

0  
Л-55

711



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Лаборатория теоретической физики

Ли Ван Сен, И.Н. Михайлов, Ю.И. Фенин

P-911

О РЕАКЦИИ  $T + T \rightarrow He^4 + 2n$

Ли Ван Сен, И.Н. Михайлов, Ю.И. Фенин

P-911

1415/1 38.  
О РЕАКЦИИ  $T + T \rightarrow He^4 + 2n$

Объединенный институт  
ядерных исследований  
ЕКА

## А н н о т а ц и я

Проведен анализ экспериментальных данных работы /1/ по реакции

$T + T \rightarrow He + 2n$  при энергии сталкивающихся ядер трития, равной 1,9 Мэв,

в лабораторной системе. Анализ основан на выделении каналов, в которых существенно взаимодействие нейтронов в конечном состоянии. Показано, что основной вклад в реакцию при максимальной энергии  $\alpha$ -частиц вносит

$p$ -волна сталкивающихся ядер трития.

В настоящее время опубликован ряд работ, в которых исследуется реакция  $T + T \rightarrow He^4 + 2n$  /см. например<sup>/1-3/</sup>/. В работе<sup>/1/</sup> приведены результаты измерений сечения реакции в интервале энергий ядер трития от 1 до 2 Мэв /в лабораторной системе/, а в работах<sup>/2,3/</sup> - в интервале 0,5-1,0 Мэв. При анализе экспериментального материала авторы работ<sup>/1-3/</sup> исходили из предположения о том, что заметный вклад в реакцию дает лишь состояние ядер трития с относительным орбитальным моментом  $\ell = 0$ . В данной заметке законность учета лишь  $s$ -волны подвергнута сомнению и показано, что существуют экспериментальные данные, находящиеся в резком несоответствии с указанным предположением.

Попытки оценить вклад высших моментов в сечение рассматриваемой реакции, основываясь на экспериментальных данных по полным сечениям реакции, сталкиваются с трудностью, вызванной обилием параметров, подлежащих определению. Действительно, уже при  $\ell = 0; 1$  возможны следующие состояния системы двух ядер трития, совместимые с принципом Паули:

Т а б л и ц а 1

$\ell$	0	1
$J$	0	0, 1, 2
$\pi$	+1	-1

В приведенной таблице  $J$  -полный момент системы,  $\pi$  -четность волновой функции.

Три разлетающиеся частицы могут рождаться в одном из состояний, определяемых, например, совокупностью квантовых чисел  $\ell_{nn}$ ;  $s_{nn}$   $J_{nn}$ ;  $\ell_{\alpha 2n}$ . Смысл этих квантовых чисел становится ясным при рассмотрении рис. 1, поясняющего принятую здесь классификацию. Набор допустимых значений этих квантовых чисел ограничен лишь законами сохранения

$$\vec{\ell}_{\alpha 2n} + \vec{J}_{nn} = \vec{J}; \quad (-1)^{\ell_{nn} + \ell_{\alpha 2n}} = (-1)^\ell$$

и принципом запрета, согласно которому

$$(-1)^{l_{nn} + s_{nn}} = 1.$$

Весь экспериментальный материал по угловым распределениям продуктов исследуемой реакции, который можно в настоящий момент использовать для фазового анализа, составляют 4 кривые, дающие дифференциальное сечение выхода  $\alpha$ -частицы с фиксированным импульсом, проинтегрированное по всем нейтронным параметрам  $-\frac{d\sigma}{dE d\Omega} / d\Omega = \sin^2 \theta d\theta d\phi$ ,  $\theta, \phi$  - углы, определяющие направление импульса  $\alpha$ -частицы относительно импульса трития,  $E$  - энергия  $\alpha$ -частицы/. Эти кривые, относящиеся к энергии трития 1,9 Мэв в лабораторной системе, мы воспроизводим из работы /1/ на рис. 2.

Из формы кривых видно, что на правом краю спектра  $\alpha$ -частиц резко проявляется эффект взаимодействия двух нейтронов в конечном состоянии. Это означает, что здесь играют роль преимущественно те каналы реакции, в которых  $l_{nn} = s_{nn} = J_{nn} = 0$  /см. ниже/. Легко видеть, что при этом имеют место равенства

$$l = J = l_{\alpha 2n}.$$

Поэтому из анализа углового распределения  $\alpha$ -частиц максимальной энергии следуют непосредственные выводы о вкладе различных  $l$  в реакцию. Такой анализ проведен нами методом наименьших квадратов. Оказалось, что при  $E = 4.04$  Мэв в системе центра масс хорошее совпадение с экспериментом дает простая интерполяционная формула

$$\frac{d\sigma}{dE d\Omega} = a + b \sin^2 \theta \quad /мб/стер. Мэв/,$$

/1/

где  $a = 0.133$ ;  $b = 1.30$ .

Из-за тождественности ядер трития сечение должно зависеть только от четных степеней  $\sin \theta$ . Учет членов с более высокой степенью  $\sin^2 \theta$  слабо меняет значения коэффициентов  $a$  и  $b$ , коэффициент при  $\sin^4 \theta$  получается равным  $c = 0.014$ . Отсюда следует, что на правом краю спектра

$\alpha$ -частиц основной вклад в реакцию дает состояние с  $\ell = 1$ . Этот вывод подтверждается вычислениями угловой зависимости сечения, использующими аппарат теории сложения моментов. Для  $\ell = 1$  такие расчеты приводят к формуле

$$\frac{d\sigma}{dE d\Omega} = b \sin^2 \theta,$$

которая хорошо согласуется с выражением / 1/

Подчеркиваем, что приведенные результаты относятся лишь к краю энергетического спектра  $\alpha$ -частицы и без проведения дополнительных исследований не могут быть обобщены на другие участки спектра и, тем более, на другие каналы реакции<sup>x/</sup>. Отметим, однако, что менее резкая угловая зависимость в средней части спектра не противоречит наличию большого вклада

$p$ -волны. Угловая зависимость должна отсутствовать при  $J = 0$ ;  $\pi = -1$  и может быть значительно ослаблена при  $J = 1$  и  $2$ ;  $\pi = -1$ , если реакция идет в основном через образование промежуточного ядра  $He^5$  ( $3/2^-$ ).

В последнем случае минимальное значение орбитального момента количества движения  $He^5$  равно нулю и, следовательно, изотропная часть сечения должна быть большой.

Основываясь на форме кривых  $\frac{d\sigma}{dE d\Omega}$ , мы ограничились рассмотрением только тех каналов реакции, в которых проявляется взаимодействие нейтронов в конечном состоянии. Обычные вычисления по формулам Ватсона<sup>/4/</sup> приводят к следующей зависимости сечения от энергии  $\alpha$ -частицы:

$$\frac{d\sigma}{dE d\Omega} = (a_0 + b_0 \sin^2 \theta) \sin^2 \delta_s(q), \quad /2/$$

где

$$q = \left( \frac{m_n}{h^2} \right)^{1/2} \left[ E_{\text{пол}} - E \left( 1 + \frac{m\alpha}{2m_n} \right) \right]^{1/2},$$

$\delta_s(q)$  - фаза синглетного рассеяния нейтронов с волновым числом относительного движения  $q$ ,  $E_{\text{пол}}$  - полная энергия реакции,  $m_n$  и  $m_\alpha$  - массы нейтрона и  $\alpha$ -частицы, соответственно.

<sup>x/</sup> По мнению авторов, для фазового анализа рассматриваемой реакции представляют интерес эксперименты по угловым распределениям реакций  $He^3 + T \rightarrow \alpha + n + p$  и  $He^3 + He^3 \rightarrow \alpha + 2p$ , где аналогичные рассуждения могут быть проведены для правого края спектра протонов реакции.

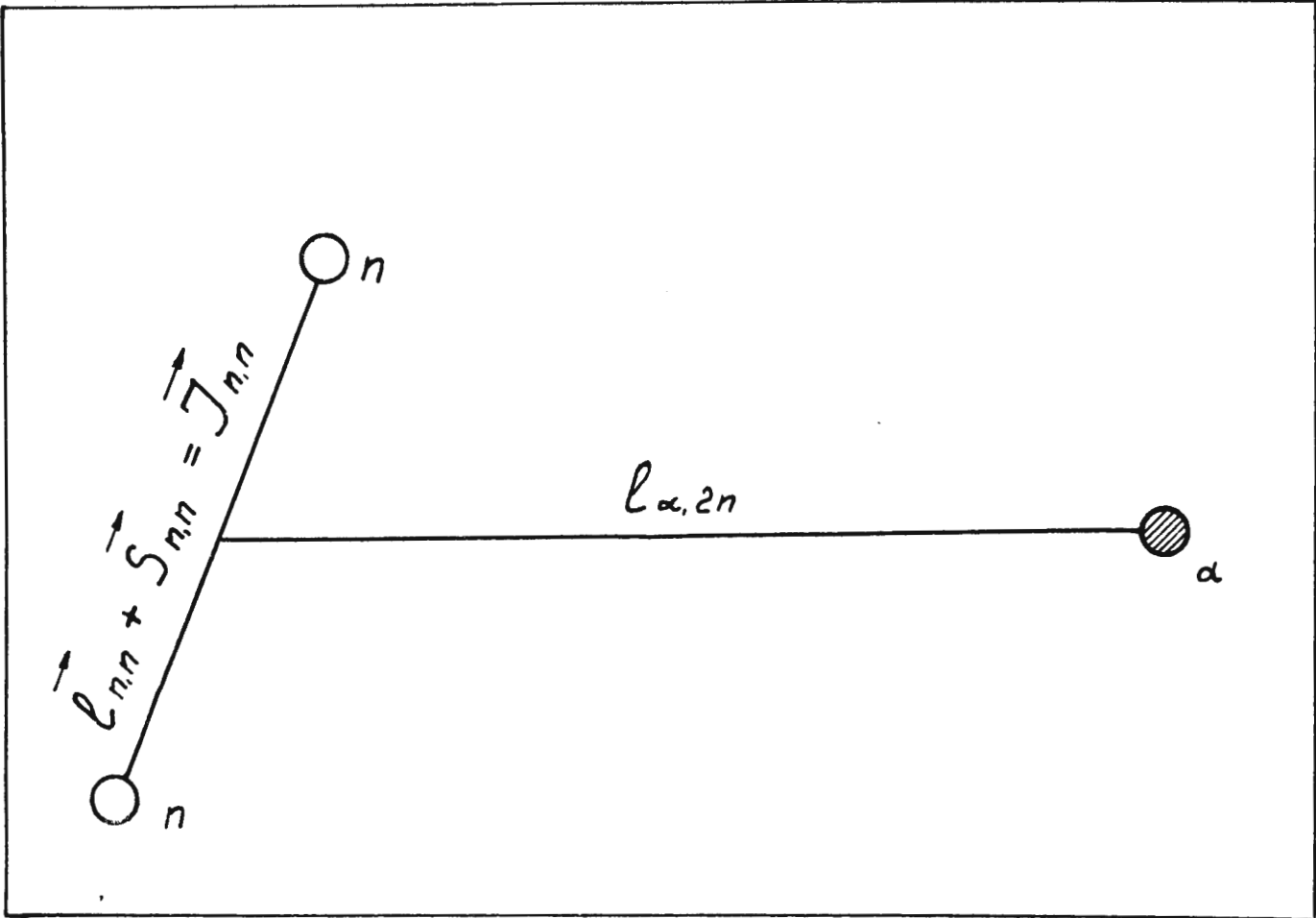
Зависимость сечения от энергии  $\alpha$ -частицы  $E$ , следующая из формул /2/ для длины рассеяния нейтрона на нейтроне, равной  $-22 \cdot 10^{-13}$  см, показана сплошной линией на рис. 2. Из сопоставления этой кривой с экспериментальными данными видно, что при  $E$ , близких к максимальному, между ними имеется качественное сходство, но влияние квазистационарного уровня  $He^5$  на ход сечения весьма велико. Еще раз подчеркиваем роль эффекта взаимодействия в конечном состоянии для фазового анализа реакций с распадом на 3 и более частицы. Интерпретация выражения /1/ без учета этого эффекта не была бы однозначной.

В заключение авторы выражают благодарность В.Н. Ефимову и Г.М. Осетинскому за интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. N. Jarmie, R. Allen. Phys. Rev. 111, 1121 (1958).
2. А.М. Говоров, Ли Га Ен, Г.М. Осетинский, В.И. Салацкий, И.В. Сизов.  
ЖЭТФ, 41, 703 /1961/.
3. Г.М. Осетинский. Диссертация, ОИЯИ /1962/.
4. K. Watson. Phys. Rev. 88, 1163 (1952).

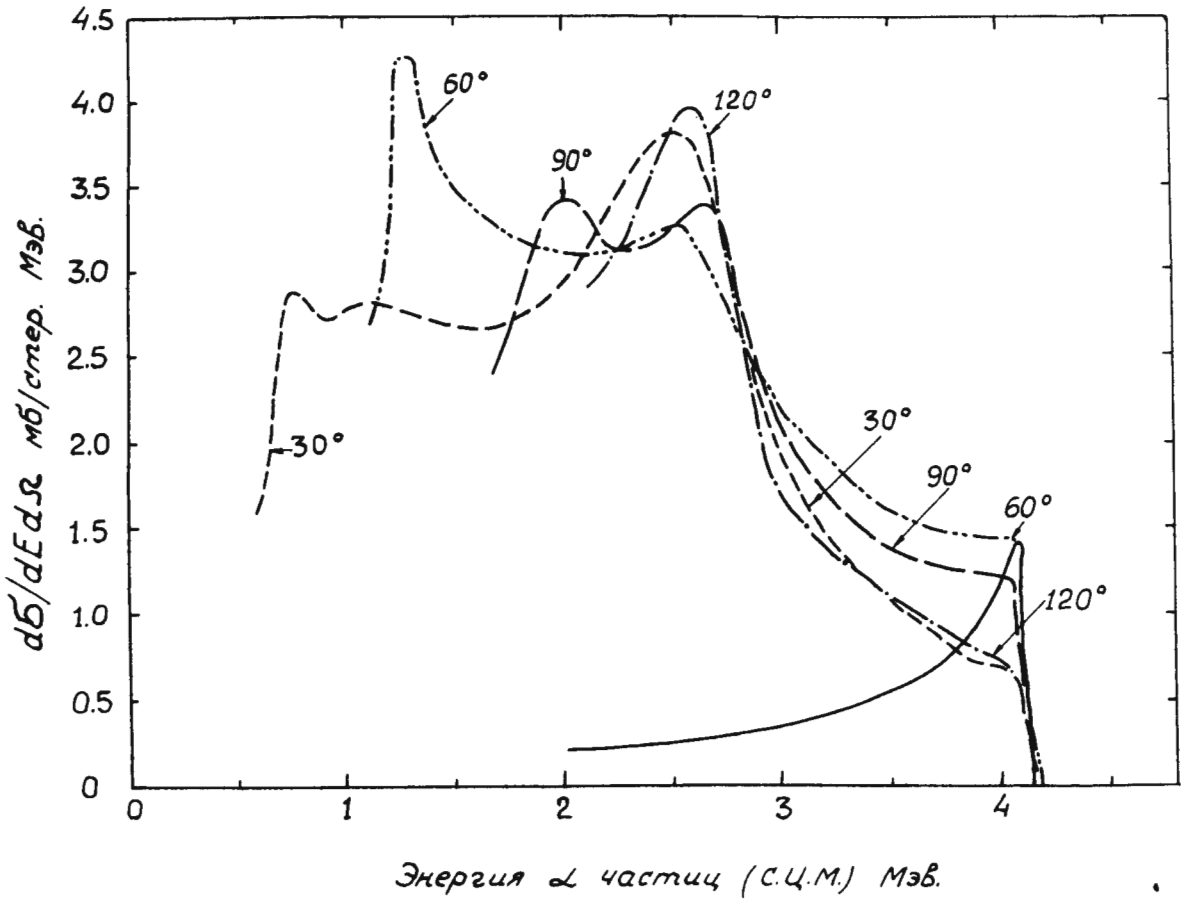
Рукопись поступила в издательский отдел  
6 февраля 1962 г.



Р и с. 1.

$l_{nn}$  - орбитальный момент относительного движения,  $s_{nn}$  - полный спин и  $J_{nn}$  - полный момент двух нейтронов;  $l_{\alpha, 2n}$  - орбитальный момент относительного движения  $\alpha$  - частицы и системы двух нейтронов.





Р и с. 2.

Цифрами указаны углы в лабораторной системе координат. Сплошная кривая представляет энергетическую зависимость сечения, следующую из формул/2/.