

C 346 30
C-16

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3358/1-71

P4 - 5986



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ю. А. Салганик, Р. А. Эрамбян

НЕЙТРОННЫЙ КАНАЛ В μ^- -ЗАХВАТЕ
И КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ
НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ.
РЕАКЦИЯ $\mu^- + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + n + \nu$

1971

P4 - 5986

Ю.А.Салганик, Р.А.Эрамжян

НЕЙТРОННЫЙ КАНАЛ В μ -ЗАХВАТЕ
И КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИЕ
НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ.
РЕАКЦИЯ $\mu^- + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + n + \nu$

Направлено в ЯФ

Как показывают последние работы /1-3/, выводы, основанные на представлении о факторизации коэффициента асимметрии нейтронов относительно спина μ^- -мезона в процессе

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow (A-1, Z-1) + n + \nu \quad (1)$$

оказались неверными. Более того, выяснилось, что энергетический спектр и асимметрия сильно зависят от ядерных факторов /1/. В частности, учет взаимодействия в конечном состоянии между вылетевшим нейтроном и ядром-остатком в реакции (1) приводит к существенным изменениям характера зависимости от энергии указанных характеристик. Эти изменения достаточно велики и в высокоэнергетической области, к которой привлечено особое внимание теоретиков и экспериментаторов. В связи с этим возникает необходимость последовательного анализа процесса, в котором были бы приняты во внимание ядерные факторы, опущенные в предыдущем рассмотрении. В частности, как показывает опыт фотоядерных реакций, таким фактором могут быть короткодействующие корреляции нуклонов в ядре, которые существенно изменяют поведение одночастичных волновых функций при малых расстояниях между частицами, заметно увеличивая вес высокочастотных компонент в импульсном распределении нуклонов. На важность подобного исследова-

ния указывалось еще в работе ^{/4/}, где отмечалось, что в процессе (γ, p) , кинематика которого близка к кинематике процесса (μ^-, n, ν) при достаточно больших энергиях нейтронов, может произойти компенсация влияния короткодействующих корреляций и взаимодействия в конечном состоянии.

Именно такому исследованию и посвящена настоящая работа. В ней изучаются характеристики нейтронного канала от ядерного μ^- -захвата на примере реакции



Рассматривается влияние на процесс короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций. При этом учитывается взаимодействие в конечном состоянии. Отметим, что основное внимание мы обращаем на тенденцию изменения характеристик процесса.

Для получения дифференциальной вероятности процесса (1) воспользуемся результатами работы ^{/3/}. Окончательное выражение имеет вид

$$\frac{dW}{dE d\Omega} = C \cdot E^{1/2} \frac{f^2(E)}{[1 + f(E)]} \left\{ \sum_{i=1}^3 A_i(E) + \sum_{i=1}^3 B_i(E) \cos \theta \right\}, \quad (3)$$

где E - энергия относительного движения нейтрона и ядра-остатка, C - некоторый не зависящий от E множитель, Ω - направление импульса \vec{p} относительного движения нейтрона и ядра-остатка, θ - угол между вектором \vec{p} и спином захватываемого μ^- -мезона,

$$f(E) = \sqrt{1 + 2 \cdot \frac{\epsilon - E}{M}} - 1, \quad M = M(A-1, Z-1) + M(n),$$

$$\epsilon = M(\mu^-) + M(A, Z) - M(A-1, Z-1) - M(n)$$

(мы обозначаем через $M(\rho)$ массу частицы ρ), $A_i(E)$ и $B_i(E)$ ($i = 1, 2, 3$) – некие билинейные комбинации ядерных матричных элементов. $A_1(E)$ и $B_1(E)$ дают вклад нерелятивистских членов эффективного гамильтониана μ^- -захвата, $A_3(E)$ и $B_3(E)$ – вклад релятивистских членов (пропорциональных $P/M(N)$), а в $A_2(E)$ и $B_2(E)$ собраны перекрестные члены. Энергетический спектр $\frac{dW}{dE}$, асимметрия $\alpha(E)$ и скорость μ^- -захвата W определяются следующим образом:

$$\frac{dW}{dE} = \int d\Omega \frac{dW}{dE d\Omega}, \quad \alpha(E) = \frac{\sum_{i=1}^3 B_i(E) / \sum_{i=1}^3 A_i(E)}{W}, \quad W = \int_0^{E_{\max}} dE \frac{dW}{dE}. \quad (4)$$

Как уже указывалось ^{/1,3/}, величины $\frac{dW}{dE}$ и $\alpha(E)$ не совпадают с энергетическим спектром и асимметрией углового распределения нейтронов, но для качественного анализа можно, на наш взгляд, ограничиться расчетом таких в некотором смысле относительных характеристик.

Ядерные волновые функции с учетом короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций, следуя Джастрову ^{/6/}, записываем в виде

$$\Psi^c(1, 2, \dots, A) = N^c \cdot \Psi(1, 2, \dots, A) \cdot \prod_{i < j}^A F(r_{ij}), \quad (5)$$

где N^c – нормировочная константа, $\Psi(1, 2, \dots, A)$ – некоррелированная волновая функция, а функции $F(r)$ обладают следующим свойством:

$\lim_{r \rightarrow 0} F(r) = 0$. Пусть $F(r) = \sqrt{1 - \phi(r)}$, тогда формально можно записать:

$$\Psi^c(1, 2, \dots, A) = N^c \cdot \Psi(1, 2, \dots, A) \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sum_{i < j}^A \phi(r_{ij}) + \dots \right\}. \quad (6)$$

Ограничимся лишь первыми двумя членами в фигурных скобках выражения (6), что, как обычно говорят, соответствует учету лишь парных корреляций. В таком приближении

$$N^c = [1 - \langle \Psi(1, 2, \dots, A) | \sum_{i < j} \phi(r_{ij}) | \Psi(1, 2, \dots, A) \rangle]^{-1} \equiv (1 - \delta)^{-1}.$$

Корреляции должны удовлетворять некому условию малости. Мы будем считать корреляции малыми в том смысле, что величина δ должна быть мала по сравнению с единицей. Более подробное обсуждение ряда вопросов, связанных с джастровскими корреляциями, и, в частности, обсуждение критерия малости таких корреляций можно найти в работах ^{/7-8/}.

Мы использовали коррелированные волновые функции типа (6), в которых учтены лишь парные корреляции, для расчета ядерных матричных элементов процесса (2). В качестве некоррелированных волновых функций ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ были взяты полностью симметричные S -состояния, дающие, как известно, основной вклад в истинные волновые функции. Радиальная зависимость некоррелированных функций выбрана гауссоидальной:

$$\Phi({}^4\text{He}) = N({}^4\text{He}) \cdot \exp \left\{ -\alpha \sum_{i < j} (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 \right\},$$

$$\Phi({}^3\text{H}) = N({}^3\text{H}) \cdot \exp \left\{ -\beta \sum_{i < j} (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 \right\},$$

где $N({}^4\text{He})$ и $N({}^3\text{H})$ - нормировочные константы. Корреляторы $\phi(r)$ также взяты в виде гауссоид: $\phi(r) = \exp\{-\gamma r^2\}$. Параметры α и γ были определены в работе ^{/8/}, где их значения подобраны так, чтобы получилось удовлетворительное описание экспериментальных данных по зарядовому формфактору ядра ${}^4\text{He}$ (до значений квадрата переданного импульса $20_{,-2}$). В волновой функции трития мы использовали то же значение γ , что и в волновой функции ядра ${}^4\text{He}$, а параметр β взяли таким, чтобы с коррелированной функцией получить правильный среднеквадратичный радиус трития. Взаимодействие в конечном состоянии было учтено посредством оптического потенциала, найденного в рабо-

те /9/. Как уже отмечалось /3/, используя это взаимодействие, мы существенно переоцениваем поглощение в районе максимума спектра, так что значение скорости μ^- -захвата в реакции (2) получится заниженным. Это обстоятельство, однако, не является, на наш взгляд, существенным при выяснении влияния короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций на процесс.

Мы рассчитали энергетический спектр и асимметрию углового распределения, определенные в равенствах (3). Результат расчета энергетического спектра приведен на рис. 1 (кривая 1). Для сравнения на этом же рисунке приведен энергетический спектр, рассчитанный без учета корреляций, но с волновыми функциями, которые дают те же среднеквадратичные радиусы ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, что и коррелированные волновые функции этих ядер (кривая 2). Видно, что учет корреляций заметно изменяет лишь хвост спектра. Этого можно было ожидать, так как при больших энергиях относительного движения нейтрона и трития основной вклад в вероятность процесса дают скоростные члены эффективного гамильтониана μ^- -захвата /1,3/, а матричные элементы этих членов сильно зависят от вида импульсного распределения нуклонов в ядре. Для величины скорости W μ^- -захвата получено с учетом корреляций и без учета соответственно 165 сек^{-1} и 193 сек^{-1} .

На рис. 2 приведен результат расчета асимметрии углового распределения (кривая 1). Для сравнения, как и в предыдущем случае, здесь же дается кривая, рассчитанная без учета корреляций (кривая 2). Влияние корреляций существенно проявляется при энергиях относительного движения нейтрона и трития, больших 45 Мэв. Однако вид зависимости асимметрии от энергии качественно мало меняется. (Учет взаимодействия в конечном состоянии, например, дает качественно новый эффект в поведении асимметрии по сравнению с плосковолновым приближением /1,3/). Отметим, что учет короткодействующих нуклон-нуклонных

корреляций приводит к некоторой компенсации влияния взаимодействия в конечном состоянии на асимметрию. Результаты расчета спектра и асимметрии, учитывающие нуклон-нуклонные корреляции только лишь в волновой функции начального ядра (${}^4\text{He}$) (кривая 3 на рис. 1 и 2), практически не отличаются от результата первоначального расчета, когда волновая функция трития также бралась коррелированной. Это обстоятельство позволяет заключить, что при расчетах можно ограничиваться учетом корреляций только лишь в волновой функции начального ядра.

Учет короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций приводит к изменению плотности распределения вещества в ядре по сравнению с некоррелированным подходом. В связи с этим возникает вопрос, насколько чувствительны спектр и асимметрия к простейшим изменениям плотности распределения вещества, обусловленным вариациями среднеквадратичного радиуса ядра в начальном состоянии (без учета корреляций). Результаты такого расчета приведены на рис. 3 и 4. Увеличение среднеквадратичного радиуса ядра приводит к уменьшению плотности в центре, учет корреляций (по крайней мере в ${}^4\text{He}$) влечет за собой тот же результат ^{/8/}. Поскольку асимметрия обусловлена в основном "скоростными" членами эффективного гамильтониана μ^- -захвата, матричные элементы которых при больших энергиях относительного движения нейтрона и ядра-остатка сильно зависят от плотности начального ядра при малых расстояниях, то понятно, что влияния увеличения среднеквадратичного радиуса ядра и учета короткодействующих корреляций проявляются несколько похожим образом. То же самое можно сказать о хвосте энергетического спектра ($E > 50$ Мэв).

В заключение еще раз отметим, что, как следует из полученных результатов, короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции заметно влияют на энергетический спектр и асимметрию углового распределения при достаточно больших энергиях относительного движения нейтрона и

ядра-остатка, хотя качественных изменений в ходе асимметрии не возникает.

Полученные результаты еще раз подтверждают, что указанные характеристики очень чувствительны к деталям структуры ядерной системы, и для понимания всего явления необходимо выявить эту зависимость по возможности в достаточно полной мере.

Авторы пользуются приятной возможностью поблагодарить А.Н. Явошина за помощь при проверке аналитических выражений для матричных элементов.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Салганик, В.Н. Фетисов, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ, Р4-5606, Дубна, 1971.
2. С.А. Piketty, I. Procuroer. Nucl.Phys., B26, 390 (1971).
3. Ю.А. Салганик, В.Н. Фетисов, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ, Е4-5983, Дубна, 1971.
4. M. Rho. Preprint, Saclay (1969).
5. G. Manusio, G. Ricco, M. Zanzone, L. Ferrero. Preprint, 1969.
6. R. Jastrow. Phys.Rev., 98, 1479 (1955).
7. C. Cioffi Degli Atti. Preprint, Roma, 1968.
8. C. Cioffi Degli Atti, M.E. Crypeos. Preprint, Roma, 1969.
9. C.C. Kim, S.M. Bunch, D.W. Devins, H.H. Forster. Nucl.Phys., 58, 32 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

5 августа 1971 года.

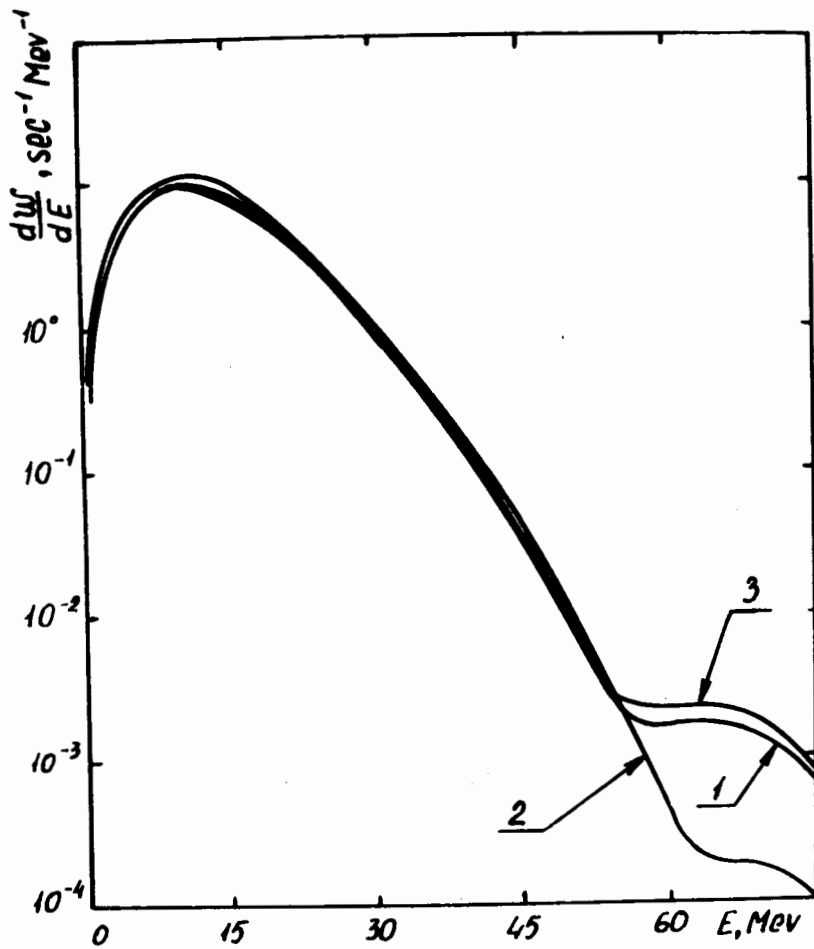


Рис. 1. Энергетический спектр. 1 - учтены короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции в волновых функциях ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$; 2 - корреляции опущены; 3 - корреляции учтены только в волновой функции ядра ${}^4\text{He}$.

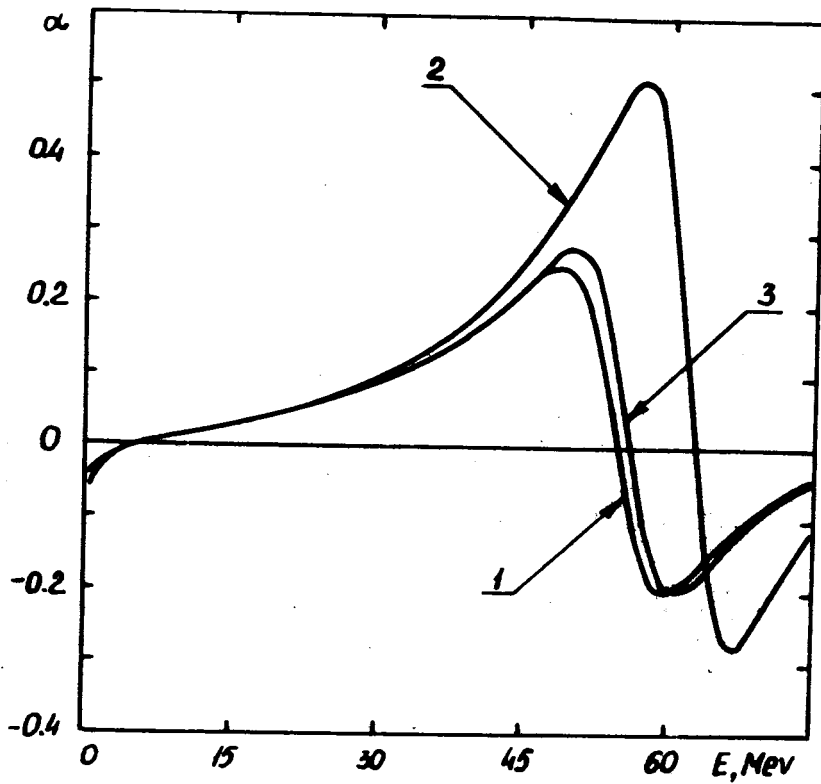


Рис. 2. Асимметрия углового распределения. 1 - учтены короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции в волновых функциях ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$; 2 - корреляции опущены; 3 - корреляции учтены только в волновой функции ядра ${}^4\text{He}$.

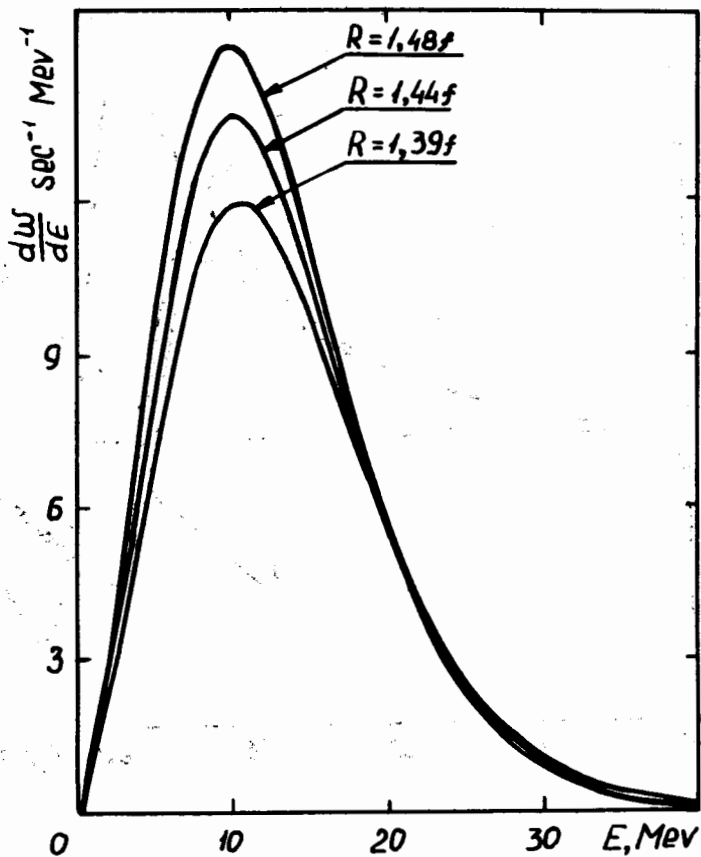


Рис. 3. Зависимость энергетического спектра от радиуса ядра ${}^4\text{He}$.

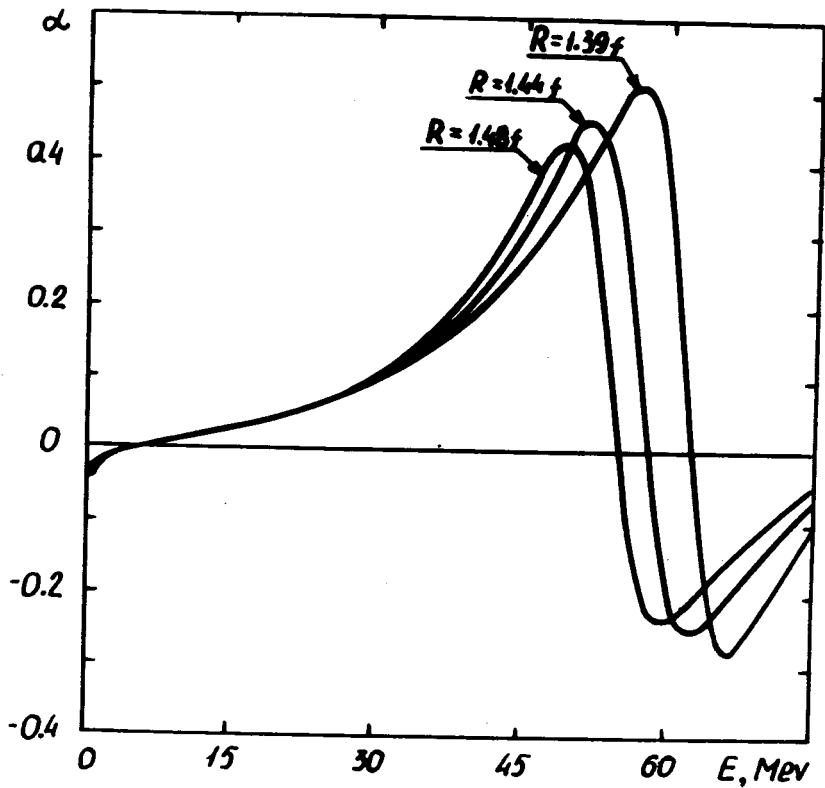


Рис. 4. Зависимость асимметрии углового распределения от радиуса ядра ${}^4\text{He}$.