

С 341.26

Ж-839

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2301



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

М.А. Жусупов, И. Роттер

О ПОРОГОВЫХ СОСТОЯНИЯХ
И ПРИВЕДЕННЫХ ШИРИНАХ
НУКЛОННЫХ АССОЦИАЦИЙ
В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

*Ann. Physik, 1966, Bd. 17, h 1-2,
s. 57-67.*

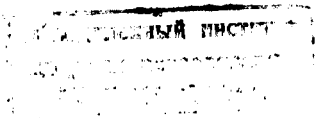
1965

P-2301

М.А. Жусупов, И. Роттер

О ПОРОГОВЫХ СОСТОЯНИЯХ
И ПРИВЕДЕННЫХ ШИРИНАХ
НУКЛОННЫХ АССОЦИАЦИЙ
В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Направлено в "Annalen der Physik"



3535/1, 28.

1. Проблема пороговых состояний

В последнее время обсуждается вопрос о существовании пороговых состояний в легких ядрах, т.е. уровнях ядра A , лежащих вблизи порога двухчастичного распада $A \rightarrow B + C$. По Базю^{/1/} эти уровни обладают ярко выраженной двухчастичной структурой $B + C$. Инглис^{/2/} рассмотрел влияние увеличенной проницаемости барьера и энергии перегруппировки нуклонов конечного ядра на плотность уровней вблизи двухчастичного порога. Оценки Инглиса показывают, что вероятность нахождения уровней вблизи порога несколько больше статистически ожидаемой величины. Анализ известных экспериментальных данных о возбужденных уровнях легких ядер, проведенный в работе^{/3/} для выяснения вопроса о существовании корреляции между положением порога и положением уровней, показывает, что вблизи порога плотность возбужденных состояний действительно увеличена.

Другая возможность исследования корреляции между плотностью уровней, большими кластерными приведенными ширинами и положением порогов состоит в анализе реакций срыва^{/4,5/}. Вероятность образования в таких реакциях некоторого возбужденного состояния B^* конечного ядра пропорциональна соответствующей приведенной ширине $A + a \rightarrow B^*$. Если пороговые уровни с большими кластерными приведенными ширинами существуют, то в реакции срыва они должны возбуждаться сильнее, чем другие уровни. Очень удобными для подобных исследований являются реакции типа (Li^6, α) , (Li^6, d) , (Li^7, α) , (Li^7, t) , так как они пригодны не только для рассмотрения высоколежащих уровней из-за больших значений Q этих реакций, но также дают возможность изучить кластерные свойства этих уровней.

В эксперименте наблюдались максимумы в спектрах α -частиц в некоторых реакциях типа (Li^6, α) . Так, в реакции $Li^6(Li^6, \alpha)Be^8$ установлена довольно четкая корреляция между положением особенно сильно возбуждаемого уровня Be^8 и положением двухчастичного порога $Be^8 \rightarrow Li^6 + d$, см. ^{/5/}. В реакциях (Li^6, d) , (Li^7, t) , (Be^8, He^4) на мишени B^{11} найдены указания на максимальное возбуждение уровня при 8,58 Мэв ядра N^{15} ^{/6/}.

Были рассчитаны теоретические спектры дейтроновых приведенных шири для Be^8 , Be^9 и B^{11} /8,7/, соответствующие возбуждению этих ядер в реакциях (Li^6, α) на мишенях Li^6 , Li^7 и Be^9 соответственно. Максимумы в спектрах дейтроновых приведенных шири выступают на тех же местах, что и в эксперименте. Приведенные ширины рассчитывались в рамках оболочечной модели без учета пороговых эффектов. Поэтому корреляция между максимумами теоретического спектра дейтроновых приведенных шири и положением дейтронового порога не может решить вопрос о существовании пороговых эффектов.

В данной работе представлены оболочечные уровни /8/ и рассчитанные для них кластерные ширины (без учета пороговых эффектов) некоторых ядер $1p$ - оболочки и указаны положения двухчастичных порогов для энергий возбуждения до 20-25 Мэв.

2. Спектры кластерных приведенных шири

Приведенные ширины для нуклонных ассоциаций (таблицы 1-4) рассчитывались следующим образом /9/:

$$\Theta_{m\Lambda}^2 = \left(\frac{A}{A-m} \right)^N (n_m) (T_1 T_{1s} | T_2 T_{2s} T_3 T_{3s})^2 \sum_{L_s J_s} K_m^2 (N\Lambda, L_s) \times$$

$$\times \left\{ \sum_{[f_1] L_1 S_1 T_1} \langle \ell^n [f_1] L_1 S_1 T_1 | \ell^{n-m} [f_2] L_2 S_2 T_2, \ell^m [f_3] L_3 S_3 T_3 \rangle \times \right.$$

$$\left. \times U(S_1 J_1 L_1 L_s; L_1 J_1) U(L_2 S_2 J_2 S_s; J_2 S_1) \times \right.$$

$$\left. \times (-)^{L+L_s} \{ a_i b_k \}^2 \right.$$

Здесь $\langle \ell^n | \ell^{n-m}, \ell^m \rangle$ - генеалогические коэффициенты для отделения дейтронов, тритонов, α - частиц от ядра с A нуклонами. При этом в последней, незаполненной оболочке находится n нуклонов. Для ядер $1p$ - оболочки коэффициенты $\langle \ell^n | \ell^{n-2}, \ell^2 \rangle$, $\langle \ell^n | \ell^{n-3}, \ell^3 \rangle$, $\langle \ell^n | \ell^{n-4}, \ell^4 [4] \rangle$ даны в работах /10/. U - коэффициенты Рака, K - фактор, учитывающий перекрытие волновых функций $\phi_{m\Lambda} = | \ell^m [m] \Lambda \rangle$ и $\chi_{m\Lambda} = \psi_{m\Lambda}$ (центр масс) $\times \psi_m$ (внутр.) /8/. a_i, b_k - волновые функции соответственно начального и конечного состояний ($i = [f_1] L_1 S_1 T_1; k = [f_2] L_2 S_2 T_2$). Приведенные ширины рассчитывались с волновыми функциями оболочечной модели с промежуточной связью /8/.

Если пренебречь энергетической зависимостью, то поперечное сечение реакций типа (Li^6, d), (Li^6, α), (Li^7, t), (Li^7, α) можно представить в следующем виде /7/:

$$\sigma_m \sim (2J+1) \sum_L (\Theta_{mL})^2,$$

где $L = L_s - \Lambda$.

В таблице 5 указаны экспериментальные значения σ_{tot} в относительных единицах (по отношению к основному состоянию) и делается их сравнение с теоретическими значениями $(2J+1) \sum_L \Theta_L^2$. Энергетическая зависимость экспериментальных σ_{tot} незначительна и относительные значения $(2J+1) \sum_L \Theta_L^2$, как видно из таблицы 5, соответствуют по порядку величины относительным σ_{tot} .

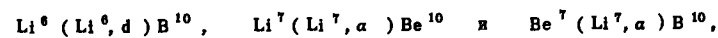
В реакции $Li^6 (Li^6, \alpha) Be^8$ состояние Be^8 при энергии 21 Мэв возбуждается с вероятностью в 22 раза большей, чем основное состояние Be^8 /11/. Этот экспериментальный результат можно сравнить с рассчитанным относительным значением

$$\sum_i (2J_i + 1) \Theta_i^2 = 12 \text{ или } 13,$$

где суммирование ведется по всем уровням от 19 до 22 Мэв, или от 17 до 22 Мэв соответственно.

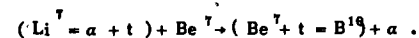
В спектре α - частиц в реакции $Li^7 (Li^6, \alpha) Be^9$ проявляется максимум, соответствующий преобладающему образованию ядра Be^9 в состоянии при 11,9 Мэв /12/. Такой же максимум наблюдается как в спектре дейтроновых приведенных шири, так и в спектре тритонных приведенных шири (ответственных за механизмы срыва и тяжелого срыва соответственно /7/). Вблизи этого максимума нет никакого порога.

Особый интерес представляет сравнение реакций

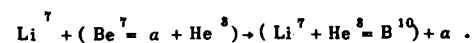


так как (в предположении, что преобладающим механизмом реакции является механизм срыва) в $Li^6 + Li^6$ могут возбуждаться только уровни с $T = 0$, в $Li^7 + Li^7$ - только уровни с $T = 1$, а в реакции $Be^7 + Li^7$ - все уровни, как с $T = 0$, так и с $T = 1$. В реакциях $Li^6 + Li^7$ и $Li^7 + Li^7$ вклады от срыва и тяжелого срыва одинаковы. В реакции $Be^7 + Li^7$ вклады от этих двух механизмов могут отличаться, так как энергия связи кластеров $\alpha + t$ больше энергии связи $\alpha + He^8$.

Срыв:



Тяжелый срыв:



Вблизи порога $Li^7 + \alpha$ при 8,7 Мэв не имеется никакого максимума в спектре приведенных α -ширин. Порог $Be^9 + d$ при 15,8 Мэв лежит ближе к максимуму приведенных α -ширин, чем к максимуму дейтронных приведенных ширин.

3. Выводы

Основной результат, полученный из рассмотрения приведенных ширин для нуклонных ассоциаций в рамках оболочечной модели, состоит в том, что как некоторые каналы $A_{осн.сост.} + \alpha \rightarrow B$ (таблицы 1-4), так и некоторые каналы $B_{осн.сост.} \rightarrow A + \alpha$ /13,14/ характеризуются большими сравнимыми между собой приведенными ширинами. Формально этот вывод следует из того факта, что в оболочечной модели принимается во внимание антисимметрия волновой функции /14/. Из-за тождественности нуклонов и сильного взаимного перекрывания кластеров различные кластерные состояния ядра лишь немного отличаются друг от друга /15/. Вероятность встретить ядра в определенном кластерном состоянии пропорциональна соответствующей приведенной ширине. В противоположность этому в чистой кластерной модели (без антисимметризации волновой функции и соответственно без взаимного перекрывания кластеров) ядро B рассматривается состоящим из кластеров $A_0 + \alpha_0$. Поэтому приведенная ширина для этого канала велика (-1), но она мала (-0) для других каналов $B \rightarrow A + \alpha$.

Если приведенные ширины кластеров для различных каналов $A_{осн.сост.} + \alpha \rightarrow B$ сравнимы между собой, то в тех местах, где случайно близко друг к другу лежат много уровней, появляется максимум в спектре таких ширин. Например, максимум в спектре α -частиц в реакции $Li^6(Li^6, \alpha)Be^8$ происходит не от того, что в этом районе находится уровень с ярко выраженной ($Li^6 + d$) - структурой, а потому, что здесь рядом находится много уровней.

Расчеты в оболочечной модели /8/ приводят к выводу, что плотность уровней в ядрах $1p$ -оболочки становится большей при энергии возбуждения от 10 до 20 Мэв. Так как и число порогов также растет с увеличением энергии возбуждения, то в некоторых случаях уже и без учета пороговых эффектов вблизи порогов становится особенно большими как плотность уровней, так и значения кластерных приведенных ширин. Например, некоторое скопление уровней при 20-21 Мэв в ядре Be^8 только случайно находится вблизи двухчастичного порога при 22,3 Мэв и, очевидно, максимум в спектре дейтронных приведенных ширин не является пороговым эффектом.

Поэтому нет никакой необходимости искать в больших абсолютных значениях приведенных ширин для нуклонных ассоциаций указания на пороговые эффекты. Эти эффекты должны становиться заметными прежде всего в систематических отклонениях вблизи соответствующих порогов между экспериментальными и рассчитанными значениями приведенных ширин.

В заключение выражаем благодарность А.А. Переверзевой за помощь в вычислении некоторых дейтронных приведенных ширин.

Л и т е р а т у р а

1. A.I.Baz. Advances in Physics. 8, 349 (1959).
2. D.R.Inglis. Nuclear Physics, 30, 1 (1962).
3. В.И. Серов, В.А. Жмайло. ЖЭТФ 44, 332 (1963).
4. G.C.Morrison. Proc. Conf. Dir. Interactions and Nucl. React.Mech., Padua 1962.
5. В.В. Балашов, И. Роттер. Препринт ОИЯИ, Р-2079, Дубна (1965).
6. G.Hortig, H.Werner, W.Gentner. Proc. Third Conf. React. Between Compl. Nuclei, Asilomar, 1963.
7. I.Rotter. Preprint E-2243, Dubna (1965); Annalen der Physik (1965).
8. A.N.Boyarkina. Izvestia A.N. USSR 28, 337 (1964).
9. В.В. Балашов, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, Н.П. Юдин. ЖЭТФ 37, 1387 (1963); Yu.F.Smirnov, D.Chlebowska. Nucl. Physics, 26, 306 (1961).
10. J.P.Elliott, J.Hope, H.A.Jahn. Phil. Trans. Roy. Soc. A. 246, 241 (1953). D.Chlebowska. Acta Physica Polonica, 25, 513 (1964). I.Rotter. Препринт ОИЯИ Р-2050, Дубна (1965). Annalen der Physik (1965).
11. M.Kamegai. Phys. Rev., 131, 1701 (1963).
12. R.A.Mendelson, E.Norbeck, R.R.Carison. Phys. Rev., 135, B 1319 (1964).
13. V.V.Balashov, A.N.Boyarkina, I.Rotter. Nucl. Phys., 59, 417 (1964).
14. P.Beregi, N.S.Zelenakaja, V.G.Neudatchin, Yu. F. Smirnov. Nucl. Phys., 66, 513 (1965).
15. K.Wildermuth. Nucl. Phys., 31, 478 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1965 г.

Таблица 1. Кластерные приведенные ширины для Be^8

Уровни ядра Be^8	JT	$(2J+1) \sum_i (C_i^t)^2$ $Li_{\text{осн. сост.}}^6 + d \rightarrow Be^{8*}$ Относительные единицы	Число порогов
Район энергии [МэВ]			
0-1	0,0	I	I
2-3	2,0	2,60	-
II-12	4,0	0,002	-
17-18	2,0	1,18	2
18-19	1,0	0,25	I
19-20	3,0	3,26	I
	0,0	0,07	
20-21	2,0	2,65	-
	1,0	1,06	
	4,0	1,20	
21-22	2,0	2,69	3
	1,0	0,77	
22-23	3,0	0,85	I
23-24	-	-	2
24-25	4,0	0,60	2
	2,0	0,04	
25-26	3,0	1,45	
26-27	2,0	2,13	

Таблица 2. Кластерные приведенные ширины для Be^9

Уровни ядра Be^9	JT	$(2J+1) \sum_i (C_i^t)^2$ $Li_{\text{осн. сост.}}^7 + d \rightarrow Be^{9*}$ Относительные единицы	$(2J+1) \sum_i (C_i^t)^2$ $Li_{\text{осн. сост.}}^6 + t \rightarrow Be^{9*}$ Относительные единицы	Число порогов
Район энергии [МэВ]				
0-1	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	I	I	-
1-2	-	-	-	I
2-3	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,50	0,38	I
	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	1,49	1,54	
4-5	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,92	0,34	I
5-6	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	1,44	8,04	-
6-7	$\frac{7}{2} \frac{1}{2}$	1,10	7,48	I
9-10	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,41	3,54	-
	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,03	0,92	
10-11	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	1,60	6,82	-
	$\frac{7}{2} \frac{1}{2}$	0,76	3,54	
11-12	$\frac{7}{2} \frac{1}{2}$	1,78	0,30	-
	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	2,71	9,18	
13-14	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	1,19	1,90	-
14-15	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,61	1,04	I
15-16	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,26	1,01	-
	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,28	5,95	
16-17	-	-	-	2
17-18	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,73	1,97	3
	$\frac{7}{2} \frac{1}{2}$	0,57	4,61	
	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	1,27	1,93	
	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,39	0,83	
18-19	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,55	2,20	-
19-20	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,43	1,49	3
20-21	-	-	-	I
21-22	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,04	0,21	3
	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,33	0,70	
	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,05	2,13	

Таблица 2 (продолжение)

22-23	-	-	-
23-24	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,09	1,02
	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,01	0,53
	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,02	0,57
24-25	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,03	1,27
	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,02	0,15

8

Таблица 3. Кластерные приведенные ширины для B^{10} и B^{10} .

Уровни ядра B^{10}	Район энергии [МэВ]	J, T	$(2J+1) \sum_i (Q_i^+)^2$	$(2J+1) \sum_i (Q_i^+)^2$	$(2J+1) \sum_i (Q_i^+)^2$	Число порогов в	
			$B^{10} \xrightarrow{p, n, \alpha} B^{10}$	$Li^7 \xrightarrow{p, n, \alpha} B^{10}$	$Li^6 \xrightarrow{p, n, \alpha} B^{10}$	B^{10}	B^{10}
			Отн. единицам	Отн. единицам	Отн. единицам		
0-I	3,0	I	I	-	I	}	-
			1,0	0,32	15,54		
I-2	0,1		0,08	0,08	-		
2-3	1,0		0,36	-	18,07		
3-4	2,0		1,13	-	13,15		
4-5	-		-	-	-	I	-
5-6	2,1		0,67	0,67	-		
6-7	3,0	I	0,08	-	26,06	}	3
			4,0	0,92	6,55		
			2,0	0,18	12,60		
7-8	2,1		0,52	0,52	-		
8-9	-		-	-	-	4	I
9-10	-		-	-	-	3	I
10-II	2,1	I	0,23	0,23	-	}	2
			3,0	0,62	15,60		
			1,0	0,20	0,32		
			3,1	0,82	0,82		
II-12	1,1		0,01	0,01	-	4	I
12-13	4,1	I	0,63	0,63	-	}	1
			1,1	0,51	0,51		
			2,1	0,66	0,66		
13-14	2,0	I	0,27	-	0,64	}	2
			0,1	0,06	0,06		
14-15	5,0		-	-	28,20	I	
15-16	2,1	I	0,17	0,17	-	}	2
			3,0	0,52	9,02		
16-17	0,1	I	0,03	0,03	-	}	-
			3,1	0,02	0,02		
			4,0	0,60	15,00		

11

10

Таблица 3 (продолжение)

I7-I8	2,I	0,20	0,20	-	3	I
I8-I9	I,0	0,37	-	0,87	2	2
	3,0	0,22	-	I,04		
I9-20	4,I	0,49	0,49	-	2	2
	I,0	0,05	-	I,30		
	3,I	0,6I	0,6I	-		

а) Основное состояние ядра Be^{10} соответствует состоянию ядра B^{10} при 1,74 Мэв.

Т а б л и к а 4. Кластерные приведенные ширины для B^{11}

Уровни ядра B^{11}	$(2J+1) \sum_i (Q_i^t)^2$	$(2J+1) \sum_i (Q_i^t)^2$	Число порогов	
Район энергии [Мэв]	$Be_{\text{пол. сост.}}^2 + d \rightarrow B^{11}$	$Li_{\text{пол. сост.}}^2 + \alpha \rightarrow B^{11}$		
	JT	Относит. единицы	Относит. единицы	
0-I	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	I	I	-
2-3	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,90	0,28	-
4-5	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,47	1,18	-
5-6	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,51	0,42	-
6-7	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,54	0,31	-
8-9	-	-	-	I
9-10	-	-	-	I
11-12	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,70	0,02	3
12-13	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,07	0,004	I
	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,84	0,29	
	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,05	0,11	
13-14	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,47	0,004	3
	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	-	1,29	
I4-I5	-	-	-	I
I5-I6	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,28	0,37	3
I6-I7	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,17	0,21	5
	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,59	0,002	
I7-I8	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,17	0,11	7
	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,47	0,003	
20-21	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,26	0,02	
	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,18	0,03	
21-22	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,09	0,05	
22-23	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,18	0,01	
23-24	$\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0,04	0,03	
24-25	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	-	0,09	
25-26	$\frac{3}{2} \frac{1}{2}$	0,11	0,01	
26-27	$\frac{5}{2} \frac{1}{2}$	0,05	0,13	

Т а б л и ц а 5. Сравнение теоретических кластерных приведенных шири
 $(2J+1) \sum_i \Theta_i^2$ с экспериментальными σ_{tot} реакций
с ядрами Li

Реакция	Уровень конечного ядра [МэВ]	Энергия ионов [МэВ]	σ_{tot} а)	$(2J+1) \sum_i \Theta_i^2$ а)
$Li^6(Li^6, \alpha) Be^8$	2,90	2,0	0,96 б)	2,6
$Li^6(Li^6, d) B^{10}$	0,72	2,1	5,0 б)	15,5
	1,74	2,1	< 0,2 б)	-
	2,15	2,1	(4,0) б)	18,1
$Li^6(Li^7, t) B^{10}$	0,72	2,1	5,9 б)	15,5
	1,74	2,1	(< 0,1) б)	-
$Li^7(Li^7, \alpha) Be^{10}$	3,37	2,1-3,8	12-7 б, в)	8,5
$Li^7(Li^8, \alpha) B^{11}$	2,13	2,1	0,68 б)	0,28
	4,46	2,1	0,74 б)	1,18
$Li^7(Li^7, t) B^{11}$	2,13	2,1	0,13 б)	0,28
	4,46	2,1	0,70 б)	1,18
$Be^9(Li^6, \alpha) B^{11}$	2,13	3,0-3,5	0,67-0,71 г, ж)	0,90
	4,46	3,3	1,23 ж)	0,47
$Be^9(Li^7, \alpha) B^{12}$	0,95	3,3-3,8	1,1-1,3 ж)	0,74
$B^{10}(Li^6, d) N^{14}$	2,31	4,5	0,03 б)	-
	3,94	4,5	1,1 б)	1,3
$B^{10}(Li^7, t) N^{14}$	2,31	4,5	0,09 б)	-
	3,94	4,5	1,1 б)	1,3
$C^{12}(Li^6, \alpha) N^{14}$	3,94	3,2-4,0	1,3-2,2 ж)	1,3

а) σ_{tot} и $(2J+1) \sum_i \Theta_i^2$ в отношении к основному состоянию
соответственного ядра.

б) M.N.Huberman, M.Kamegai, G.C.Morrison, Phys.Rev.129(1963)791.

в) T.G.Dzubay, J.M.Blair, Phys.Rev.134 (1964)B 586.

г) J.J.Leigh, J.M.Blair, Phys.Rev.121 (1961)246.

д) R.K.Hobbie, C.W.Lewis, J.M.Blair, Phys.Rev.124 (1961)1506.

е) G.C.Morrison, N.R.Gale, M.Hussain, G.Murray, Proc.Third Conf.React.
Between Compl.Nuclei, Asilomar, 1963.

ж) R.K.Hobbie, F.F.Forbes, Phys.Rev.126 (1962) 2137.