

Л-879

ЭФ, 1970, т. 11, в. 5, с. 1037-1043 ^{13/x-69}

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P4 - 4569



О.Лхагва, И.Роттер

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИЙ
С ПЕРЕДАЧЕЙ ДВУХ НУКЛОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P4 - 4569

О.Лхагва, И.Роттер

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИЙ
С ПЕРЕДАЧЕЙ ДВУХ НУКЛОНОВ

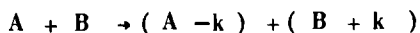
Направлено в журнал "Ядерная физика"

7981/2 чр.
ОСОБЫЙ КОМПЛЕКС
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

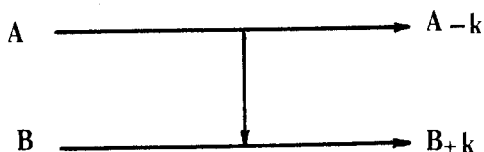
1. В в е д е н и е

В последнее время большое внимание привлекает проблема изучения ядерных реакций с передачей нескольких нуклонов. Уже в настоящее время с большим успехом используются реакции типа (t, p') для изучения структуры как легких, так и тяжелых ядер.

Однако теория еще не может удовлетворительно описать реакции, вызванные тяжелыми ионами. В данной работе изучаются некоторые особенности таких реакций. Рассматриваются реакции типа



с $k = 2$ в приближении одноступенчатого процесса передачи двух нуклонов



Изучается вопрос о возможности получения спектроскопического фактора для испускания дейтронов из реакций с передачей двух нуклонов.

2. Теория

Как показано в работах /1,2/, сечение реакций с передачей двух нуклонов имеет вид:

$$\sigma \approx (\sum A_{NL}^{N'L'} B_{NL}^{N'L'})^2, \quad (1)$$

где $A_{NL}^{N'L'}$ - структурный, а $B_{NL}^{N'L'}$ - динамический фактор. Суммирование идет по всем промежуточным состояниям двух передаваемых нуклонов.

Структурный фактор $A_{NL}^{N'L'}$ имеет вид /2/:

$$A_{NL}^{N'L'} = RR' \left\{ \begin{pmatrix} A \\ k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B+k \\ k \end{pmatrix} \right\}^{1/2} (T_1 T_{1z} | T_2 T_{2z}, T_k T_{kz}) \times \\ (T_4 T_{4z} | T_3 T_{3z}, T_k T_{kz}) \times \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle \quad (2) \\ \times \left(\frac{A}{A-k} \right)^{N+L/2} \left(\frac{B+k}{B} \right)^{N'+L'/2} K(n\ell, NL, L_k) K(n\ell, N'L', L'_k).$$

Здесь индексы 1,2,3,4 относятся к ядрам A , $A-k$, B и $B+k$. Факторы R , R' содержат все неопределенности, связанные с зависимостью структурного фактора от радиуса. Для простоты в (2) полагаем

$R=R'=1$ $(T_1 T_{1z} | T_2 T_{2z}, T_k T_{kz})$ - коэффициенты Клебша-Гордона. Осцилляторные квантовые числа группы передаваемых нуклонов обозначены следующим образом: n, ℓ - внутренние квантовые числа,

N, L - квантовые числа, характеризующие движение центра тяжести по отношению к ядру $A-k$, N', L' - квантовые числа, характеризующие движение центра тяжести по отношению к ядру B . Величины L_k, L'_k - орбитальные моменты группы передаваемых частиц по отношению к ядрам $A-k$ и B соответственно.

Интегралы перекрытия $\langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle K(n\ell, NL, L_k)$ и $\langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle K(n\ell, N'L', L'_k)$ являются главными множителями структурного фактора $A_{NL}^{N'L'}$.

$\langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle$ интеграл перекрытия оболочечной волновой функции ядра с оболочечными волновыми функциями ядра $A-k$ и k отделенных частиц (генеалогический коэффициент). В нем учитывается структура ядер в начальном и конечном состояниях. $K(n\ell, NL, L_k)$ - интеграл перекрытия волновой функции отдельных нуклонов с волновой функцией группы из k - частиц, находящейся в промежуточном состоянии. Интеграл $K(n\ell, NL, L_k)$ учитывает образование группы из k нуклонов с внутренними квантовыми числами n, ℓ и с относительными квантовыми числами центра тяжести N, L . Интегралы перекрытия $K(n\ell, N'L', L'_k)$, $\langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle$ определяются аналогично интегралам $K(n\ell, NL, L_k)$ и $\langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle$ соответственно.

Генеалогические коэффициенты $\langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle, \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle$ являются факторами, которые играют наиболее существенную роль для возбуждения уровней. Свойства этих коэффициентов хорошо известны.

Интегралы перекрытия $K(n\ell, NL, L_k)$ и $K(n\ell, N'L', L'_k)$ содержат зависимость от квантовых чисел N, L и N', L' . Эти интегралы не являются независимыми.

Выражение

$$\left(\frac{A}{A-k} \right)^{N+L/2} \left(\frac{B+k}{B} \right)^{N'+L'/2} K(n\ell, NL, L_k) K(n\ell, N'L', L'_k) \quad (3)$$

не факторизуется в виде произведения сомножителей, один из которых зависит только от ядер A и $A-k$, а другой - только от ядер B и $B+k$.

Невозможность факторизации сечения является следствием предположения о том, что группа передаваемых частиц имеет определенные квантовые числа как S_k, T_k и f_k (спин, изоспин и симметрия), так и n, ℓ , которые при передаче не меняются.

Спектроскопический фактор дейтронов, определенный для группы двух нуклонов, находящихся в нижайшем состоянии по внутренним квантовым (осцилляторным) числам $n=l=0$, имеет следующий вид ^{/3,4/}:

$$S \approx \left(\frac{A}{k}\right)^{1/2} \left(\frac{A}{A-k}\right)^{N+L/2} \langle \chi_A | \chi_{A-k}, \chi_k \rangle K_0(n=0, l=0, N, L, L_k) \quad (4)$$

Следовательно, разница между спектроскопическим фактором реакций с передачей двух нуклонов и спектроскопическим фактором дейтронов состоит прежде всего в появлении разных интегралов перекрытия: $K(n\ell, N'L', L'_k)$ в случае реакции, а $K(00, N'L', L'_k)$ - в случае испускания дейтрона.

Спектроскопический фактор реакции передачи двух нуклонов равен спектроскопическому фактору испускания дейтрона только тогда, когда из совокупности интегралов $K(n\ell, N'L', L'_k)$ отличен от нуля только интеграл $K(00, N'L', L'_k)$, т.е. когда передача нуклонов происходит из OS оболочки ^{x/} начального ядра.

3. Реакции (³He, P), (⁹Be, ⁷Li), (¹¹B, ⁹Be)

Спектроскопический фактор для реакции (³He, P) дается формулой

$$S^{1/2} \approx \sum_{J, L'_k=0,2} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle H(S_k, T_k) \quad (5)$$

$$(S_k, T_k) = (0,1), (1,0),$$

где

^{x/} Уровни гармонического осциллятора (³He, P) обозначаются через OS, OP, 1S, Od, 1P, Of.... как в работе Бреди и Мошинского ^{/5/}.

$$H(S_k, T_k) \equiv \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle T(L_k=0, L'_k)$$

$$T(L_k, L'_k) = \sum_{n\ell, NL, N'L'} \left(\frac{A}{A-k}\right)^{N+L/2} \left(\frac{B+k}{B}\right)^{N'+L'/2} B_{NL}^{N'L'} \times K(n\ell, NL, L_k) K(n\ell, N'L', L'_k)$$

Рассмотрим случай возбуждения уровней с изменением изоспина $\Delta T=1$. В этом случае формула (5) дает

$$S^{1/2} = \sum_{J, L'_k=0,2} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle H(0,1) \quad (6)$$

$$(S_k, T_k) = (0,1)$$

Спектроскопический фактор реакции типа (¹¹B, ⁹Be) имеет вид:

$$S^{1/2} = \sum_{J, L'_k=0,2} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle \sum_{J, L'_k=0,2} \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle T(L_k, L'_k) \quad (7)$$

$$(S_k, T_k) = (0,1), (1,0)$$

$$+ \sum_{J, L'_k=1} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle \sum_{J, L'_k=1} \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle T(L_k, L'_k)$$

$$(S_k, T_k) = (0,0), (1,1)$$

Рассмотрим случай, когда выполняется условие

$$\sum_{J, L'_k=0,2} \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle T(L_k, L'_k=0) = \sum_{J, L'_k=0,2} \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle T(L_k, L'_k=2) = G(S_k, T_k) \quad (8)$$

и определим

$$F(S_k, T_k) = \sum_{J, L, k=1} \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle T(1,1) \quad (9)$$

$$(S_k, T_k) = (0,0), (1,1) .$$

Тогда

$$S^{1/2} = \sum_{J', L', k=0,2} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle G(S_k, T_k) \quad (10)$$

$$(S_k, T_k) = (0,1), (1,0)$$

$$+ \sum_{J', L', k=1} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle F(S_k, T_k)$$

$$(S_k, T_k) = (0,0), (1,1) .$$

Для спектроскопического фактора реакции, при которой возбуждается уровень конечного ядра с изменением изоспина ($\Delta T = 1$), получаем

$$S^{1/2} = \sum_{J', L', k=0,2} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle G(0,1) \quad (11)$$

$$(S_k, T_k) = (0,1)$$

$$+ \sum_{J', L', k=1} \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle F(1,1)$$

$$(S_k, T_k) = (1,1) .$$

Сравнение (6) и (11) показывает, что спектроскопические факторы реакции (${}^3\text{He}, p$) и (${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$) отличаются даже при выполнении условия (8). Эта разница происходит прежде всего от того, что в реакциях с передачей двух нуклонов надо суммировать по всем промежуточным состояниям двух передаваемых нуклонов.

4. Дискуссия

Обычно реакции с передачей нескольких частиц рассматриваются так, как будто бы передаваемые частицы могли находиться только в самом низком состоянии ^{/8/} по осцилляторным квантовым числам n, ℓ . При таком предположении структурный фактор имеет вид:

$$A_{NL}^{N'L'} = \left\{ \begin{pmatrix} A \\ k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B+k \\ k \end{pmatrix} \right\}^{1/2} (T_1 T_{1z} | T_2 T_{2z} T_k T_{kz}) (T_4 T_{4z} | T_3 T_{3z} T_k T_{kz})$$

$$\times \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle \langle \chi_4 | \chi_3, \chi_k \rangle \quad (12)$$

$$\times \begin{pmatrix} A \\ A-k \end{pmatrix}^{N+L/2} \begin{pmatrix} B+k \\ B \end{pmatrix}^{N'+L'/2} K(00, NL, L_k) K(00, N'L', L_k) .$$

Выражение (12) факторизуется на две независимых друг от друга части

$$A_{NL}^{N'L'} = a_{NL} a_{N'L'} \quad (13)$$

Для промежуточного состояния со схемой Юнга ^{/11/} двух передаваемых нуклонов получается $K(n=0, \ell=0, NL', L'_k) = 0$.

Следовательно, спектр возбуждения конечного ядра дается величиной $a_{N'L'}$, а величина a_{NL} важна только для получения абсолютного сечения. Это означает, что если бы два передаваемых нуклона находились только в промежуточном состоянии с $n=\ell=0$, то спектры возбуждения конечного ядра, полученные в реакциях (${}^3\text{He}, p$) и (${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$) на одном и том же ядре мишени, были бы похожи друг на друга и могли бы выражаться через спектроскопические факторы для испускания дейтронов.

Но на самом деле предположение о том, что два передаваемых нуклона находятся только в промежуточном состоянии с $n=\ell=0$, несправедливо.

При суммировании по всем промежуточным состояниям по крайней мере один из $K(n\ell, NL, L_k) K(n\ell, N'L', L'_k)$ для каждой конфигурации нуклонов в промежуточном состоянии отличен от нуля, если только переданные нуклоны происходят не из OS-оболочки (см. таблицу 1 для ядер OP-оболочки).

Генеалогические коэффициенты для испускания двух частиц по схеме Юнга ^{/11/} из ядер OP-оболочки сравнимы по величине с генеалогическими коэффициентами для испускания двух частиц по симметричной схеме Юнга ^{/2/}. Для иллюстрации в таблице 2 даны величины

$$a_{L_k} = \sum_j \langle \chi_1 | \chi_2, \chi_k \rangle \quad (14)$$

для процессов ${}^3\text{He} \rightarrow p$, ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$, которые вычислены с волновыми функциями модели промежуточной связи ^{/7/}.

Из этих значений следует, что величины, характеризующие передачу двух нуклонов в промежуточных состояниях по схемам Юнга ^{/11/} и ^{/2/}, соответственно, могут быть сравнимы.

В таблицах 3 и 4 приведены примеры структурных факторов, вычисленных с волновыми функциями ^{/7/} модели промежуточной связи. Суммирование производилось по всем квантовым числам $n\ell, N, L, N', L'$ (и спинами канала J, J') без учета динамических факторов $B_{NL}^{N'L'}$. В таблице 3 даны структурные факторы реакций (${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$) и (${}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}$) для случая, когда изоспин возбужденного уровня конечного ядра отличается от изоспина ядра-мишени на единицу. В таблице 4 даны аналогичные структурные факторы для реакции (${}^3\text{He}, p$). В то время как в реакциях (${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$), (${}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}$) промежуточные состояния как $[2]{}^{31}\text{S}$, $[2]{}^{31}\text{D}$, так и $[11]{}^{33}\text{P}$ дают вклады в структурный фактор, сравнимые между собой, в реакции (${}^3\text{He}, p$) только одно состояние $[2]{}^{31}\text{S}$ дает вклад. Поэтому спектр конечного ядра, полученный в реакциях

(${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$ или (${}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}$), не дается обычными спектроскопическими факторами для испускания дейтронов, как это имеет место в реакции (${}^3\text{He}, p$).

Аналогичные результаты получаются в случае возбуждения уровней без изменения изоспина (таблицы 5 и 6).

В ы в о д ы

В работе исследовались структурные особенности реакции с передачей двух нуклонов. Предполагается наличие механизма реакции с одноступенчатой передачей группы из двух нуклонов.

Из рассмотрения этого механизма следует, что спектры возбуждения конечного ядра, полученные в реакциях (${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$) или (${}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}$), как правило, не похожи на спектры возбуждения, полученные в реакциях (${}^3\text{He}, p$) на таком же ядре мишени. Сходство спектров возбуждения конечного ядра в реакциях (${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$) и (${}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}$), с одной стороны, и (${}^3\text{He}, p$), с другой стороны, не может служить доказательством того, что механизм реакций (${}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}$) и (${}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}$) является простым механизмом передачи двух нуклонов.

Л и т е р а т у р а

1. K. Glendening, Phys. Rev., 137, B10 2 (1965).
2. J. Rotter, Nucl. Phys. A122 (1968) 567; Nucl. Phys. в печати; Препринт ОИЯИ Е4-4331, Дубна 1969.
3. В.В. Балашов, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, Н.П. Юдин. ЖЭТФ, 37, 1387 (1959).
4. Yu. F. Smirnov, D. Chlebowska, Nucl. Phys. 26 (1961) 306.

5. T. Brody, M. Moshinsky. Tables of Transformation Brackets. Universidad Nacional autonoma d Mexico 1960.
6. J. E. Poth, and D. A. Bromley, International Nuclear Phys. Conf. Gatlinburg, 1966.
7. А.Н. Бояркина. Изв. АН СССР 28, 337 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июня 1969 года.

Таблица 1
Интеграл перекрытия $K(n, \ell, N, L, L_k)$

n	ℓ	N	L	L_k	$[f_k]$	$K(n\ell, NL, L_k)$
0	0	I	0	0	[2]	0,707
I	0	0	0	0	[2]	-0,707
0	I	0	I	I	[II]	I
0	0	0	2	2	[2]	0,707
0	2	0	0	2	[2]	-0,707

Таблица 2

Величина a_{L_k} , вычисленная между основными состояниями начального и конечного ядер

2а. Испускание происходит с $T_k = 1$

	$[2]^{31}S$	$[2]^{31}D$	$[11]^{33}P$
(He^3, p)	-0,2361		
(Be^9, Li^7)	0,0944	-0,0268	-0,595
(B^{11}, Be^9)	0,242	0,0518	0,0794

2б. Испускание происходит с $T_k = 0$

	$[2]^{13}S$	$[2]^{13}D$	$[11]^{11}P$
(d, d)	I	-	-
(Li^6, d)	-0,996	0,018	-0,077
(He^3, p)	0,236		
(Be^9, Li^7)	0,0459	0,302	-0,108
(B^{11}, Be^9)	-0,0946	-0,298	-0,0668

Таблица 3

Структурные факторы реакций ($^{11}B, ^9Be$) и ($^9Be, ^7Li$). $T_k = 1$

	Конечное ядро				Конфигурация нуклонов в промежуточном состоянии		
	J	T	Экс №яв	Этор №яв	$[2]^{31}S$	$[2]^{31}D$	$[11]^{33}P$
<i>Реакция (Be^9, Li^7)</i>							
$Li^7 \rightarrow Be^9$	3/2	1/2	0	0	$1,16 \cdot 10^{-2}$	$-1,14 \cdot 10^{-3}$	$4,55 \cdot 10^{-1}$
	1/2	1/2	-	2,2	$2,08 \cdot 10^{-3}$	$-9,46 \cdot 10^{-4}$	$4,25 \cdot 10^{-1}$
	5/2	1/2	2,43	2,3	$-1,48 \cdot 10^{-2}$	$6,77 \cdot 10^{-3}$	$-2,88 \cdot 10^{-1}$
<i>$Be^9 \rightarrow B^{11}$</i>							
	3/2	1/2	0	0	$3,32 \cdot 10^{-2}$	$-6,88 \cdot 10^{-3}$	$-7,90 \cdot 10^{-2}$
	1/2	1/2	2,13	1,9	$9,12 \cdot 10^{-3}$	$-4,23 \cdot 10^{-3}$	$8,21 \cdot 10^{-4}$
	5/2	1/2	4,46	5,2	$-1,18 \cdot 10^{-3}$	$5,48 \cdot 10^{-4}$	$6,64 \cdot 10^{-3}$
	3/2	1/2	6,81	6,9	$1,01 \cdot 10^{-1}$	$-6,41 \cdot 10^{-3}$	$-9,03 \cdot 10^{-3}$
<i>$C^{12} \rightarrow N^{14}$</i>							
	0	1	2,3	2,4	$-4,30 \cdot 10^{-3}$	$7,35 \cdot 10^{-4}$	$8,53 \cdot 10^{-3}$
	0	1	-	15,3	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$-2,08 \cdot 10^{-3}$	$-3,24 \cdot 10^{-2}$
<i>Реакция (B^{11}, Be^9)</i>							
$Li^7 \rightarrow Be^9$	3/2	1/2	0	0	$2,42 \cdot 10^{-2}$	$2,67 \cdot 10^{-3}$	$-5,92 \cdot 10^{-2}$
	1/2	1/2	-	2,2	$5,06 \cdot 10^{-3}$	$1,77 \cdot 10^{-3}$	$-5,66 \cdot 10^{-2}$
	5/2	1/2	2,43	2,3	$-3,62 \cdot 10^{-2}$	$-1,27 \cdot 10^{-2}$	$3,03 \cdot 10^{-2}$
<i>$Be^9 \rightarrow B^{11}$</i>							
	3/2	1/2	0	0	$1,67 \cdot 10^{-1}$	$3,35 \cdot 10^{-3}$	$7,71 \cdot 10^{-3}$
	1/2	1/2	2,13	1,9	$2,22 \cdot 10^{-2}$	$7,94 \cdot 10^{-3}$	$-1,10 \cdot 10^{-4}$
	5/2	1/2	4,46	5,2	$-2,87 \cdot 10^{-3}$	$-1,03 \cdot 10^{-3}$	$-8,64 \cdot 10^{-4}$
	3/2	1/2	6,81	6,9	$6,57 \cdot 10^{-2}$	$1,19 \cdot 10^{-2}$	$1,17 \cdot 10^{-3}$
<i>$C^{12} \rightarrow N^{14}$</i>							
	0	1	2,3	2,4	$-1,07 \cdot 10^{-2}$	$-1,35 \cdot 10^{-3}$	$1,11 \cdot 10^{-3}$
	0	1	-	15,3	$3,05 \cdot 10^{-2}$	$3,86 \cdot 10^{-3}$	$4,23 \cdot 10^{-3}$

Таблица 4

Структурные факторы реакций ($^3\text{He}, p$). $T_k = 1$

Реакция (He^3, p)	Конечное ядро				Конфигурация нуклонов [2] $3^1 S_1$
	J	T	$E_{\text{экс}}$ МэВ	$E_{\text{теор}}$ МэВ	
$\text{Li}^7 \rightarrow \text{Be}^9$	3/2	1/2	0	0	$4,35 \cdot 10^{-2}$
	1/2	1/2	-	2,2	$1,71 \cdot 10^{-2}$
$\text{Be}^9 \rightarrow \text{B}^{11}$	5/2	1/2	2,43	2,3	$-1,21 \cdot 10^{-1}$
	3/2	1/2	0	0	$2,39 \cdot 10^{-1}$
	1/2	1/2	2,13	1,9	$7,51 \cdot 10^{-2}$
$\text{C}^{12} \rightarrow \text{N}^{14}$	5/2	1/2	4,46	5,2	$-9,71 \cdot 10^{-3}$
	3/2	1/2	6,81	6,9	$1,53 \cdot 10^{-1}$
	0	1	2,3	2,4	$-2,13 \cdot 10^{-2}$
	0	1	-	15,3	$6,06 \cdot 10^{-2}$

Таблица 5

Структурные факторы реакций ($^{11}\text{B}, ^9\text{Be}$), ($^9\text{Be}, ^7\text{Li}$) $T_k = 0$

Реакция (Be^9, Li^7)	Конечное ядро				Конфигурация нуклонов в промежуточном состоянии		
	J	T	$E_{\text{экс}}$	$E_{\text{теор}}$	[2] $^{13} S_1$	[2] $^{13} D_1$	[11] $^{11} P_1$
$\text{Li}^7 \rightarrow \text{Be}^9$	3/2	1/2	0	0	$-2,91 \cdot 10^{-3}$	$1,08 \cdot 10^{-1}$	$4,69 \cdot 10^{-1}$
	1/2	1/2	-	2,2	$4,92 \cdot 10^{-3}$	$-1,81 \cdot 10^{-2}$	$4,13 \cdot 10^{-1}$
	5/2	1/2	2,43	2,3	$-2,15 \cdot 10^{-2}$	$-1,11 \cdot 10^{-1}$	$-2,42 \cdot 10^{-1}$
$\text{Be}^9 \rightarrow \text{B}^{11}$	3/2	1/2	0	0	$1,69 \cdot 10^{-2}$	$2,72 \cdot 10^{-2}$	$-6,99 \cdot 10^{-2}$
	1/2	1/2	2,13	1,9	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$1,74 \cdot 10^{-2}$	$8,42 \cdot 10^{-4}$
	5/2	1/2	4,46	5,2	$-2,93 \cdot 10^{-4}$	$2,69 \cdot 10^{-2}$	$5,06 \cdot 10^{-3}$
$\text{C}^{12} \rightarrow \text{N}^{14}$	1	0	0	0	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$-2,62 \cdot 10^{-2}$	$-5,16 \cdot 10^{-3}$
Реакция ($\text{B}^{11}, \text{Be}^9$) $\text{Li}^7 \rightarrow \text{Be}^9$	3/2	1/2	0	0	$4,11 \cdot 10^{-2}$	$9,79 \cdot 10^{-2}$	$-5,02 \cdot 10^{-2}$
	1/2	1/2	-	2,2	$-4,35 \cdot 10^{-3}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$	$6,39 \cdot 10^{-2}$
	5/2	1/2	2,43	2,3	$5,43 \cdot 10^{-2}$	$3,57 \cdot 10^{-2}$	$1,94 \cdot 10^{-2}$
$\text{Be}^9 \rightarrow \text{B}^{11}$	3/2	1/2	0	0	$1,89 \cdot 10^{-1}$	$1,23 \cdot 10^{-1}$	$1,32 \cdot 10^{-2}$
	1/2	1/2	2,13	1,9	$3,59 \cdot 10^{-2}$	$-5,71 \cdot 10^{-3}$	$-1,12 \cdot 10^{-4}$
	5/2	1/2	4,46	5,2	$4,76 \cdot 10^{-3}$	$2,47 \cdot 10^{-2}$	$-1,81 \cdot 10^{-3}$
$\text{C}^{12} \rightarrow \text{N}^{14}$	1	0	0	0	$-2,37 \cdot 10^{-3}$	$-2,61 \cdot 10^{-2}$	$1,69 \cdot 10^{-3}$

Таблица 6

Структурные факторы реакций (^8He , p) (^6Li , α). $T_1=0$

	Конечное ядро				Конфигурация нуклонов в промежуточном состоянии		
	J	T	Экс Мэв	Егеор Мэв	[2] ^{13}S	[2] ^{13}D	[11] ^{11}P
<i>Реакция (He^3, p)</i>							
$\text{Li}^7 \rightarrow \text{Be}^9$	3/2	1/2	0	0	$2,08 \cdot 10^{-1}$		
	1/2	1/2	-	2,2	$-1,91 \cdot 10^{-2}$		
	5/2	1/2	2,43	2,3	$1,20 \cdot 10^{-2}$		
$\text{Be}^9 \rightarrow \text{B}^{11}$	3/2	1/2	0	0	$4,19 \cdot 10^{-1}$		
	1/2	1/2	2,13	1,9	$1,06 \cdot 10^{-1}$		
	5/2	1/2	4,46	5,2	$1,04 \cdot 10^{-2}$		
$\text{C}^{12} \rightarrow \text{N}^{14}$	1	0	0	0	$3,42 \cdot 10^{-2}$		
<i>Реакция (Li^6, α)</i>							
$\text{Li}^7 \rightarrow \text{Be}^9$	3/2	1/2	0	0	$2,23 \cdot 10^{-1}$	$7,16 \cdot 10^{-1}$	$-1,15 \cdot 10^{-2}$
	1/2	1/2	-	2,2	$-6,84 \cdot 10^{-2}$	$1,22 \cdot 10^{-3}$	$9,29 \cdot 10^{-3}$
	5/2	1/2	2,43	2,3	$1,74 \cdot 10^{-1}$	$7,92 \cdot 10^{-3}$	$1,39 \cdot 10^{-2}$
$\text{Be}^9 \rightarrow \text{B}^{11}$	3/2	1/2	0	0	$2,85 \cdot 10^{-1}$	$-9,16 \cdot 10^{-3}$	$-6,96 \cdot 10^{-3}$
	1/2	1/2	2,13	1,9	$1,53 \cdot 10^{-1}$	$-6,70 \cdot 10^{-4}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$
	5/2	1/2	4,46	5,2	$-1,60 \cdot 10^{-2}$	$1,65 \cdot 10^{-3}$	$1,21 \cdot 10^{-3}$
$\text{C}^{12} \rightarrow \text{N}^{14}$	1	0	0	0	$-3,43 \cdot 10^{-2}$	$1,75 \cdot 10^{-3}$	$2,17 \cdot 10^{-3}$