

С346.38

С-16

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3359/1-71



P4 - 5997

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

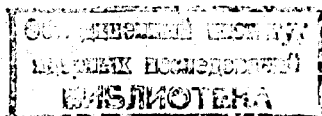
Ю.А.Салганик, Р.А.Эрамжян

СПЕКТР И АСИММЕТРИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ
В РЕАКЦИИ $\mu^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + n + \nu$

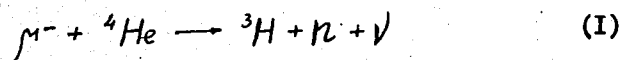
1971

Ю.А.Салганик, Р.А. Эрамжян

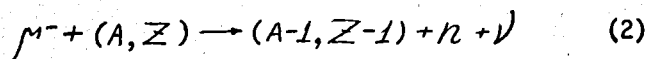
СПЕКТР И АСИММЕТРИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ.
В РЕАКЦИИ $\mu^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + n + \nu$



Анализ ^{/1/} энергетического спектра и асимметрии углового распределения относительно направления спина захватываемого μ^- -мезона в реакции

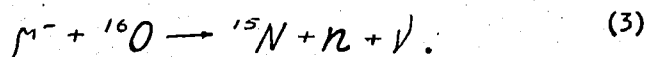


выявил сильную зависимость названных характеристик процесса от ядерного аспекта задачи, т.е. от структуры волновой функции начального ядра, взаимодействия в конечном состоянии и т.д. Имеющиеся экспериментальные данные по спектрам и асимметрии нейтронов от μ^- -захвата относятся лишь к сложным ядрам (${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$ и ${}^{40}\text{Ca}$). В связи с этим возникает необходимость исследования процесса



для более сложного ядра с учетом тех факторов, которые оказались существенными в случае ядра ${}^4\text{He}$.

В настоящей работе рассматривается реакция



Расчет проводится в рамках прямого механизма процесса. Этот механизм является определяющим при энергиях нейтронов выше 10 Мэв. Что же касается мягких нейтронов, то они обусловлены резонансным механизмом (возбуждение гигантского резонанса) захвата μ^- -мезонов. Как и в прежних работах ^{/1,2/}, мы не будем стремиться к получению прецизионных результатов, а обратим основное внимание на выявление зависимостей указанных выше характеристик от ядерной структуры.

В работе используется эффективный мюон-нуклонный гамильтониан ^{/3/}:

$$H_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \tau^{(i)} (1 - \bar{b} \bar{v}) \sum_{i=1}^A \tau_i^{(i)} [H_0(i) + H_V(i)] \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \quad (4)$$

$$H_0(i) = G_V 1 \cdot 1_i + G_A \bar{b} \cdot \bar{b}_i + G_P \bar{b}_i \cdot \vec{v}, \quad (5a)$$

$$H_V(i) = g_V \bar{b} \cdot \frac{\vec{p}_i}{M_N} + g_A \bar{b}_i \cdot \frac{\vec{p}_i}{M_N}, \quad (5b)$$

в котором учтены скоростные $H_V(i)$ члены (члены, пропорциональные $\frac{\vec{p}_i}{M_N}$). Как было показано ранее [1,2,4,5], скоростные члены (5б) дают существенный вклад в спектр нейтронов высоких энергий и определяют их асимметрию в этой области.

Величины G_V , G_A и G_P в (5) следующим образом связаны с константами мюон-нуклонного взаимодействия:

$$G_V = g_V (1 + \frac{E_V}{2M_N}), G_A = g_A - (g_V + g_M) \frac{E_V}{2M_N}, G_P = [(g_P - g_A) - (g_V + g_M)] \frac{E_V}{2M_N}. \quad (6)$$

Зависимость величины g_P от переданного четырехимпульса q^2 бралась в виде

$$g_P = g_A \frac{2m_\pi M_N}{m_\pi^2 + q^2}, \quad (7)$$

где m_π , m_π и M_N - массы π^- - мезона, π - мезона и нуклона соответственно.

Волновую функцию конечного состояния (система $^{15}N+n$) запишем в виде:

$$\Psi_J = \hat{A} e^{i\vec{Q}\vec{R}} \Psi_{J_1 M_1} \Psi_{\frac{1}{2} \epsilon}(\vec{p}, \vec{r}), \quad (8)$$

где \vec{R} - координата центра масс системы $^{15}N+n$, \vec{Q} - импульс центра масс, $\Psi_{J_1 M_1}^{(1, 2, \dots, A-1)}$ - внутренняя анти-

симметричная волновая функция ядра ^{15}N в основном состоянии и

$$\Psi_{\frac{1}{2}\varepsilon}(\vec{q}, \vec{r}) = 4\pi \sum i^{\ell} b_{j\ell}(\varrho r) \langle \ell m \frac{1}{2} S; j M \rangle \langle \ell \bar{m} \frac{1}{2} \varepsilon; j M \rangle \cdot Y_{\ell m}(\hat{r}) \cdot Y_{\ell \bar{m}}^*(\hat{r}) \cdot \chi_{\frac{1}{2} S} \quad (9)$$

В (9) $b_{j\ell}(\varrho r)$ - радиальная волновая функция относительного движения нейтрона и ядра ^{15}N , $\chi_{\frac{1}{2} S}$ - спиновая волновая функция нейтрона. Оператор \hat{A} антисимметризует функцию только по координате вылетевшего нейтрона и нуклона конечного ядра.

До интегрирования по координате центра масс ядерной системы матричный элемент перехода (2) имеет вид

$$M = 4\pi \sum i^{-\ell} \langle \ell m \frac{1}{2} S; j M \rangle \langle \ell \bar{m} \frac{1}{2} \varepsilon; j M \rangle \cdot Y_{\ell \bar{m}}(\hat{r}) \cdot \left\{ \frac{A}{\sqrt{A}} \langle \psi_{j, M, \frac{1}{2}}^{\varepsilon}(1, 2, \dots, A-1) b_{j\ell}(\varrho r) Y_{\ell m}^*(\hat{r}) \chi_{\frac{1}{2} S} / f_A | \psi_{j, M, \frac{1}{2}}^{\varepsilon}(1, 2, \dots, A) \rangle + \frac{A(A-1)}{\sqrt{A}} \langle \psi_{j, M, \frac{1}{2}}^{\varepsilon}(1, 2, \dots, A-1) b_{j\ell}(\varrho r) Y_{\ell m}^*(\hat{r}) \chi_{\frac{1}{2} S} / h_{A-1} | \psi_{j, M, \frac{1}{2}}^{\varepsilon}(1, 2, \dots, A) \rangle \right\},$$

где f_A и h_{A-1} - одночастичный операторы, действующие на A -ую и $(A-1)$ -ую частицу соответственно.

После интегрирования по координате центра масс системы, что даёт дельта-функцию закона сохранения импульса, операторы

$$f_A \text{ и } h_{A-1} \text{ переходят в}$$

$$\tilde{f}_A = e^{-i \frac{A-1}{A} \vec{P}_\nu \vec{r}} \cdot O_i^{(A)},$$

$$h_{A-1} = e^{i \frac{1}{A} \vec{P}_\nu \vec{r} - i \frac{A-1}{A-2} \vec{P}_\nu \vec{r}} \cdot O_i^{(A-1)},$$

где

$$\begin{aligned}
 O_1^{(A)} &= 1^{(A)}, & O_1^{(A-1)} &= 1^{(A-1)}, \\
 O_2^{(A)} &= 6^{(A)}, & O_2^{(A-1)} &= 6^{(A-1)}, \\
 O_3^{(A)} &= \hat{q}_1, & O_3^{(A-1)} &= \hat{q}_2, \\
 O_4^{(A)} &= \bar{5}^{(A)} \hat{q}_1, & O_4^{(A-1)} &= \bar{5}^{(A-1)} \hat{q}_2, \\
 \hat{q}_1 &= \frac{\partial}{\partial \vec{r}}, & \hat{q}_2 &= -\frac{1}{A-1} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}_c},
 \end{aligned}$$

\vec{r} - вектор, соединяющий центр тяжести $(A-1)$ -ой частиц и A -ую частицу, а \vec{r}_c - вектор, соединяющий центр тяжести $(A-2)$ частиц и $(A-1)$ -ую частицу. /Верхний индекс (в скобках) при операторе указывает на переменные какой частицы этот оператор действует/.

Таким образом, матричный элемент M оказывается состоящим из двух частей - из прямого (первое слагаемое) и обменного (второе слагаемое). Можно провести некоторую параллель между прямыми и обменным членом, возникающим при вычислении матричных элементов (10) и полуксными диаграммами (рис. 1). Первой диаграмме соответствует прямой член, а второй - обменный. Подчеркнем, что указанная аналогия носит чисто иллюстративный характер. Отметим, что при учете обменного матричного элемента возникают некоторые трудности общего характера. Во-первых, мы не учитываем других возможных механизмов процесса, таких, например, аналогом которых в некотором смысле является треугольная диаграмма и т.д. Их вклад может оказаться одного порядка с вкладом обменного члена. Во-вторых, в расчетах может возникнуть некоторая переоценка вклада обменных членов, обусловленная тем, что связанное состояние нуклона описывается обычно функцией ямы бесконечной глубины, а непрерывный спектр - функцией ямы конечной глубины. Однако, учиты-

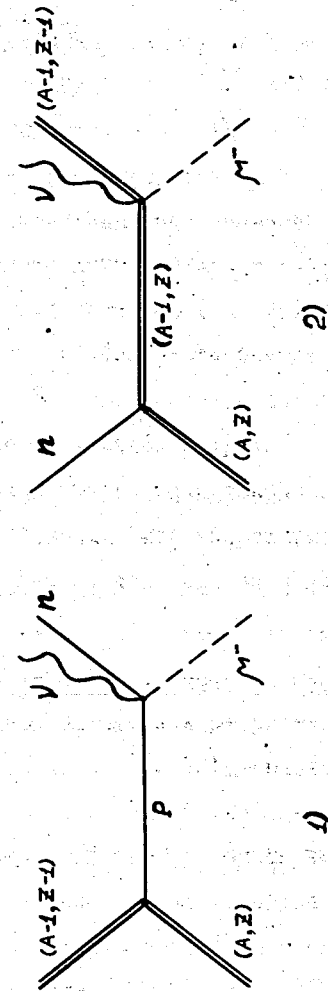


Рис. 1.

вая качественный характер расчетов, мы не будем останавливаться на этих проблемах.

При расчете матричных элементов полагалось, что ^{16}O является дважды магическим ядром, а основное состояние ядра ^{15}N рассматривалось как $P_{1/2}^{-1}$ дырочное состояние. Радиальные функции, описывающие движение нуклонов в ядре, брались в виде функций гармонического осциллятора. Для расчета матричного элемента (10) удобно от внутренних волновых функций перейти к оболочечным функциям. Последние содержат лишнюю координату центра тяжести. Последовательное исключение её приводит к появлению в матричном элементе коэффициентов Талми. В случае прямого матричного элемента такое преобразование выполняется просто. Некоторые трудности возникают при учете обменного члена. Пренебрежение в последнем случае вкладом нуклонов S - оболочки позволило провести выделение движения центра тяжести и в этом случае.

Радиальная волновая функция $b_{j\ell}(qr)$ относительного движения рассчитывалась численно путем решения уравнения Шредингера с оптическим потенциалом^{/6/}

$$V(r) = U \cdot f(r) + iWg(r) + U_{sr} \frac{1}{r} \frac{\partial f(r)}{\partial r} \vec{1} \cdot \vec{\sigma}, \quad (II)$$

где

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r-R)/a]}, \quad g(r) = \exp\{-[(r-R)/b]^2\},$$

$$U = (48 - 0.3E) \text{ Mev}, \quad W = (3 \cdot E^{1/2}) \text{ Mev},$$

$$U_s = (22 - 0.3E) \text{ Mev}, \quad R = r_0 A^{1/3},$$

$$a = 0.65 \text{ fm}, \quad b = 0.98 \text{ fm}, \quad r_0 = 1.25 \text{ fm}.$$

Учитывая качественный характер расчетов, мы использовали усредненный для этой области ядер оптический потенциал и не исследовали его с точки зрения непосредственного описания конкретных экспериментальных данных.

Выражение для дифференциальной скорости процесса (3) записывается в следующем виде

$$\frac{d\omega}{dE d\Omega} = C \cdot E^{-1/2} \frac{f^2(E)}{[1+f(E)]} \{A(E) + B(E) \cos \Theta\}, \quad (12)$$

где E - энергия относительного движения нейтрона и ядра остатка, C - численный множитель, не зависящий от энергий, Ω - направление импульса \vec{p} относительного движения нейтрона и ядра остатка, Θ - угол между вектором \vec{p} и направлением спина μ^- - мезона,

$$f(E) = \left(1 + 2 \frac{E - E_0}{M}\right)^{1/2} - 1,$$

E_0 - энергия, выделяющаяся в реакции, M - суммарная масса нейтрона и ядра остатка. $A(E)$ и $B(E)$ - билинейные комбинации ядерных матричных элементов.

Энергетический спектр и асимметрию определим как

$$\frac{d\omega}{dE} = \int d\Omega \frac{d\omega}{dE d\Omega}, \quad \alpha(E) = B(E)/A(E). \quad (13)$$

Заметим, что, как и в случае μ^- - захвата на ${}^4\text{He}$, величины в (13) не совпадают непосредственно с измеряемыми на эксперименте энергетическим спектром и асимметрией углового распределения нейтронов.

Результаты расчетов приведены на рис. 2 и 3.

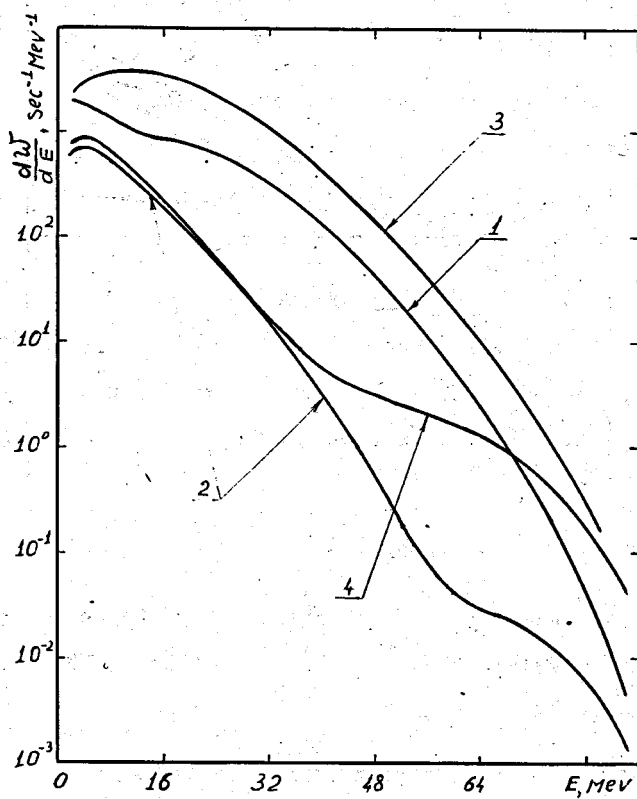


Рис. 2. Энергетический спектр в зависимости от энергии E относительного движения.

- 1 - расчёт в плоских волнах;
- 2 - расчёт в искажённых волнах;
- 3 - расчёт в плоских волнах, но опущены обменные члены в матричных элементах;
- 4 - расчёт в искажённых волнах, но опущены обменные члены в матричных элементах.

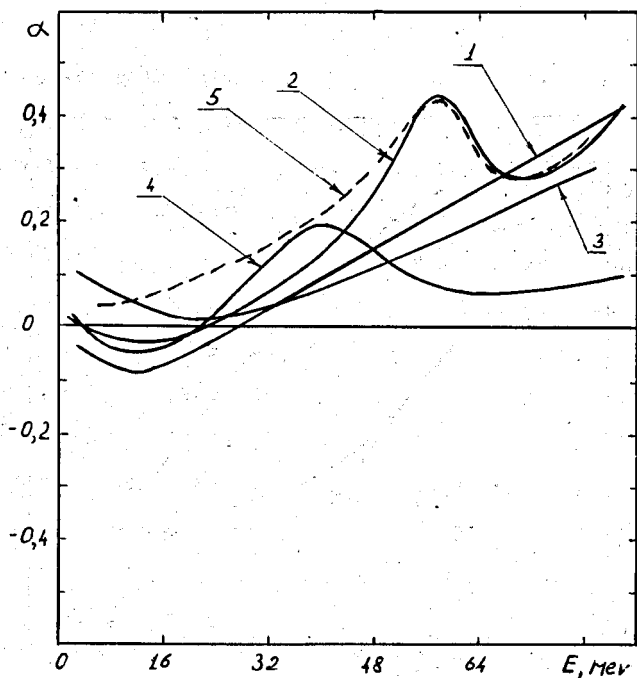


Рис. 3. Асимметрия углового распределения в зависимости от энергии E относительного движения.

- 1 - расчёт в плоских волнах;
- 2 - расчёт в искажённых волнах;
- 3 - расчёт в плоских волнах, но опущены обменные члены в метричных элементах;
- 4 - расчёт в искажённых волнах, но опущены обменные члены в метричных элементах;
- 5 - расчёт в искажённых волнах, но $g_P = 0$.

Чтобы проиллюстрировать роль обменного члена, расчет проводился как с его учетом (кривые 1 и 2), так и без учета (кривые 3 и 4). Отметим, что в случае кривых 2 и 4 учитывалось также взаимодействие в конечном состоянии, а в случае кривых 1 и 3 использовалось плоскотоволновое приближение. В обоих случаях учет обменного члена в матричном элементе приводит к уменьшению скорости перехода. В плоскотоволновом приближении асимметрия углового распределения качественно меняется не очень сильно. При учете взаимодействия в конечном состоянии обменные члены приводят к увеличению асимметрии и несколько иному характеру зависимости от энергии. Учет обменных членов может привести также к качественно новым эффектам и, в частности, к вылету протонов, которые могут обладать некоторой асимметрией относительно спина \uparrow -мезона. Оценки таких эффектов помогут выяснить роль обменных членов в процессе \uparrow -захвата.

Взаимодействие в конечном состоянии, как и в случае реакции (I), приводит к значительному изменению энергетического спектра и асимметрии углового распределения. В результате выход нейтронов уменьшается, а зависимость асимметрии от энергии качественно изменяется.

Учет скоростных членов мюон-нуклонного гамильтониана (56) приводит к значительному увеличению выхода высокоэнергетических нейтронов, их вклад достигает 40% при больших энергиях.

Использованный оптический потенциал содержит спин-орбитальный член. С увеличением энергии нейтронов его влияние уменьшается. Расчет, проведенный в пренебрежении этим членом, показал, что действительно спектр и асимметрия изменились только при ма-

лых значениях энергии относительного движения нейтрона и ядра ^{15}N .

Для того чтобы выяснить зависимость энергетического спектра и асимметрии от величины константы g_p , мы провели расчет с учетом взаимодействия в конечном состоянии, используя вместо (7) значение $g_p = 0$. При этом спектр изменился не более, чем на 20%, причем с ростом энергии относительного движения нейтрона и ядра-остатка зависимость спектра от величины g_p становится всё слабее. Такая же тенденция имеет место и в зависимости асимметрии от g_p (сравни кривые 2 и 5 на рис. 3) с той лишь разницей, что при сравнительно небольших энергиях относительного движения асимметрия меняется сильнее.

Общим во всех случаях является знак асимметрии. В высокоэнергетической части при всех значениях энергии E относительного движения он оказывается положительным.

Проведенный расчет подтвердил, что характеристики процесса (2) весьма чувствительны к ядерной стороне задачи. Это означает, что необходимо всесторонне исследовать различные аспекты этой задачи с тем, чтобы можно было сделать определенные выводы о характере поведения указанных величин. Нам представляется весьма важным в этой связи оценить роль кластерного механизма захвата. Этот механизм может привести, в частности, к образованию двух нейтронов в конечном состоянии. Характеристики последних будут существенно отличаться от характеристик однонуклонного захвата. Реализация такой программы позволит глубже понять механизм захвата μ^- - мезонов сложными ядрами.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R.A.Eramzhyan, V.N.Fetisov, Yu.A.Salganic.
Phys. Letters, 35B, 143 (1971).
2. R.A.Eramzhyan, V.N.Fetisov, Yu.A.Salganic.
Preprint E4-5983, Dubna, 1971.
3. H.Primakoff. Rev. Modern. Phys., 31, 802 (1959).
4. A.Bogan. Nucl. Phys. B12, 89 (1969).
5. C.A.Piketty, I.Procureor. Nucl. Phys., B26, 390 (1971).
6. P.E.Hodgson. Proc. Int. Conf. on Direct Interactions and
Nuclear Reactio Mechanosms, Padua, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 августа 1971 года.