечения реакции (π^\pm, N) на ядрах с замкнутыми оболочками:

$$dW = 2hc^2 \left(\frac{ze^2}{hc} \right)^3 g_b^2 \sum_{nljm, \mu'_\sigma} | \sum_{qm\ell\mu_\sigma} \sqrt{3} (\ell 1/2 m_\ell \mu_\sigma | jm) (1^{1/2} -q\mu_\sigma | 1/2 \mu'_\sigma) (-)^q \xi_{nlm\ell}^q(\vec{k}, 0) |^2 \times \delta(\mu c^2 - \epsilon(nl j) - T_n - T_{отд}) d\vec{k} \quad (5)$$

$$(-)^q \xi_{nlm\ell}^q(\vec{k}, 0) |^2 \times \delta(\mu c^2 - \epsilon(nl j) - T_n - T_{отд}) d\vec{k}$$

$$d\sigma = 2\pi \left(\frac{h}{\mu c} \right)^3 \frac{E}{k_0} \sum_{nlm, \mu'_\sigma} g_a^2 | \sum_{qm\ell\mu_\sigma} \sqrt{3} (\ell 1/2 m_\ell \mu_\sigma | jm) (1^{1/2} -q\mu_\sigma | 1/2 \mu'_\sigma) (-)^q \times \quad (6)$$

$$\times k_0^q \xi_{nlm\ell}(\vec{k}, \vec{k}_0) |^2 \times \delta(E_\pi - \epsilon(nl j) - T_N - T_{отд}) d\vec{k},$$

где

$$\xi_{nlm\ell}(\vec{k}, \vec{k}_0) = (2\pi)^{-3/2} \int \psi_{\vec{k}}^{(+)}(\vec{r}) e^{i\vec{k}_0 \vec{r}} \psi_{nlm\ell}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (7)$$

$$\xi_{nlm\ell}^q(\vec{k}, \vec{k}_0) = (2\pi)^{-3/2} \int \psi_{\vec{k}}^{+(-)}(\vec{r}) e^{i\vec{k}_0 \vec{r}} \nabla^q \psi_{nlm\ell}(\vec{r}) d\vec{r},$$

$\epsilon(nl j)$ - энергия вырывания нуклона с волновой функцией $\psi_{nlm\ell}$ из данной оболочки ядра; 1_N и 1_N - его волновой вектор и кинетическая энергия в конечном состоянии с волновой функцией $\psi_{\vec{k}}^{(-)}$, T - кинетическая энергия остаточного ядра.

При расчёте интегралов (7) для волновых функции нуклонов в ядре берем осцилляторные функции, которые в случае легких ядер являются достаточно хорошими приближениями во внутренней области ядра, которая в нашем случае вносит основной вклад в эти интегралы.

Волновую функцию $\psi_{\vec{k}}^{(-)}$ возьмем в виде:

$$\psi_{\vec{k}}^{(-)} = e^{i\vec{k} \vec{r} + 1s(\vec{r})}, \quad (8)$$

где учитывается взаимодействие вылетевшего нуклона с остаточным ядром в квазиклассическом приближении. Применение этого приближения оправдывается тем, что в рассматриваемых реакциях вылетевшие нуклоны обладают большими энергиями ($E > 100$ Мэв).

Для определения $S(\vec{r})$ воспользуемся выражением^{/10/}:

$$S(\vec{r}) = i \frac{\bar{\sigma} A}{2b^2 \pi^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2 \sin^2 \phi}{b^2}\right) \int_0^\infty e^{-z^2} dz, \quad \cos \phi = \frac{\vec{k} \vec{r}}{kr}, \quad (9)$$

где $\bar{\sigma}$ - среднее сечение рассеяния вылетевшего нуклона на нуклонах остаточного ядра, b - размерный параметр, определяющий плотность распределения нуклонов в ядре, A - массовое число.

Отметим, что в работе Якоба и Мариса^{/10/}, где рассматривалось квазиупругое выбивание протонов электронами из ядра (N, B) , при выводе выражения (9) пренебрегалось реальной частью оптического потенциала (N, B) взаимодействия, а мнимая часть выражалась через $\bar{\sigma}$.

Для упрощения расчётов в выражении для $S(\vec{r})$ пренебрегаем зависимостью от угла ϕ , заменяя $\sin^2 \phi$ и $|\cos \phi|$ их средними значениями 2/3 и 1/2 соответственно. Тогда

$$S(r) = i \frac{\bar{\sigma} A}{2b^2 \pi^{3/2}} \exp\left(-2/3 \frac{r^2}{b^2}\right) \int_0^\infty e^{-z^2} dz. \quad (10)$$

Заметим, что аналогичное упрощение делается в вышеупомянутой работе^{/4/}, где для $\psi_{\vec{k}}^{(-)}$ берется выражение (8), но $S(\vec{r})$ непосредственно связывается с мнимой частью оптического потенциала.

В этом случае выражения (5) и (6) упрощаются и мы имеем:

$$W = \frac{4}{\pi} \frac{MC^2}{h} \left(\frac{ze^2}{hc}\right)^2 g^2 \sqrt{\frac{A-1}{A}} \sum_{nlj} 3(2l+1) \left[\frac{l+1}{2l+3} b_{lj}^+ (\vec{n}_k) |J_{nl}^+(y_{nlj}, (0))|^2 + \right. \\ \left. + \frac{l}{2l-1} b_{lj}^- (\vec{n}_k) |J_{nl}^-(y_{nlj}, (0))|^2 \right] \chi_{nlj}, (0) \quad (11)$$

$$\frac{d\sigma}{\sin^2 \theta d\theta} = \frac{2M}{h^2 \alpha^2} E_\pi \left(\frac{h}{\mu c}\right)^3 \alpha z_0 g^2 \sqrt{\frac{A}{A-1}} \sum_{nlj} (2j+1) |J_{nl}(y_{nlj}, (z_0))|^2 \chi_{nlj}(z_0),$$

где

$$b_{lj}^\pm(\alpha) = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m, \mu} | \sum_{m'} (-)^q (l+1/2 m_l \mu_\sigma | j m) (1/2 - g\mu_\sigma | 1/2 \mu_\sigma) (l \pm 1 q + m_l) \times \\ \times y_{l \pm 1 m_l \pm q}(\vec{n}) |^2 \quad (12)$$

$$J_{nl}^-(y) = \int_0^\infty j_{l-1}(yt) \exp(-S(t) R_{nl}^-(t)) t^2 dt$$

$$J_{nl}^+(y) = \int_0^\infty j_{l+1}(yt) \exp(-S'(t) \left(\frac{d}{dt} - \frac{l}{t}\right) R_{nl}^+(t)) t^2 dt \quad (14)$$

$$J_{nl}^-(y) = \int_0^\infty j_{l-1}(yt) \exp(-S'(t) \left(\frac{d}{dt} + \frac{l+1}{t}\right) R_{nl}^-(t)) t^2 dt$$

$$Y_{nlj}(z_0) = \sqrt{\frac{A}{A-1}} (x_{nlj}^2 + z_0^2 - 2x_{nlj} z_0 \cos \theta)$$

$$Z_{nlj}(z_0) = \frac{z_0}{A} \cos \theta + \sqrt{\frac{z_0^2}{A^2} \cos^2 \theta + y_0^2 (nlj) - \frac{z_0^2}{A}}$$

$$Y_0^2(nlj) = \frac{2M}{h^2 \alpha^2} (E_\pi - \epsilon(nlj)) \frac{A-1}{A}$$

$$z_0 = \frac{k_0}{\alpha}, \quad x = \frac{k}{\alpha}, \quad \alpha \text{ - параметр осцилляторных функций } S' = -iS.$$

Результаты и обсуждение

Интегралы (14) вычислялись на ЭВМ М-20. Для осцилляторного параметра в случае обоих ядер ^{12}C и ^{16}O бралось значение $\alpha = 0,57 \text{ f}^{-1}$, которое использовалось при расчетах двухнуклонных реакций^{/5,6,8,9/} так же, как параметр b , входящий в (9), который для обоих случаев брался с одинаковым значением $b = 1,93 \text{ f}$, использованным в работе^{/10/} для ядра ^{12}C . Величина $\bar{\sigma}$ определялась в работе Бети^{/11/}. В области энергии нуклонов 135-400 Мэв она примерно постоянна и $\approx 29 \text{ мб}$. При вычислениях мы применяем это значение, поскольку в случае реакции (π^{\pm}, W) с движущимися π -мезонами с энергиями из рассматриваемого нами интервала 40-100 Мэв нуклоны будут обладать энергиями из вышеприведенной области. Для реакции с остановившимися π^- -мезонами мы пользуемся тем же значением $\bar{\sigma}$, поскольку, хотя энергии вылетевших нуклонов будут несколько меньше 135 Мэв, $\bar{\sigma}$ в этой области возрастает медленно. Кроме того это значение $\bar{\sigma}$, определенное в случае реакции на ^{12}C , мы применяем и для ядер ^{16}O . Все эти приближения вполне приемлемы, поскольку нас интересует лишь порядок величины.

Результаты численных расчетов приведены в таблице. ϵ_p - энергия связи протона в соответствующей оболочке. Приведенные значения ϵ_p используются и для ϵ_n , поскольку разница между ними незначительна. W_n^0 и σ_p^0 - вероятность и сечение, рассчитанные в приближении плоских волн, W_n и σ_p - рассчитаны с учетом взаимодействия вылетевшего нуклона с остаточным ядром. Как видим, учет этого взаимодействия приводит к увеличению вероятности и сечения больше, чем на порядок.

Как видно из таблицы, полная вероятность реакции $W_n \approx 10^{16} \text{ сек}^{-1}$ для ядра C и $W_n \approx 10^{17} \text{ сек}^{-1}$ - для ядра ^{16}O , в то время как соответствующие вероятности двухнуклонных реакций, как показано в работе^{/6/}, порядка 10^{18} сек^{-1} и 10^{19} сек^{-1} . Таким образом, вероятность поглощения ядром остановившегося π^- -мезона с выходом одного нуклона на два порядка меньше вероятности поглощения с выходом двух нуклонов.

Сечение реакции (π^+, p) в интервале энергий π -мезонов 40-100 Мэв постоянно составляет $\approx 1 \text{ мб}$ для обоих ядер. В случае же двухнуклонных

реакций соответствующие сечения, как показано в работе^{/8/}, имеют порядок нескольких десятков мбн.

Отметим, что наши результаты расходятся с результатами работы^{/7/}, где реакция (π^+, p) на ядрах ^{12}C и ^{16}O рассчитывается в борновском приближении и для сечения получено значение 100 мб. Если в формуле (12) для g_n использовать теоретическое значение

$$g_n = \sqrt{4\pi} f \sqrt{\frac{\mu c^2}{E_n}}, \quad (f^2 = 0,088), \quad (\text{при этом } g_b = i \frac{\mu}{M} g_n)$$

и J_{nl} - рассчитать в борновском приближении, полученное выражение совпадает с соответствующей формулой в работе^{/7/}, с той разницей, что в работе^{/7/} учтен второй несущественный член выражения (4) и в волновой функции нуклона в ядре не учтено движение остатка. Кроме того, в численных расчетах для осцилляторного параметра α берется значение $0,625 \text{ f}^{-1}$, отличающееся от нашего. Если даже учесть все это, между результатами остается различие в два порядка, что, по-видимому, связано с ошибкой, допущенной при численных расчетах в работе^{/7/}.

Из вышеприведенного анализа можно сделать следующее заключение. Однонуклонный механизм поглощения π -мезонов не может играть сколь-нибудь существенной роли в процессах с легкими ядрами, за исключением очень высокоэнергетической части спектра нуклонов ($E_n \gg 100 \text{ Мэв} + T_\pi$), которая в основном обязана этому механизму. Этот результат качественно согласуется с данными эксперимента^{/12/} по спектру нейтронов, возникающих при поглощении остановившихся π^- -мезонов ядром ^{12}C . Согласно этой работе, выход нейтронов при $E_n > 100 \text{ Мэв}$ составляет несколько процентов от выхода в максимуме спектра ($E \approx 10 \text{ Мэв}$).

Л и т е р а т у р а

1. K.A.Brueckner, R.Serber, K.M.Watson. Phys.Rev. 84, 258, 1951.
2. А.О.Вайсенберг, Э.Д.Колчанова, Н.Б.Рябин. Phys. Rev. Letters 2, 110, 1602, ЖЭТФ: 47, 1262, 1964 г.
3. А.Г.Варфоломеев. Труды ФИАН 22, 101, 1964 г.
4. R.M.Spector. Phys. Rev. B134, 101, 1964.

5. Р.И.Джибути, Т.И.Копалешвили. ЖЭТФ, 38 1760 (1960).
6. Т.И.Копалешвили. Ядерная физика 1, 961, 1965 г.
7. T.Letourneux, J.M.Eisenberg. Nucl. Phys. 87, 331, 1966.
8. Т.И.Копалешвили. Ядерная физика 2, 538, 1966 г.
9. Т.И.Копалешвили. Nucl. Phys. B1, 335, 1967.
10. G.Jacob, Th.A.J.Maris. Nucl. Phys. 31, 139, 1962.
11. C.J.Batty. Nucl. Phys. 23, 562, 1961.
12. H.L.Anderson, E.P.Hincks, C.S.Johnson, C.Ray, A.M.Segar, Phys. Rev. B133, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 января 1968 года.

Таблица

		^{12}C			^{16}O	
Оболочки		$1\text{S}_{1/2}$	$1\text{P}_{3/2}$	$1\text{S}_{3/2}$	$1\text{P}_{3/2}$	$1\text{P}_{1/2}$
ϵ_p	(Мэв)	33	16	34	18	12
W_n^0	(10^{15}сек^{-1})	0,23	0,49	0,65	1,79	0,41
W_n^0	(10^{16}сек^{-1})	0,64	0,88	2,65	4,50	5,73
W_n	(10^{16}сек^{-1})	1,52			12,9	
		$(0,52-0,47)10^{-2}$	$(0,16-0,13)10^{-1}$	$(0,55-0,31)10^{-2}$	$(0,16-0,13)10^{-1}$	$(0,16-0,37)10^{-1}$
σ_p	(мбарн) (40-100Мэв)	0,68-0,85	0,89-1,33	0,95-0,97	1,45-1,69	0,60-0,63
$\sigma_p^{\text{пол}}$	(мбарн) (40-100 Мэв)	1,57-2,18			2,99-3,23	