

с 341а

30/ix-65

Б-869

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2287



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

А.Н. Бояркина, М.А. Жусупов, И. Роттер

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ
НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
К ПАРАМЕТРАМ МОДЕЛИ
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗИ

Изв. АН ССР, сер. физ.,
1966, т 30, № 3, с 472-478.

1965

А.Н. Бояркина, М.А. Жусупов, И. Роттер

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ
НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
К ПАРАМЕТРАМ МОДЕЛИ
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗИ

Направлено в Изв. АН СССР



3583/1, ч. 8.

Современная модель оболочек хорошо зарекомендовала себя в расчетах различных спектроскопических величин как легких, так и тяжелых ядер: положения уроней, приведенных ширины, f_{λ} для β -распада и т.д. Известно, что параметры модели с промежуточной связью немногочисленны и почти не меняются при рассмотрении широкого класса ядерных характеристик.

В данной работе исследуется еще одна возможность, указанная впервые Кристи, для получения дополнительных выводов о ядерных волновых функциях^{/1/}.

Угловые распределения в некоторых резонансных реакциях вполне удовлетворительно описываются в предположении изолированного уровня^{/2/}. Условие одиночного резонанса лучше всего выполняется для легких ядер с падающими заряженными частицами типа протонов, дейтронов и т.д. Для конкретного анализа были выбраны реакции с протонами. Рассматривались угловые распределения, для объяснения которых достаточно учесть одно значение орбитального момента падающих частиц, причем наблюдаемый распад составного ядра сопровождается излучением чистой мультипольности.

Тогда основной величиной, определяющей вид угловой корреляции между падающим и выходящим излучением, является отношение вероятностей прохождения реакции с каждым из двух возможных значений спинов канала

$$\lambda_{1,2} = I_0 \pm \frac{1}{2} :$$

$$f = \frac{\beta_{\lambda_1}^2}{\beta_{\lambda_2}^2} ,$$

где β_{λ}^2 - относительный вес определенного спина канала λ . Для определенности в дальнейшем выбираем $\lambda_1 < \lambda_2$. I_0 - спин начального ядра.

Экспериментальное значение f можно получить из вида корреляционной кривой вблизи резонанса. Известны несколько реакций, в которых эта величина определена довольно точно^{/3/}.

Аналогичная возможность для описания угловой корреляции при помощи единствен-

ного параметра f может быть получена при рассмотрении прямых реакций типа $(d, p\gamma)$ и $(d, n\gamma)$, если только механизм срыва хорошо объясняется простой батлеровской теорией, т.е. искажения оказываются несущественными^{/4/}. При этом корреляция наблюдается между направлением отдачи ядра и γ -излучением, возникающим при распаде возбуждаемого уровня. Критерии применимости плосковолнового приближения для этого случая следующие:

1. Функция корреляции симметрична относительно угла отдачи.
2. Нет азимутальной асимметрии.
3. Функция корреляции не зависит от энергии падающих частиц.

Для более полного обсуждения применяемой теории несомненный интерес представляет вычисление во всех рассмотренных случаях такой хорошо изученной физической величины, как приведенная ширина. Поэтому нами был проведен также расчет спектроскопического фактора S , связанного с приведенной шириной следующим образом:

$$\Theta^2 = S\Theta_0^2, \quad \text{где } \Theta_0^2 - \text{одночастичный параметр.}$$

1. Резонансные реакции



Орбитальный момент падающих протонов $\ell = 1$. Экспериментальное значение f находится в пределах $0,20 - 0,33^{/3,5/}$. Крайние случаи LS - и jj - связи были рассмотрены Кристи. В таблице 1 приведены результаты расчета f , выполненные в модели с промежуточной связью с двумя обменными вариантами парного взаимодействия V_{12} типа Розенфельда ($W = -0,13$; $M = 0,93$; $N = -0,28$; $V = 0,46$) с Сербера ($W = M = 0,5$; $N = V = 0$). Остальные параметры следующие: $\frac{L}{K} = 8$, $a = -2,5$ Мэв. Величина обменного интеграла K варьировалась в пределах от 0 до -5 мэв. При этом оптимальному спектру соответствует $K = -1,2$ Мэв^{/7/}.

Как видно, совпадение с экспериментом достигается лишь при использовании варианта Розенфельда, расчеты с серберовским вариантом дают завышенный результат. Причина такого различия связана с заметным изменением относительного вклада двух основных компонент $[31]^{33}P$ и $[31]^{31}P$ в соответствующую волновую функцию состояния $Be^8 (1^+, 1)$; этот вопрос уже обсуждался в литературе^{/8/}.

Вычисленные значения спектроскопического фактора S , представленные в таблице 2, почти не отличаются друг от друга и согласуются с $\Theta_{\text{экс.}}^2 = 0,13^{/8/}$ при разумной величине $\Theta_0^2 = 0,6$.



Угловое распределение частиц распада требует $f \sim 0,5$. Вычисления (таблицы 1) были проведены при тех же самых параметрах, что и в предыдущем примере. Нами учитывалось только одно значение орбитального момента протонов $\ell = 1$. Однако в экспериментальной работе ^{10/} при анализе полученной корреляционной кривой во внимание принималось также $\ell = 3$. Данному уровню сопоставлялся теоретический уровень с $T = 0$ и $E = 20$ Мэв в варианте Розенфельда ^{17/}. Заметим, что хотя f теор. очень хорошо согласуется с экспериментом, у нас нет полной гарантии, что был сделан правильный выбор теоретического уровня, так как в данном районе возбуждения лежит несколько уровней с $l = 2^+$

$$B^{11} + p \rightarrow C^{12} (2^+, 1; E = 16,11 \text{ Мэв}). \quad (1.3)$$

Орбитальный момент протонов $\ell = 1$.

В экспериментах изучены различные каналы распада этого возбужденного состояния, именно $\gamma(E2)$, $\gamma(M1)$ и α -переходы. Корреляции каждого из указанных типов излучений объясняются значением f^{-1} в пределах $0,40 - 0,54^{x/}$.

На рис. 1 (см. также таблицу 1) представлен расчет f^{-1} в модели промежуточной связи для четырех, широко известных в литературе обменных вариантов V_{12} . Остальные параметры следующие: $L/K = 6$; $a = -5$ Мэв и $K = 0; -0,4; -1,2; -2; -5$ Мэв. По оси абсцисс на рис. 1 откладывался параметр $u = \frac{-K}{-a + \frac{a}{jj}}$, позволяющий компактно представить интервал изменения $\frac{a}{K}$ от $LS(j=0)$ до $\frac{a}{K} jj (j=1)$. При этом оптимальному спектру соответствует $u \approx 0,45^{7/}$. Как видно, результаты для различных вариантов мало отличаются друг от друга и совпадают с экспериментальным значением при $u_{\text{опт}}$. На рис. 2 показано сравнение с экспериментом корреляционных функций, полученных в предположении $jj-$, $LS-$ и промежуточной связи (вариант Розенфельда). Видно, что промежуточная связь гораздо ближе к эксперименту, чем крайние случаи.

Как видно из рис. 3 (см. также таблицу 2), экспериментальное $\theta^2 = 0,08^{9/}$ получается из вычисленного $S(u_{\text{опт}})$ при $\theta_0^2 = 0,3$.

2. Прямые реакции

Отметим с самого начала, что угловые распределения рассмотренных ниже реакций срыва хорошо описываются одним значением орбитального момента захватываемой частицы, в данном случае $\ell = 1$.

$$B^{10} (a, p\gamma) B^{11} \left(\frac{5}{2}^-; E = 4,46 \text{ Мэв} \right). \quad (2.1)$$

Для этого случая $f_{\text{экс.}} \approx 0,31^{12/}$. Рассчитанные f (таблица 3) соответствуют оптимальным параметрам модели ($\frac{L}{K} = 6$, $a = -5$ Мэв для B^{11} и $a = -4,5$ Мэв, для B^{10} ; $K = -1,2$ Мэв) хорошо согласуются для обоих вариантов.

^{x/} В данном случае удобнее пользоваться величиной f^{-1} так как именно она указана в экспериментальных работах ^{11/}.

$$V^{10}(\alpha, \nu) V^{11}\left(\frac{7}{2}; E = 6,76 \text{ МэВ}\right). \quad (2.2)$$

В эксперименте не учитывалась примесь близлежащего уровня при $E = 6,81 \text{ МэВ}$. Интенсивность возбуждения его составляла 10–15% от уровня при $E = 6,76 \text{ МэВ}$.

Для этого случая $f_{\text{экс.}} \geq 14$, что соответствует доле канала с $\lambda_1 = \frac{5}{2} \geq 94\%$. Теоретическое f (рис. 10, параметры те же, что и в предыдущем примере) при $\nu = 0,45$ составляет $\approx 3,5$ (вариант Розенфельда), это соответствует доле канала с $\lambda_1 = \frac{5}{2}$ равной 77%. Однако при изменении ν в сторону LS –связи вклад этого канала очень быстро растет, так что полученный результат можно считать удовлетворительным.

$$V^{11}(d, \nu) C^{12}(2^+, 0; E = 4,43 \text{ МэВ}). \quad (2.3)$$

Сравнение с экспериментом в данном случае затруднено, так как проведенные эксперименты указывают на сильное влияние искажений. Применение плосковолновой теории дает значение $f \gg 1$. Как видно из рис. 12, теоретический результат $f \approx 0,36$ при $\nu = 0,45$, полученный для двух вариантов обменных сил (остальные параметры те же, что и в примере (1.3)), существенно отличается от этого результата.

$$V^{11}(d, \nu) C^{12}(1^+, 1; E = 15,11 \text{ МэВ})^{14} \quad (2.4)$$

Экспериментальное значение f находится в пределах 0–0,11. Как видно из рис. 14, теоретический результат хорошо согласуется с опытом для обоих обменных вариантов с теми же параметрами, что и в предыдущем примере.

В таблице 1 представлены вычисленные отношения приведенных ширин для реакций срыва к соответствующим приведенным ширинам основного состояния для варианта Розенфельда при оптимальных параметрах промежуточной связи. При этом приведенные ширины основных состояний для ядер V^{11} и V^{12} были взяты из работы ^{15/}. Результаты сравниваются с экспериментальными значениями, полученными Макфарланом и Френчем ^{18/} из отношения соответствующих сечений. Согласие вполне удовлетворительное.

В ы в о д ы

В рассмотренных нами резонансных реакциях f очень сильно изменяется при переходе от jj –связи к LS –связи. Однако при значениях параметров, соответствующих оптимальному энергетическому спектру, эта величина вполне удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Зависимость f от обменного варианта наблюдается только для случая (1.1), где в серберовском варианте не было также никакого согласия с опытом.

В связи с этим интерес представляло бы построение схемы уровней ядра Be^8 (Li^8) для этого типа парного взаимодействия.

Спектроскопические факторы для различных обменных вариантов не отличаются друг от друга^{x/}. В тех случаях (1.1 и 1.3), когда известны экспериментальные приведенные ширины, совпадения с теоретическими значениями получаются при приемлемых значениях одночастичной ширины θ_0^2 .

В реакциях срыва f также чувствительно к изменению параметра промежуточной связи u .

Случаи (2.1) и (2.4), а также в какой-то степени и (2.2), не противоречат выбору параметров, полученному из схемы уровней. Сюда же может быть добавлен и положительный результат в реакции Be^9 (d, p, γ) Be^{10} ($2^+, 1$), изученной в варианте Розенфельда Пинкстоном^{/17/}.

Случай (2.3) не может ни в какой мере служить критерием для модельных вычислений, поскольку из указанных выше экспериментов ясно, что плосковолновые приближения для данной реакции не применимы.

Значения f , также как и величины спектроскопических параметров, не зависят от обменного варианта парного взаимодействия. Согласие с экспериментом отношений приведенных ширин различных уровней еще раз говорит о правильном выборе параметров промежуточной связи.

Авторы выражают благодарность доктору В.В. Балашову за постоянное внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

1. R.F.Christy. Phys.Rev. **89**, 839 (1953).
2. S.Devons and L.I.Goldfarb. Angular Correlations. Handbuch der Physik, vol. 12 (1957). Goldfarb L.I., Nuclear Reactions, vol.1 (1959). 12 (1957).

(перевод "Ядерные реакции", ИЛ, 1962).

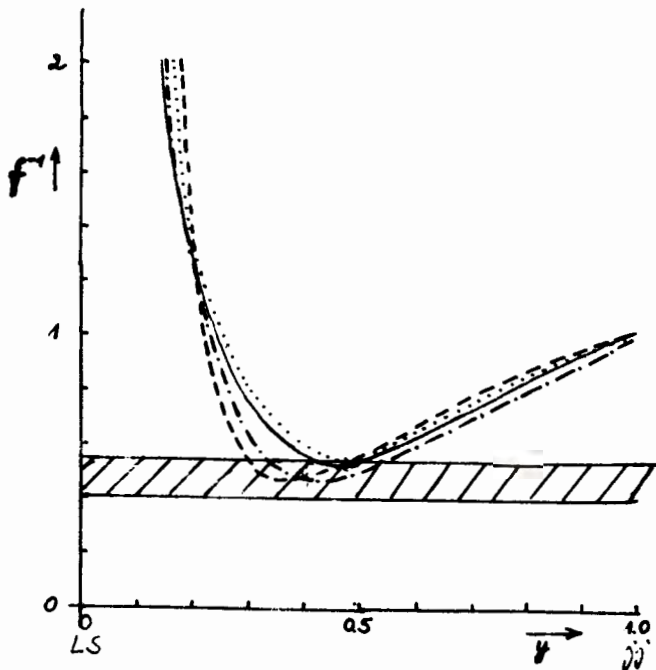
3. Aizenberg-Selove F., L.T.Lauritsen. Nucl.Phys., **11**, 1 (1959).
4. O.Hittmair. Zs.f. Phys., **143**, 465 (1955).
С.Батлер. Ядерные реакции срыва, ИЛ, 1960.
5. S.Devons, G.R.Lindsey. Proc. of the Phys. Soc. A **63**, 1202 (1950).
H.Neuert, T.Retz-Schmidt. Zs.f.Naturforsch. **13a**, 829 (1958).

6. Д. Эллиотт, А. Лейн. "Строение атомного ядра", ИЛ., 1959.
7. А.Н. Бояркина. Известия АН СССР XXVIII, 337 (1964).

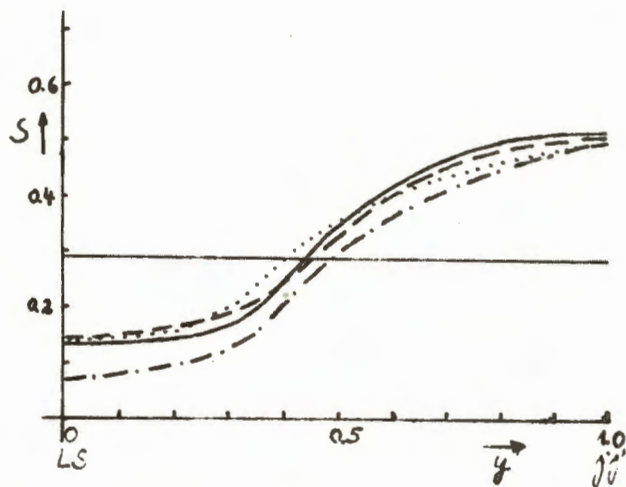
^{x/} Независимость от обменного варианта таких величин, как радиационные ширины и магнитные моменты была получена Лейном /9,16/ для $A = 13$.

8. M.H.Macfarlane , L.B.French. Rev. of Mod. Phys., 32, 567 (1960). J.B.French. The Analysis of reduced Widths, "Nuclear Spectroscopy", New York, 1960.
8. A.M.Lane. Rev.of Mod. Phys. 32, 519 (1960).
10. N.Sarma, K.S.Jayaraman, C.K.Kumar . Phys. 44, 205, (1963).
11. TD.M.Thomson, A.V.Cohen, A.P.French, G.W.Huitchinson. Proc. Phys. Soc. A65, 745 (1952). P.I.Grant, F.C.Flack, J.G.Rutherglen, W.M.Deuchars, Proc. Phys. Soc., A67, 751 (1954). B.D.Kern, C.D.Moak, W.M.Good, G.P.Robinson, Phys.Rev., 83, 211 (1951). D.S.Craig, W.G.Cross, R.G.Jarvis. Phys.Rev.103, 1414 (1956).
12. S.A.Cox and R.M.Williamson, Phys.Rev. 105, 1799 (1957).
13. M.A.Nagarajan and A.P.Arya, Nucl.Phys. 50, 61 (1964). I.B.Garg, N.H.
14. A.J.Fergusson, H.E.Cove, A.E.Litherland and R.Batchelor. Bull. Am. Phys. Soc. 5,45(1960). R.W.Kavanagh and C.A.Burness . Phys.Rev. 112, 503 (1958).
15. V.V.Balashov, A.N.Boyarkina, J.Rotter. Nucl.Phys. 59, 417 (1964).
16. A.M.Lane. Proc.Phys.Soc. A68, 189, 197 (1955).
17. W.T.Pinkston . Nucl.Phys. 29, 690 (1962).

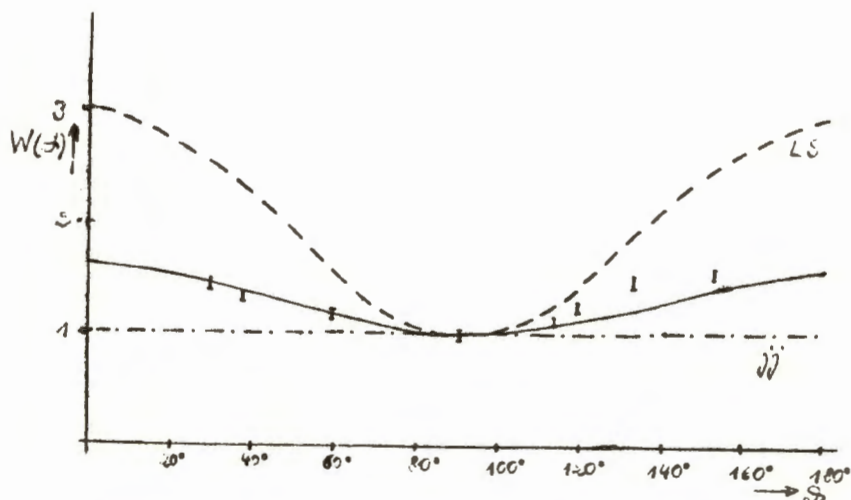
Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1965 г.



Р и с. 1. Зависимость f^{-1} в реакции $B^{11} + p \rightarrow C^{12}(2^+, 1)$ от $u = \frac{a/K}{-a + (a/K)}$. Сплошная линия - вариант Розенфельда ($W = -0,13, M = 0,93, N = -0,28, V = 0,46$), штриховая линия - вариант Сербера ($W = M = 0,5, N = V = 0$), пунктирная линия - вариант Курата ($M = 0,8, V = 0,2, W = N = 0$), штрих-пунктирная линия - несколько измененный вариант Сербера ($W = M = 0,4, N = V = 0,1$). Заштрихованная часть соответствует эксперименту/11/.



Р и с. 2. Вид угловой корреляции в реакции $B^{11} + p \rightarrow C^{12}(2^+, 1) \rightarrow Be^8 + \alpha$ для LS (штриховая линия), jj - (штрих-пунктирная линия) и промежуточной связи (сплошная линия). Экспериментальные точки взяты из работы Томсона/11/.



Р и с. 3. Спектроскопический фактор S для $C^{12}(2^+, 1) \rightarrow B^{11} + p$ в зависимости от θ_0^2 для тех же типов обменных сил, что и на рис. 1. Горизонтальная прямая - значение S , соответствующее $\theta_0^2_{\text{экс}} = 0,08$ при $\theta_0^2 = 0,3$.

Таблица 1

Зависимость f в резонансных реакциях от параметра промежуточной связи K .
 $K = 0$ соответствует чистой jj связи, $K = -5$ Мэв близко к LS - связи и
 $K = -1,2$ Мэв является оптимальной величиной для энергетического спектра при
 $\frac{L}{K} = 6$, $a = -2,5$ Мэв для Be и Li^T , $a = -5$ Мэв для C^{12} и B^{11} .

Реакция и энергия уровня	Тип обменного варианта	f теор					$f_{ЭКС}$
		$K=0$	$K=-0,4$	$K=-1,2$	$K=-2$	$K=-5$	
$Li^T + p \rightarrow Be^8 (1^+, 1)$ $E = 17,64$ Мэв	Розенфельд	5,00	2,13	0,23	0,05	0,16	0,20-0,33
	Сербер	5,00	9,12	6,37	4,05	3,11	
$Li^T + p \rightarrow Be^8 (2^+)$ $E = 19,9$ Мэв	Розенфельд		0,55	0,49	0,79	0,98	0,5 ¹⁰
	Сербер		0,38	0,48	0,82	0,96	
$B^{11} + p \rightarrow C^{12} (2^+, 1)$ $E = 16,11$ Мэв	Розенфельд	1,00	1,35	2,02	1,52	0,04	1,85-2,50 ^{III}
	Сербер	1,00	1,26	2,03	2,16	0,02	
	Сербер (измененный)	1,00	1,28	1,88	1,59	0,09	
	Курат	1,00	1,35	2,22	2,14	0,04	

Таблица 2

Зависимость спектроскопического фактора S от параметра промежуточной связи (Остальные параметры те же, что и в таблице 1).

Нач. ядро $I^{\pi}, T, E(\text{MeV})$	Кон. ядро I^{π}, T	Тип обменного варианта	s теор					s экс
			$K=0$	$K=-0,4$	$K=-1,2$	$K=-2$	$K=-5$	
$\text{Be}^8 (1^+, 0)$	$\text{Li} (\frac{3}{2}^-, \frac{1}{2})$	Розенфельд	0,125	0,175	0,224	0,227	0,274	0,22 ^в
17,64 Мэв	осн. сост.	Сербер	0,125	0,162	0,231	0,252	0,270	
$\text{Be}^8 (2^+)$	$\text{Li}^7 (\frac{3}{2}^-, \frac{1}{2})$	Розенфельд		0,092	0,101	0,112	0,123	0,27 ^б
19,9 Мэв	осн. сост.	Сербер		0,035	0,122	0,131	0,141	
$\text{C}^{12} (2^+, 1)$	$\text{B} (\frac{3}{2}^-, \frac{1}{2})$	Розенфельд	0,500	0,468	0,296	0,176	0,136	0,27 ^б
		Сербер	0,500	0,464	0,296	0,200	0,160	
		Сербер (изменен.)	0,500	0,468	0,264	0,108	0,086	
16,11 Мэв	осн. сост.	Кураг	0,500	0,472	0,320	0,220	0,148	

а) s экс из работ [9] при $\theta^2 = 0,6$ б) s экс из работ [9] при $\theta^2 = 0,3$.

Таблица 3

Зависимость f в прямых реакциях от параметра промежуточной связи K . $\frac{L}{K} = \theta$ и $\theta = 5$ Мэв для B^{11} и C^{12} , $\theta = 14,5$ Мэв для B^{10} .

Реакция и энергия уровня	Тип обменного варианта	f теор					f экс
		$K=0$	$K=0,4$	$K=1,2$	$K=2$	$K=5$	
$\text{B}^{10} (\alpha, \text{p}) \text{B}^{11} (\frac{5}{2}^-, \frac{1}{2})$ $E = 4,46 \text{ MeV}$	Розенфельд	0,02	0,26	0,92	12,4		0,35
	Серебро	0,00	0,25	0,88	8,45		
$\text{B}^{10} (\alpha, \text{p}) \text{B}^{11} (\frac{7}{2}^-, \frac{1}{2})$ $E = 6,76 \text{ MeV}$	Розенфельд	1,33	1,64	3,38	6,99	40,9	$I_4 I_3$
	Сербер	1,33	1,43	3,03	6,25	39,0	
$\text{B}^{11} (\alpha, \text{p}) \text{C}^{12} (2^+, 0)$ $E = 4,43 \text{ MeV}$	Розенфельд	1,00	0,44	0,36	0,53	2,25	$I_1 I_3$
	Сербер	1,00	0,50	0,44	0,69	3,04	
$\text{B}^{11} (\alpha, \text{p}) \text{C}^{12} (1^+, 1)$ $E = 15,11 \text{ MeV}$	Розенфельд	0,20	0,06	0,00	0,00	0,03	0-0, II
	Сербер	0,20	0,08	0,01	0,00	0,02	

Т а б л и ц а 4а

Зависимость спектроскопического фактора S от параметра промежуточной связи K (остальные параметры те же, что в таблице 3).

Нач. ядро I^{π}, T E (MeV)	Кон ядро J^{π}, T	Тип обменно- го варианта	$S_{теор}$				
			$K=0$	$K=-0,4$	$K=-1,2$	$K=-2$	$K=-5$
$V^{11}(\frac{5^{-}}{2}, \frac{1}{2})$ 4,46 MeV	$V^{10}(3^{+}, 0)$ осн.сост.	Розенфельд Сербер	0,217 0,203	0,266 0,210	0,259 0,175	0,357 0,192	
$V^{11}(\frac{7^{-}}{2}, \frac{1}{2})$ 6,76 MeV	$V^{10}(3^{+}, 0)$ осн.сост.	Розенфельд Сербер	0,994 0,994	0,952 0,966	0,875 0,896	0,854 0,868	0,798 0,810
$C^{12}(2^{+}, 0)$ 4,43 MeV	$V^{11}(\frac{3^{-}}{2}, \frac{1}{2})$	Розенфельд Сербер	0,500 0,500	0,528 0,520	0,610 0,580	0,620 0,588	0,524 0,504
$C^{12}(1^{+}, 1)$ 15,11 MeV	$V^{11}(\frac{3^{-}}{2}, \frac{1}{2})$ осн.сост.	Розенфельд Сербер	0,500 0,500	0,488 0,480	0,400 0,388	0,388 0,344	0,300 0,284

Т а б л и ц а 4б

Относительные приведенные ширины в варианте Розенфельда при оптимальных параметрах промежуточной связи

Состояния I^{π}, T	нач. ядра E (MeV)	$S_{возб}$	$S_{осн}$	$\theta_{отн}^2$ (теор)	$\theta_{отн}^2$ (эксп)
$V^{11}(\frac{5^{-}}{2}, \frac{1}{2})$	6,76	0,266	1,181	0,23	0,25 а)
$V^{11}(\frac{7^{-}}{2}, \frac{1}{2})$	4,46	0,875	1,181	0,74	0,7 а)
$C^{12}(2^{+}, 0)$	4,43	0,610	0,250	0,24	0,55 б) 0,21 в)
$C^{12}(1^{+}, 1)$	15,11	0,400	2,500	0,16	

а) из реакции $V^{10}(a, p \gamma)$ V^{11} при энергии дейтронов $E = 7,7 \text{ МэВ}^8$

б) из реакции $V^{11}(a, n \gamma)$ C^{12} при энергии дейтронов $E = 8,1 \text{ МэВ}^8$

в) из реакции $V^{11}(a, n \gamma)$ C^{12} при энергии дейтронов $E = 9 \text{ МэВ}^8$