

## ПОРОГОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, Л.М.Лазарев*

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
Арзамас-16

В обзоре представлены достижения в исследовании пороговых явлений за последние 20 лет. Показано, что аномальное поведение функции возбуждения вблизи порогов реакций есть типичное явление и наблюдается в ядерных реакциях для всех ядер. Значительное развитие для описания пороговых явлений получила теория ядерных реакций Фешбаха. Интенсивно применялся для этой цели метод резонирующих групп в различных модификациях. Изучены возможности определения параметров и свойств ядерной системы в результате анализа полного и неполного опытов. Обсуждаются проблемы многопараметрового анализа экспериментальных данных. Подробно представлены результаты анализа экспериментальных данных, имеющих наибольший интерес. Сформулированы нерешенные проблемы теории и анализа пороговых явлений.

Achievements in threshold phenomena study for the past two decades are considered in this review. It was shown, that anomalous behaviour of excitation function near reaction thresholds is a typical phenomenon and is observed in nuclear reactions for all nuclear masses. Feshbach nuclear reactions theory and method of resonant groups evolved substantially. The possibilities of determination of nuclear system parameters and properties, based on the analysis of incomplete and full experiments, have been studied. The problem of multiparameter analysis of experimental data are discussed. The results of experimental data of considerable interest are presented. The unsolved problems of the theory and analysis of threshold phenomena have been formulated.

### ВВЕДЕНИЕ

Пороговые явления в ядерных реакциях уже почти полвека привлекают внимание физиков своей уникальной возможностью детального изучения структуры ядер вблизи энергетического порога рождения новых частиц или открытия новых каналов реакций. В области порога происходит резкое изменение энергетической зависимости физических величин, вызванное радикальной внутренней перестройкой ядерной системы.

После пионерской работы Вигнера 1948 г. [1], посвященной теоретическому исследованию пороговых явлений, появился ряд эксперимен-

тальных работ [2], стимулировавших дальнейшее развитие теоретического описания пороговых нерегулярностей в сечении рассеяния и реакции. В работе Брейта [3] исследовалась энергетическая зависимость сечения вблизи порога рождения двух заряженных частиц. В работах База [4] предложены принципы распространения теории на открытый канал в области двухчастичного порога рождения нейтральных частиц. Теоретические работы [1,3,4] выполнены на основе  $R$ -матричной теории, их результаты применимы к задачам с одним открытым каналом и одним резонансом. Дальнейшее развитие теории пороговых явлений проходило по нескольким направлениям, опирающимся на различные подходы: 1)  $R$ -матричную теорию; 2) единую теорию ядерных реакций Фешбаха [5]; 3) метод резонирующих групп [6]; 4) аналитическую теорию  $S$ -матрицы [7]; 5) дисперсионную теорию ядерных реакций [8]. Три подхода основываются на микроскопическом уравнении Шредингера, два последних используют аналитические свойства и унитарность  $S$ -матрицы. Первые два подхода определили направление в развитии безмодельной теории, основная цель которой заключается в нахождении энергетической зависимости волновой функции системы и ее параметризации в пространстве каналов реакций. В области физики низких энергий в рамках безмодельной теории удалось сформулировать требования к полному опыту [4,9] и показать принципиальную возможность определения параметров и восстановления волновой функции в подпространстве каналов реакций. Подходы 3—5 способствовали развитию модельных пороговых теорий, позволяющих рассчитывать физические величины с хорошей точностью. Сопоставление результатов анализа экспериментальных данных по безмодельной и модельной теориям можно считать хорошей проверкой справедливости теорий и стимулом для дальнейшего развития исследований пороговых явлений.

Первоочередной задачей является накопление новых полноценных экспериментальных данных. Существующие данные, как правило, не удовлетворяют критериям точности и полноты, и лишь для ядер с  $A = 4 \div 8$  экспериментальные данные пригодны для систематического анализа, хотя и недостаточно полны.

Наиболее ярко пороговые нерегулярности проявляются в реакциях ядер  $1p$ -оболочки. Описанию исследований пороговых состояний этих ядер посвящен данный обзор. В разд. 1 проведен анализ известных данных по уровням легких ядер и найдено порядка ста нейтронных порогов с близлежащими уровнями составного ядра. Эти коррелированные по энергии пары состояний «порог — резонанс» имеют несколько типичных для всех них свойств. Пороговые состояния без соседнего резонанса встречаются реже (10—20% случаев) и обладают, по-видимому, большим разнообразием характеристик. Для средних и тяжелых ядер проследить за-

кономерности вблизи порогов сложнее, однако и здесь наблюдается аномальное поведение сечений в области порога аналоговых каналов. В разд.2 излагаются существующие теоретические подходы для анализа экспериментальных данных, их достоинства и недостатки. Наиболее подробно освещено приложение единой теории ядерных реакций Фешбаха к пороговым явлениям, с помощью которого авторы обзора проводили анализ экспериментальных данных. В разд.3 рассмотрена задача о полном опыте и на основе ее решения определен объем физической информации, который может быть получен из «неполного» опыта по измерению интегральной функции возбуждения и функции возбуждения под определенным углом. Сформулированы также требования к экспериментальным данным. В разд.4 обсуждается ряд проблем многопараметрового описания экспериментальных функций возбуждения вблизи порога по методу наименьших квадратов. В разд.5 представлены результаты анализа экспериментальных данных. В разд.6 сформулированы открытые проблемы теории и эксперимента в пороговой области. В заключении подводятся итоги теоретического и экспериментального исследования пороговых явлений.

Основой для обзора послужили экспериментальные и теоретические работы, выполненные сотрудниками ВНИИЭФ за последние десять лет. Цель обзора — дать общую картину состояния исследований пороговых явлений на данный момент и охарактеризовать основные тенденции и направления в развитии этих исследований.

## 1. ТИПИЧНОСТЬ ПОРОГОВЫХ СИТУАЦИЙ В ЯДРАХ

Введем несколько определений, используемых в этой работе. Пороговым состоянием атомного ядра назовем его состояние при энергии, равной энергии порога открытия нового канала реакции. Пороговым уровнем ядра назовем его резонансное состояние, лежащее в окрестности порога на расстоянии порядка ширины уровня. Число пороговых уровней может быть велико при высокой плотности уровней и больших ширинах. Пороговое состояние вблизи резонанса ядра назовем резонансным пороговым состоянием. Покажем теперь, что число пороговых состояний и пороговых уровней ядер велико. Их изучение открывает широкое поле деятельности. Были проанализированы уровни легких ядер, соседствующие с нейтронными порогами распада  $A \rightarrow (A - 1) + n$ . Отбирались такие пороговые ситуации, когда нейтронное пороговое состояние являлось резонансным. Критериями отбора служили: 1) уровень ядра  $A$  находится от порога на расстоянии порядка ширины уровня  $|E^{J\pi} - E_q| < \Gamma^{J\pi}$ , где  $E^{J\pi}$ ,  $\Gamma^{J\pi}$  — энергия и ширина уровня ядра  $A$ , имеющего спин  $J$  и чет-

ность  $\pi$ ;  $E_q$  — энергия порога; 2) пороговое и резонансное состояния близки по структуре (большая парциальная приведенная ширина  $\gamma_n^2$ ); 3) конечное ядро ( $A - 1$ ) в пороговом канале является долгоживущим, т.е. его ширина  $\Gamma^{I\pi} < \Gamma^{J\pi}$ , где  $I$  — спин ядра ( $A - 1$ ).

В области масс ядер  $A = 4 \div 18$  [10] было обнаружено несколько десятков пороговых ситуаций, удовлетворяющих критериям 1—3. Они приведены в табл. 1, где кроме характеристик уровней ядер  $A$ , ( $A - 1$ ) приведены также минимальное значение орбитального момента нейтрона  $l$  в пороговом канале, энергия порога  $E_q$  нейтронного распада ядра  $A$  и  $\Delta E = E^{J\pi} - E_q$ .

Из табл.1 видно, что в большинстве случаев нейтронные пороги лежат при энергиях возбуждения ядра 10—20 МэВ, а минимальный орбитальный момент нейтрона равен нулю. Нейтронные пороговые уровни имеют изоспины в интервале  $T = 0 + 2$ . Уровни с более высокими значениями изоспина лежат, по-видимому, при более высоких энергиях возбуждения. Приведенные в табл.1 корреляции порогов и пороговых уровней ядер и структурное сходство соседствующих пороговых аномалий в функции возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  в области двух порогов реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$  ( $T = 3/2$ ) [11—13] и в функции возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$  вблизи двух порогов реакции  ${}^7\text{Li}({}^7\text{He}, n){}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ) [14] показали, что изобарический мультиплет с  $A = 10$  и изоспином  $T = 2$  имеет топологическую систему нейтронных пороговых уровней, т.е. состояний с одинаковыми квантовыми числами и родственной структурой. Более того, анализ двух пороговых аномалий в функции возбуждения реакции  ${}^{10}\text{Be}(\alpha, p){}^{13}\text{B}$  [15] вблизи двух нейтронных порогов реакции  ${}^{10}\text{Be}(\alpha, n){}^{13}\text{C}$  ( $T = 3/2$ ) показал, что квантовые характеристики двух пороговых уровней ядра  ${}^{14}\text{C}$  ( $T = 2$ ) те же самые, что и в мультиплете  $A = 10$ . Изобарическая инвариантность сильных взаимодействий [16] позволяет предположить, что изобарический мультиплет  $A = 14$  с  $T = 2$  будет обладать свойствами, аналогичными свойствам мультиплета  $A = 10$  с  $T = 2$ , тем более что ядра этих мультиплетов принадлежат ядрам  $p$ -оболочки. Данные табл.1 указывают на то, что пороговые уровни изобарического мультиплета  $A = 18$  с  $T = 2$ , по-видимому, обладают теми же характеристиками. Отмеченная здесь периодичность с  $\Delta A = 4$  свойств пороговых состояний и пороговых уровней имеет место, по-видимому, и для изобарических мультиплетов с другими значениями  $A$  и  $T$ . На это указывает сходство характеристик уровней в табл.1 для составного и остаточного ядер

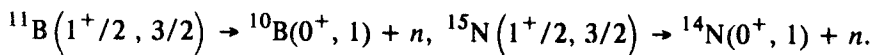


Таблица 1. Характеристики уровней составного  $A$  и конечного  $(A - 1)$  ядер в нейтронном канале вблизи порога распада  $A \rightarrow (A - 1) + n$

Ядро $A$	$E$ , МэВ	$J^\pi, T$	$\Gamma$ , кэВ	$A-1$ (конечное ядро + частица)	$E$ , МэВ	$J^\pi, T$	$\Gamma$ , кэВ	$l$	$E_0$ , МэВ	$\Delta E$ , кэВ
$^4\text{He}$	20,1	$0^+; 1$	270	$^3\text{H} + p$	0	$1^+/2; 1/2$	0	0	19,8	300
				$^3\text{He} + n$	0	$1^+/2; 1/2$	0	0	20,6	-500
$^5\text{He}$	16,760	$3^+/2; 1/2$	100	$^3\text{H} + d$	0	$1^+/2; 1/2$	0	0	16,696	64
$^6\text{He}$	1,797	$(2)^+; 1$	113	$^5\text{He} + n$	0	$3^-/2; 1/2$	600	1	1,87	-73
$^5\text{Li}$	16,657	$3^+/2; 1/2$	300	$^3\text{He} + d$	0	$1^+/2; 1/2$	0	0	16,387	270
$^6\text{Li}$	4,31	$2^+; 0$	1,700	$^5\text{He} + p$	0	$3^-/2; 1/2$	600	1	4,593	-283
	5,366	$2^+; 1$	540	$^5\text{Li} + n$	0	$3^-/2; 1/2$	1500	1	5,666	-300
	5,65	$1^+; 0$	1,500	$^5\text{Li} + n$	0	$3^-/2; 1/2$	1500	1	5,666	-16
$^7\text{Li}$	7,460	$5^-/2; 1/2$	89	$^6\text{Li} + n$	0	$1^+; 0$	0	1	7,250	210
	9,67	$7^-/2; 1/2$	400	$^6\text{Li} + n$	2,185	$3^+; 0$	0,024	1	9,435	235
	9,85	$3^-/2; 1/2$	1200	$^6\text{He} + p$	0	$0^+; 1$	0	1	9,975	-125
	11,24	$3^-/2; 3/2$	260	$^6\text{Li} + n$	3,562	$0^+; 1$	0	1	10,812	428
$^8\text{Li}$	2,255	$3^+; 1$	33	$^7\text{Li} + n$	0	$3^-/2; 1/2$	0	1	2,033	222
	3,21	$1^+; 1$	1000	$^7\text{Li} + n$	0,478	$1^-/2; 1/2$	0	1	2,511	701
$^6\text{Be}$	1,67	$(2)^+; 1$	1160	$^5\text{Li} + p$	0	$3^-/2; 1/2$	1500	1	0,59	-1080
$^7\text{Be}$	7,210	$5^-/2; 1/2$	500	$^6\text{Li} + p$	0	$1^+; 0$	0	1	5,606	1604
	9,27	$7^-/2; 1/2$	—	$^6\text{Li} + p$	0	$3^+; 0$	0,024	1	7,791	1479
	9,9	$3^-/2; 3/2$	1800	$^6\text{Be} + n$	0	$0^+; 1$	92	1	10,676	-776
	11,01	$3^-/2; 3/2$	320	$^6\text{Li} + p$	3,562	$0^+; 1$	0	1	9,168	1842
	$^8\text{Be}$	16,626	$2^+$	108	$^7\text{Li} + p$	0	$3^-/2; 1/2$	0	1	17,254
16,922		$2^+$	74	$^7\text{Li} + p$	0	$3^-/2; 1/2$	0	1	17,254	-332
17,64		$1^+; 1$	107	$^7\text{Li} + p$	0,478	$1^-/2; 1/2$	0	1	17,732	-92
18,15		$1^+; 0$	138	$^7\text{Li} + p$	0,478	$1^-/2; 1/2$	0	1	17,732	418
18,912		$2^-$	57	$^7\text{Be} + n$	0	$3^-/2; 1/2$	0	0	18,898	12
19,055		$3^+; 1$	294	$^7\text{Be} + n$	0	$3^-/2; 1/2$	0	1	18,898	172
19,218		$3^+; 0$	203	$^7\text{Be} + n$	0	$3^-/2; 1/2$	0	1	18,898	342
19,399		$1^-$	640	$^7\text{Be} + n$	0,429	$1^-/2; 1/2$	0	0	19,327	63

Продолжение табл.1

Ядро A	E, МэВ	$J^\pi, T$	$\Gamma$ , кэВ	A-1 (конечное ядро + ча- стица)	E, МэВ	$J^\pi, T$	$\Gamma$ , кэВ	$l$	$E_\alpha$ , МэВ	$\Delta E$ , кэВ
$^9\text{Be}$	1,685	$1^+ / 2; 1/2$	150	$^8\text{Be} + n$	0	$0^+; 0$	0	0	1,665	20
$^9\text{Be}$	2,429	$5^- / 2; 1/2$	0,77	$^5\text{He} + \alpha$	0	$3^- / 2; 1/2$	600	2	2,46	-31
	16,975	$1^- / 2; 3/2$	0,47	$^7\text{Li} + d$	0	$3^- / 2; 1/2$	0	0	16,696	279
	17,298	$5^- / 2$	200	$^8\text{Li} + p$	0	$2^+; 1$	0	1	16,887	411
	17,493	$7^+ / 2; 1/2$	47	$^6\text{Li} + t$	0	$1^+; 0$	0	2	17,688	-195
	18,02	—	—	$^6\text{Li} + t$	0,981	$1^+; 1$	0	—	17,868	252
	18,58	—	—	$^6\text{Li} + t$	0	$1^+; 0$	—	—	17,688	892
$^{10}\text{Be}$	9,27	$(4^-); 1$	150	$^9\text{Be}$	2,429	$5^- / 2$	0,8	2	9,241	30
	9,4	$2^+; 1$	291	$^9\text{Be}$	3,049	$5^+ / 2$	282	0	9,861	-460
$^{11}\text{B}$	11,589	$5^+ / 2$	170	$^{10}\text{B}$	0	$3^+; 0$	0	0	11,454	140
$^{11}\text{B}$	12,557	$1^+ / 2; 3/2$	210	$^{10}\text{B}$	1,740	$0^+; 1$	0	0	13,194	-640
	13,16	$5^+ / 2; -$	430	$^{10}\text{B}$	2,154	$1^+; 0$	0	2	13,608	-448
	15,32	$5^+ / 2; 3/2$	635	$^{10}\text{B}$	3,587	$2^+; 0$	—	0	15,041	280
	18,37	$(1/2; 3/2; 5/2)^+$	260	$^{10}\text{B}$	7,002	$(1; 2)^+; 0$	100	0	18,458	-86
$^{12}\text{B}$	3,388	$3^-; 1$	0	$^{11}\text{B}$	0	$3^- / 2; 1/2$	0	2	3,370	18
$^{13}\text{C}$	14,390	$(5^- / 2)$	280	$^{12}\text{C}$	9,641	$3^-$	34	0	14,597	-207
$^{14}\text{C}$	11,306	$1^+$	46	$^{13}\text{C}$	3,089	$1^+ / 2; 1/2$	0	0	11,266	40
$^{14}\text{N}$	10,540	$1^-$	140	$^{13}\text{N}$	0	$1^+ / 2; 1/2$	0	0	10,553	-13
	14,250	$3^+; 0$	420	$^{13}\text{N}$	3,547	$5^+ / 2; 1/2$	47	0	14,100	150
	18,1	$4^+$	600	$^{13}\text{N}$	7,155	$7^+ / 2; 1/2$	9	0	17,708	400
	18,2	$3^-$	400	$^{13}\text{N}$	7,356	$5^- / 2; 1/2$	75	0	17,929	270
	20,1	$1^-$	500	$^{13}\text{N}$	9,476	$3^- / 2; 1/2$	30	0	20,029	70
	20,8	$3^-$	500	$^{13}\text{N}$	10,36	$(5/2, 7/2)^-$	76	0	20,913	-113
	22,5	$2^-; 1$	—	$^{13}\text{N}$	11,700	$5^- / 2$	115	0	22,253	250
$^{15}\text{N}$	10,804	$3^+ / 2$	10	$^{14}\text{N}$	0	$1^+; 0$	0	0	10,833	-30
	11,615	$1^+ / 2; 3/2$	405	$^{14}\text{N}$	2,313	$0^+; 1$	0	0	13,146	-1500
	17,67	$3^+ / 2; 1/2$	600	$^{14}\text{N}$	7,028	$2^+; 0$	0	0	17,861	-190
	20,5	$3^+ / 2$	400	$^{14}\text{N}$	9,703	$1^+; 0$	15	0	20,536	-36
	25,5	$3/2; (3/2)$	—	$^{14}\text{N}$	14,66	2	100	0	25,493	7

Продолжение табл. 1

Ядро A	E, МэВ	J <sup>π</sup> , T	Γ, кэВ	A-1 (конечное ядро + ча- стица)	E, МэВ	J <sup>π</sup> , T	Γ, кэВ	l	E <sub>g</sub> , МэВ	ΔE, кэВ
<sup>16</sup> N	7,637	(3) <sup>+</sup>	7	<sup>15</sup> N	5,270	5/2	0	0	7,761	-120
<sup>16</sup> N	9,459	≥2	100	<sup>15</sup> N	7,155	5/2	0	(0)	9,646	-186
	10,055	≥3	30	<sup>15</sup> N	7,567	7/2	0	0	10,058	0
	11,716	(1 <sup>-</sup> ); 2	12	<sup>15</sup> N	9,225	1/2	0	0	11,716	0
<sup>17</sup> O	10,168	7 <sup>-</sup> /2	49	<sup>16</sup> O	6,130	3 <sup>-</sup> ; 0	0	0	10,274	-110
	10,913	5 <sup>+</sup> /2	42	<sup>16</sup> O	6,917	2 <sup>+</sup> ; 0	0	0	11,061	-150
	11,079	1 <sup>-</sup> /2; 3/2	2,4	<sup>16</sup> O	7,117	1 <sup>-</sup> ; 0	0	0	11,261	-180
	12,998	5 <sup>-</sup> /2; 3/2	2,5	<sup>16</sup> O	8,872	2 <sup>-</sup> ; 0	0	0	13,016	-18
	15,10	(9 <sup>+</sup> /2; 1/2)	500	<sup>16</sup> O	11,096	4 <sup>+</sup> ; 0	0,3	0	15,240	-140
<sup>18</sup> O	8,216	2 <sup>+</sup>	1	<sup>17</sup> O	0	5 <sup>+</sup> /2	0	0	8,044	170
	13,1	1 <sup>-</sup>	700	<sup>17</sup> O	4,552	3 <sup>-</sup> /2	40	0	12,596	100
	13,8	1 <sup>-</sup>	600	<sup>17</sup> O	5,939	1 <sup>-</sup> /2	32	0	13,983	-180
	14,7	1	800	<sup>17</sup> O	6,862	1 <sup>-</sup> /2	<1	0	14,906	-200
	15,8	1 <sup>-</sup>	700	<sup>17</sup> O	7,99	1 <sup>-</sup> /2	270	0	16,034	-230
	16,38	(1 <sup>-</sup> ); 2	30	<sup>17</sup> O	8,20	3/2	60	0	16,244	140
	17,3	1 <sup>-</sup> ; 2	600	<sup>17</sup> O	9,147	1 <sup>-</sup> /2	4	0	17,191	110
				<sup>17</sup> O	9,42	3 <sup>-</sup> /2	120	0	17,464	-164

Ограниченность сведений об уровнях легких ядер не позволяет провести дальнейшие сравнения и аналогии.

Попарная корреляция пороговых состояний и пороговых уровней может иметь случайный характер при большой плотности порогов и резонансных состояний. Последнее обстоятельство затрудняет поиск различного рода зависимостей с ростом значений массового числа A из-за сильного подавления пороговых нерегулярностей резонансной структурой в функции возбуждения. Однако и здесь наблюдается аномальное поведение сечений в области порогов аналоговых каналов реакций. В сечениях упругого и неупругого рассеяния протонов на ядрах с массами A = 23 ÷ 35 вблизи порога (p, n)-реакции видны типичные пороговые нерегулярности [17]. Эти ядерные процессы идут с образованием составного ядра. Пороговые эффекты открыты также в прямых реакциях (d, p) вблизи нейтронного порога [18]. Возврат к ситуации с редкими резонан-

сами и порогами возможен в среднетяжелых ядрах при изучении изобар-аналоговых резонансов (ИАР) вблизи порогов  $(p, n)$ -реакции, когда усреднение по континууму резонансов с  $T_{<}$  приводит к гладкой зависимости сечений от энергии вдали от ИАР [19]. Пороговые аномалии наблюдались в сечениях прямых ядерных реакций  $(d, p)$  на ядрах с массами  $A = 90 \div 210$  вблизи порога  $(d, n)$ -реакции с возбуждением аналоговых состояний [19,20].

Область обнаружения пороговых явлений в последние годы расширилась на делящиеся ядра. В работах [21,22] проведен анализ делимости и угловых распределений осколков деления ряда изотопов тория, урана и плутония в реакциях  $(d, pf)$ ,  $(t, pf)$  и  $(n, nf)$ . Показано, что в делительном канале при энергиях возбуждения 5—8 МэВ, по крайней мере для четно-четных ядер, проявляются промежуточные состояния, которые скоррелированы в пределах их ширины с нейтронными порогами для данного ядра и соседних изотопов. Эти многочисленные корреляции (число их равно 10), по-видимому, не случайны и свидетельствуют о родстве пороговых состояний и пороговых уровней в делящихся ядрах.

Перечисленные данные свидетельствуют о богатстве нейтронных пороговых ситуаций в атомных ядрах. Принятие к рассмотрению порогов с образованием заряженных частиц многократно увеличит число пороговых ситуаций. Однако их исследование затрудняется двумя обстоятельствами: подавлением интенсивности из-за кулоновского барьера и сложной энергетической зависимостью [3,4]. Наиболее благоприятными для изучения являются пороговые состояния и уровни в легких ядрах.

## 2. ТЕОРИЯ ПОРОГОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

Известны несколько теоретических подходов к описанию пороговых состояний и уровней ядер, а также пороговых особенностей в сечениях рассеяния и реакций. В физике низких энергий распространение получили теории, базирующиеся на микроскопическом уравнении Шредингера. Наиболее полно разработан  $R$ -матричный подход Вигнера [1,3,4,23,24]. Практическая ограниченность сферы применения этого подхода одноканальными и однорезонансными задачами стимулировала развитие другого подхода на основе единой теории ядерных реакций Фешбаха [5]. В работах одного из авторов обзора (Лазарева) безмодельная теория пороговых явлений [9,11,12,25] распространена на пороговые ситуации с произвольным числом резонансов и каналов реакций, в том числе и на многочастичные каналы. Метод резонирующих групп, предложенный



Филипповым [6], а также Хоффманом [26], активно используется для изучения пороговых состояний и уровней в модельных расчетах.

Кратко будет описано также применение методов теории поля к пороговым явлениям в физике низких энергий в форме аналитической теории  $S$ -матрицы и дисперсионной теории.

**$R$ -матричная теория.** Во всех вариантах  $R$ -матричной теории (Капур — Пайерлс, [27]) обязательно наличие полной системы формальных состояний всех частиц, которая определяется в объеме ядра наложением на поверхности этого объема определенных граничных условий. Основное достоинство предложенной Вигнером формулировки в том, что она приводит к явной зависимости всех выражений от энергии. Это достигается с граничными условиями, не зависящими от энергии. Энергетическая зависимость элементов  $R$ -матрицы выражается в простой форме:

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E}, \quad (1)$$

где индексом  $\lambda$  пронумерована полная система состояний. Амплитуды приведенных ширин  $\gamma_{\lambda c}$  и собственные значения энергии  $E_{\lambda}$  в состояниях  $\lambda$  не зависят от энергии, но зависят от радиуса канала  $a_c$  и граничного условия  $B_c$ . Индексы  $c$  и  $c'$  характеризуют входной и выходной каналы реакции. Простота аналитической формы элементов  $R$ -матрицы является следствием закона сохранения вероятности, принципа обратимости времени и, по-видимому, принципа причинности [23]. Однако связь  $R$ -матрицы с матрицей столкновений  $U$ , определяющей непосредственно сечение реакции, достаточно сложна:

$$\begin{aligned} U &= \Omega W \Omega, \quad W = 1 + \mathcal{P}^{1/2} (1 - RL^0)^{-1} R \mathcal{P}^{1/2} w, \\ \Omega_c^+ &+ \exp\{i(\omega_c - \Phi_c^+)\}, \quad \Phi_c^+ = \text{arctg}(F_c/G_c), \\ \omega_c &= \sigma_l - \sigma_0 = \sum_{n=1}^l \text{arctg}(\eta/n), \quad \eta = Z_1 Z_2 e^2 \mu / \hbar^2 k, \\ \mathcal{P}_c^+ &= P_c^+ = \left[ \rho_c / (F_c^2 + G_c^2) \right]_{r_c = a_c}, \quad k_c r_c = \rho_c, \quad w_c^+ = 2i, \\ L_c &= (\rho_c O_c' / O_c)_{r_c = a_c} = S_c + iP_c, \quad O_c^+ = (G_c + iF_c) \exp(-i\omega_c), \\ L^0 &= L - B, \quad S_c = \left[ \rho_c (F_c F_c' + G_c G_c') / (F_c^2 + G_c^2) \right]_{r_c = a_c}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь знак (+) указывает на положительность энергии в канале;  $k$  — волновое число;  $Z_1, Z_2$  — заряды;  $\mu$  — приведенная масса;  $\eta$  — кулоновский

параметр;  $F_c$  и  $G_c$  — регулярное и сингулярное в начале координат решение уравнения Шредингера для относительного движения двух ядер в канале  $c$ ;  $B$  — вещественная диагональная матрица граничных условий  $B_c$ ;  $O'_c$  — производная функции  $O_c$  по  $r$ . Диагональные матрицы  $\Omega$ ,  $\mathcal{P}$ ,  $L$ ,  $w$  определены на поверхности канала.

В связи с трудностями обращения матрицы  $(1 - RL^0)$  выражение (2) непригодно для практических приложений в случае, когда число открытых каналов больше двух (порядок матрицы равен числу каналов).

Вывод энергетической зависимости матрицы столкновений (2) и сечений вблизи порога, предложенный Вигнером [1], дается в предположении  $\rho \ll 1$ , а в случае заряженных частиц должно выполняться еще условие  $\eta \gg 1$ . В этом выводе не используется приближение изолированного уровня, однако вывод исходит из требования, чтобы интервал изменения энергии был много меньше расстояния до следующего уровня составного ядра. Задачу отыскания энергетической зависимости вблизи порога сильно облегчает тот факт, что оператор  $[1 - RL^0]^{-1}$  в матрице столкновений (2) является, по существу, постоянной величиной для всех каналов в области, где нет резонансов составного ядра. Сечение образования частиц в пороговом канале (энергия реакции  $Q$  отрицательна) зависит от энергии следующим образом [1]:

$$\begin{aligned} \sigma_{cc'} &\sim k_{c'}^{2l'+1}, \quad \eta = 0, \\ \sigma_{cc'} &\sim \exp(-2\pi\eta_{c'}), \quad \eta > 0, \\ \sigma_{cc'} &\sim 1, \quad \eta < 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Если входной канал является пороговым ( $Q > 0$ ), то энергетическая зависимость сечений может быть получена из (3) заменой  $c' \rightarrow c$ ,  $k_{c'} \rightarrow k_c$  и умножением сечений на  $k_c^{-2}$ .

В случае упругого рассеяния медленных частиц [1]:

$$\begin{aligned} \sigma_{cc'} &\sim k_c^{2l+2l'}, \quad \eta = 0, \\ \sigma_{cc'} &\sim k_c^{-2} \exp(-4\pi\eta_c), \quad \eta > 0, \\ \sigma_{cc'} &\sim k_c^{-2}, \quad \eta < 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Если вблизи порога есть изолированный резонансный уровень, то [23]

$$\left| W_{cc'} \right|^2 = \frac{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}{(E_\lambda + \Delta_\lambda - E)^2 + \Gamma_\lambda^2/4}, \quad (5)$$

где энергетическая зависимость содержится теперь в ширинах  $\Gamma_{\lambda c}$  через факторы проницаемости  $P_c^+$  (2):

$$\begin{aligned} \Gamma_{\lambda c} &= 2P_c^+ \gamma_{\lambda c}^2; \quad \Gamma_{\lambda} = \sum_c \Gamma_{\lambda c}, \quad \Delta_{\lambda} = \sum_c \Delta_{\lambda c}; \\ \Delta_{\lambda c} &\approx -S_c^0 \gamma_{\lambda c}^2; \quad S_c^0 = S_c - B_c. \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, возможности определения энергетической зависимости сечения вблизи порога в  $R$ -матричной теории ограничены узким кругом ситуаций, когда открыто не более двух каналов реакций и вблизи порога находится не более одного изолированного резонанса составного ядра. Во всех более сложных ситуациях надо искать упрощающие предположения. Трехчастичный распад может быть описан лишь в том случае, когда последний происходит в две стадии:  $a + X \rightarrow b + Y^* \rightarrow b + c + d$ . К недостаткам теории относится и тот факт, что не все параметры имеют ясный физический смысл.

Единая теория ядерных реакций. Описание теории дадим в представлении проекционных операторов, позволяющем наиболее компактно сформулировать основные результаты. Итак, рассмотрим микроскопическое уравнение Шредингера для системы  $A$  нуклонов

$$(E - \hat{H}) \Psi(r_1, r_2, \dots, r_A) = 0. \quad (7)$$

Переменные  $r_k$  включают пространственную координату, спин и изотопический спин;  $\hat{H}$  — гамильтониан системы.

В полном пространстве многочастичных состояний системы  $A$  нуклонов выделим подпространства открытых каналов реакций. Подпространства содержат состояния  $|j, m\rangle$ , описывающие внутреннее движение двух кластеров  $m$  и  $(A - m)$ , характеризуемое набором квантовых чисел  $j$ . Каждый из кластеров может состоять из одного нуклона. Кластер из двух и более нуклонов может находиться в состоянии как дискретного, так и непрерывного спектра. Предполагая состояния  $|j, m\rangle$  взаимно ортогональными и нормированными:

$$\langle j, m | j', m' \rangle = \delta_{jj'} \delta_{mm'}, \quad (8)$$

построим из них проекционный оператор

$$\mathcal{P} = \sum_{j,m} |j, m\rangle \langle j, m|, \quad (9)$$

включающий все состояния открытых каналов. Действие проекционного оператора на волновую функцию системы

$$\mathcal{P}\Psi = \sum_{j,m} u_j^{(m)}(r_m) |j, m\rangle, \quad u_j^{(m)}(r_m) = \langle jm | \Psi \rangle \quad (10)$$

ведет к выделению подпространства состояний открытых каналов. Амплитуда  $u_j^{(m)}(r_m)$  описывает относительное движение двух кластеров из  $m$  и  $(A - m)$  нуклонов;  $r_m$  — расстояние между их центрами тяжести.

Проекционный оператор и дополнительный к нему оператор  $Q$ , выделяющий подпространство закрытых каналов, обладают следующими свойствами:

$$\mathcal{P}^2 = \mathcal{P}, \quad Q = I - \mathcal{P}, \quad \mathcal{P}Q = 0. \quad (11)$$

Действие проекционного оператора на уравнение Шредингера (7) с учетом свойств (11) приводит к уравнению с эффективным нелокальным гамильтонианом  $H$  [5, 28]:

$$(E - H)\mathcal{P}\Psi = 0; \quad H = \mathcal{P}[\hat{H} + \hat{H}Q(E^{(+)} - Q\hat{H}Q)^{-1}Q\hat{H}]\mathcal{P}; \quad (12)$$

$$E^{(+)} = E + i\gamma, \quad \gamma \rightarrow +0.$$

Функция Грина в гамильтониане  $H$  представляется через собственные энергии  $\varepsilon_n$ ,  $\varepsilon$  и собственные функции  $\Phi_n$ ,  $\Phi_\varepsilon$  дискретного и непрерывного спектров (соответственно) гамильтониана  $Q\hat{H}Q$ :

$$(E^{(+)} - Q\hat{H}Q)^{-1} = \sum_n \frac{\Phi_n \langle \Phi_n |}{E - \varepsilon_n} + \int d\varepsilon \frac{\Phi_\varepsilon \langle \Phi_\varepsilon |}{E^{(+)} - \varepsilon}. \quad (13)$$

Если энергия изменяется в пределах некоторой группы  $N$  резонансов, то из функции Грина (13) следует выделить эту группу сингулярных членов, а остальные будут слабыми функциями энергии. После подстановки (13) в (12) гамильтониан  $H$  можно представить в виде суммы резонансной  $H_r$  и потенциальной  $H_p$  частей:

$$H = H_r + H_p, \quad H_r = \sum_{\nu=1}^N \frac{\mathcal{P}\hat{H}Q\Phi_\nu \langle \Phi_\nu | Q\hat{H}\mathcal{P}}{E - \varepsilon_\nu}, \quad (14)$$

$$H_p = \mathcal{P}[\hat{H} + \sum_{n \neq \nu} \frac{\hat{H}Q\Phi_n \langle \Phi_n | Q\hat{H}}{E - \varepsilon_n} + \int d\varepsilon \frac{\hat{H}Q\Phi_\varepsilon \langle \Phi_\varepsilon | Q\hat{H}}{E^{(+)} - \varepsilon}]\mathcal{P}.$$

В соответствии с этим решение уравнения (12) в подпространстве открытых каналов с:

$$\mathcal{P}\Psi = \sum_c (\mathcal{F}_c - \sum_c U_{c'c} \mathcal{G}_{c'}), \quad U_{c'c} = U_{c'c}^{(R)} + U_{c'c}^{(r)} \quad (15)$$

содержит потенциальную  $U^{(p)}$  и резонансную  $U^{(r)}$  части в матрице столкновений  $U$ ;  $\mathfrak{J}_c$  и  $\mathfrak{G}_c$  — сходящиеся и расходящиеся сферические волны [23].

Резонансная часть матрицы столкновений имеет вид [5]:

$$\begin{aligned}
 U_{c'c}^{(r)} &= \sum_i \frac{(A_i)_{c'c}}{E - E_i}, \\
 A_i &= \sum_{\nu\mu} X_\nu^i (X_\mu^i)^+ V_\nu V_\mu^+, \\
 V_\nu &= \langle \Phi_\nu Q \hat{H} \mathcal{P}(\mathcal{P}\Psi)_p \rangle,
 \end{aligned} \tag{16}$$

где  $X_\nu^i$  — собственные функции;  $E_i$  — комплексные собственные значения уравнений:

$$\begin{aligned}
 \sum_\nu [(E - \varepsilon_\mu) \delta_{\mu\nu} - W_{\mu\nu}] X_\nu &= 0, \\
 W_{\mu\nu} &= \langle \Phi_\mu Q \hat{H} \mathcal{P} \frac{1}{E^{(+)} - H_p} \mathcal{P} \hat{H} Q \Phi_\nu \rangle, \\
 \sum_\nu (X_\nu^i)^+ X_\nu^j &= \delta_{ij}, \quad \sum_i (X_\nu^i)^+ X_\mu^i = \delta_{\mu\nu},
 \end{aligned} \tag{17}$$

а функция  $(\mathcal{P}\Psi)_p$  удовлетворяет уравнению

$$(E - H_p) (\mathcal{P}\Psi)_p = 0 \tag{18}$$

и подчиняется в области каналов реакций условию «падающая + расходящиеся волны».

Каждый резонансный член матрицы (16) не имеет вида формулы Брейта — Вигнера, где числитель пропорционален мнимой части знаменателя. Действительно, из правила сумм для собственных значений уравнения (17):

$$\begin{aligned}
 \sum_i E_i &= \sum_\mu (\varepsilon_\mu + W_{\mu\mu}), \\
 \sum_i \text{Im } E_i &= \sum_\mu \text{Im } W_{\mu\mu} = -\Gamma/2, \quad \Gamma = 2\pi \sum_\mu V_\mu V_\mu^+, \\
 \sum_i \text{Re } E_i &= \sum_\mu (\varepsilon_\mu + \text{Re } W_{\mu\mu}) = \sum_\mu (\varepsilon_\mu + \Delta_\mu), \\
 \Delta_\mu &= \langle \Phi_\mu Q \hat{H} \mathcal{P} (P \frac{1}{E^{(+)} - H_p}) \mathcal{P} \hat{H} Q \Phi_\mu \rangle
 \end{aligned} \tag{19}$$

найдем, что мнимая часть не пропорциональна  $A_i$  (16). Однако сумма  $\sum_i A_i = \sum_\mu V_\mu V_\mu^+$  пропорциональна полной ширине резонанса  $\Gamma$  (19).

Следовательно, в среднем имеет место формула Брейта — Вигнера. Для одного резонанса справедлива формула Брейта — Вигнера [5].  $\Delta_\mu$  — сдвиг резонанса по энергии, символ  $P$  — главное значение интеграла.

Нерезонансная зависимость от энергии определяется регулярным в нуле решением уравнения (18). Выше порога ( $\rho^2 > 0$ ) эта зависимость может быть представлена явно [23, 29, 30]:

$$\begin{aligned}
 U_{c'c} &= P_{c'}^{1/2} M_{c'c} P_c^{1/2}, \quad M_{c'c} = \mathfrak{M}_{c'c} + \sum_i \frac{(a_i)_{c'c}}{E - E_i}, \\
 (A_i)_{c'c} &= P_{c'}^{1/2} (a_i)_{c'c} P_c^{1/2}, \quad U_{c'c}^{(p)} = P_{c'}^{1/2} \mathfrak{M}_{c'c} P_c^{1/2}, \\
 P_c = P_l &= \frac{\rho^{2l+1}}{[(2l-1)!!]^2} Q_l(\eta), \\
 Q_l(\eta) &= C_0^2 \prod_{m=1}^l (1 + \eta^2/m^2) \exp(2i\omega_l), \\
 C_0^2 &= 2\pi\eta / |\exp(2\pi\eta) - 1|.
 \end{aligned} \tag{20}$$

Энергетическая зависимость функции  $P_c$  вблизи порога совпадает с зависимостью проницаемости  $P_c$  (2) в  $R$ -матричной теории. Вдали от порога ( $\rho \gg 1$ )  $P_c \approx \text{const}$  в энергетическом интервале  $< 1$  МэВ.

Для незаряженных частиц  $\eta = 0$ , функция  $Q_l(\eta) = 1$ . Матричные элементы  $\mathfrak{M}$  и  $(a_i)$  являются слабыми функциями энергии в пороговой области. Они могут быть представлены в виде разложения в ряды по целым положительным, начиная от нуля, степеням энергии, что следует из асимптотики при  $\rho \rightarrow 0$  решений одномерного уравнения Шредингера [23, 29]. Аналогичную энергетическую зависимость имеет сдвиг уровней  $\Delta_\mu$ . Зависимость ширин  $\Gamma_c$  резонансного уровня от энергии определяется по формуле (6), где вместо проницаемости  $P_c$  следует написать функцию  $P_c$  (20), вместо приведенной ширины  $\gamma_{\lambda c}^2$  — пропорциональный ей параметр  $\gamma_c^2$ , зависимость которого от энергии аналогична зависимости  $\Delta_\mu$ ,  $\mathfrak{M}$ ,  $a_i$ .

Энергетическая зависимость матрицы столкновений ниже порога может быть получена аналитическим продолжением на плоскости комплекс-

снот энергии. В области двухчастичного нейтронного порога ( $\eta = 0$ ) для этого достаточно сделать замену  $E - E_q \rightarrow -|E - E_q|$  и  $\rho \rightarrow i|\rho|$  в формулах (20). В том случае, когда в пороговом канале рождаются две заряженные частицы, точка порога является существенно особой на плоскости комплексной энергии. Аналитическое продолжение в подпороговую область осуществляется с использованием волновой функции, справедливой как выше, так и ниже порога [3, 4]. Эта проблема требует дополнительных исследований.

Унитарность матрицы столкновений позволяет определить энергетическую зависимость вблизи порога во всех открытых (непороговых) каналах реакций. В области нейтронного порога матричный элемент непорогового канала можно разложить в ряд по степеням  $\rho = kr$ . Ограничиваясь двумя первыми членами, находим [25]:

$$U_{ij} = \overset{\circ}{U}_{ij} - \frac{1}{2} \sum_k \overset{\circ}{U}_{ik} \sum_n U_{nj} U_{nk}^*, \quad k = l, j. \quad (21)$$

$\overset{\circ}{U}_{ij}$  — значение  $U_{ij}$  в отсутствие порога. Суммирование по  $k$  включает все открытые каналы. Разложение (21) справедливо как выше, так и ниже нейтронного порога.

Рассмотрим порог, в котором рождаются три частицы: одна нейтральная и две заряженных с зарядами одного знака. В этом случае в точке порога имеет место логарифмическая особенность [31, 32]. Энергетическая зависимость  $P_c$  (20) может быть представлена в следующем виде [33]:

$$P_c^{1/2} = a(E - E_q) + b(E - E_q)^2 (1 + c \ln(E - E_q)), \quad E \gtrless E_q. \quad (22)$$

Здесь  $a, b, c$  — комплексные постоянные величины. Энергии выражены в безразмерных единицах.

Если в трехчастичном пороговом канале образуется нейтрон и нестабильное ядро, состоящее из двух частиц  $Y^* \rightarrow b + c$ , то [4, 34]

$$P_c \propto [\text{Re}(E - E_r + i\gamma/2)]^{l+1/2}, \quad (23)$$

где энергия порога  $E_q \rightarrow E_r - i\gamma$  заменена собственной энергией ядра  $Y^*$ . Мнимая часть энергии приводит к размытию пороговой особенности на величину порядка ширины уровня  $\gamma$ .

Очевидно, что в единой теории ядерных реакций Фешбаха нет ограничений на число открытых каналов и резонансов составного ядра. Энергетическая зависимость сечений нерезонансных реакций вблизи порога при  $l = 0$  соответствует энергетической зависимости сечений (3), (4), полученной в  $R$ -матричной теории.

Метод резонирующих групп является модельным. Его описание и применение содержится во множестве работ. Нас будут интересовать те из них, где метод применяется к описанию пороговых явлений в реакциях легких ядер. В методе используется многочастичный осцилляторный базис для разложения в ряд волновой функции системы. В базисном пространстве функций выделяется несколько подпространств, отвечающих относительному движению кластеров в различных каналах и в связанных состояниях. Волновая функция системы конструируется в виде разложения в ряд по базисным состояниям этих подпространств  $|v, \alpha\rangle$  [6, 26]:

$$\Psi = \sum_{v, \alpha} C_v^\alpha |v, \alpha\rangle, \quad (24)$$

где  $v$  — индекс базисной функции;  $\alpha$  — набор квантовых чисел, идентифицирующий состояния кластеров в непрерывном и дискретном спектрах.

Чтобы найти коэффициенты разложения волновой функции, необходимо решить систему линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{v', \alpha'} \langle \alpha, v | \hat{H} - E | v', \alpha' \rangle C_{v'}^{\alpha'} = 0, \quad (25)$$

где  $\hat{H}$  — гамильтониан ядра.

Если в расчетах используется полный осцилляторный базис, то результаты не должны зависеть ни от каких параметров. Однако реально приходится выбирать лишь часть полного базиса, исходя из правдоподобных представлений о физике явлений в нуклонной системе. Влияние оставшейся за пределами рассмотрения части базиса должно проявиться во введении некоторых свободных параметров. Одним из таких параметров является осцилляторный радиус  $r_0$  (или осцилляторная частота  $\omega = \hbar^2 / \mu r_0^2$ ), который выбирается так, чтобы наилучшим образом описать структурные особенности системы. В качестве потенциалов нуклон-нуклонных взаимодействий используются реалистические потенциалы Волкова [35] и Хасегавы — Нагаты [36].

Методом резонирующих групп были исследованы малонуклонные системы с  $A = 4$  [37, 38],  $A = 5$  [39, 40] и  $A = 6, 7$  [41, 42]. Полная совокупность результатов перечисленных работ позволяет выяснить сильные и слабые стороны метода резонирующих групп. К числу сильных можно отнести следующие: 1) сравнительная простота (по отношению к многомерным уравнениям Шредингера или Фаддеева — Якубовского [32]) решения системы линейных алгебраических уравнений; 2) высокая чувствительность решения к избранной системе подпространств функций, используемых в качестве базиса разложения волновой функции системы;



3) возможность рассчитать все физические явления, наблюдаемые экспериментально. К недостаткам метода следует отнести непредсказуемость результатов в том смысле, что заранее трудно определить, к чему приведет ограничение базиса функций несколькими подпространствами избранных каналов. Выбор модели нуклон-нуклонных взаимодействий играет немаловажную роль и заранее его сделать трудно.

**Аналитическая теория  $S$ -матрицы.** Теория  $S$ -матрицы [7] не использует гамильтониан и другие операторы квантовой механики. В ней сохраняется только принцип суперпозиции. Предполагается, что единственными наблюдаемыми величинами являются импульсы и направления спина частиц до и после соударения.

Центральным свойством  $S$ -матрицы является ее аналитичность как функции импульсов падающих и вылетающих частиц. Частицам сопоставляются полюсы. Наиболее важны те из них, которые выражаются через инварианты каналов — квадрат полной энергии  $S_c$  в системе центра тяжести канала  $c$ :

$$S_c = \left( \sum_{i \in c} p_i \right)^2, \quad (26)$$

где  $p_i$  — импульс частицы  $i$ .

Кроме того, для каждого канала  $c$  существует порог  $S_c^t$ , равный квадрату суммы масс всех входящих в канал частиц:

$$S_c^t = \left( \sum_{i \in c} m_i \right)^2.$$

Пороги каналов являются точками ветвления и тесно связаны с унитарностью  $S$ -матрицы правилом  $+i\epsilon$ -обхода точек ветвления. Аналитическое продолжение проводится на физическом листе, который задается посредством проведения разрезов от каждой пороговой точки ветвления в положительном направлении вдоль вещественной оси переменной инварианта канала до бесконечности. Правило обхода точек ветвления позволяет сделать аналитическое продолжение унитарности (или вычислить скачки амплитуды реакции). Соотношение унитарности является основой при формулировке динамических моделей. Например, обход вокруг одной точки ветвления, соответствующей порогу двухчастичного канала, приводит к скачку в связанной четыреххвостке

$$M_{ba}(S) - M_{ba}(S_n) = \frac{1}{16\pi^2} \frac{q_n(S)}{\sqrt{S}} \int d\Omega_n M_{bn}(S_n) M_{na}(S),$$

где  $S_n$  лежит непосредственно под  $S$  на листе, на который можно попасть при однократном обходе против часовой стрелки вокруг  $n$ -й точки ветвле-

ния;  $q_n(S)$  — модуль импульса каждой из двух частиц в канале  $n$ ;  $\Omega_n$  — контур обхода. Несмотря на кажущуюся ясность аналитической теории  $S$ -матрицы, ее применение в практических расчетах наталкивается на серьезные трудности. Это связано, в первую очередь, с двумерностью лоренц-инвариантной амплитуды реакции, независимыми переменными которой являются две из трех величин  $s, t, u$ , связанных соотношением

$$s + t + u = \sum_{i=4}^4 m_i^2,$$

полученным из четырехвекторов импульса.

В рамках нерелятивистской модели можно определять константы связи и другие динамические характеристики. Например, в системе резонанс — частица были исследованы аналитические свойства амплитуды [43], а также спектр состояний [44], проявляющий аномалию с точкой сгущения резонансов у порога масс резонанса и частицы.

**Дисперсионная теория ядерных реакций.** Дисперсионный (диаграммный) подход использует методы теории поля для вычисления сечения ядерных реакций при низких энергиях. Двойные дисперсионные соотношения Мандельштама [8] определяют аналитические свойства амплитуды как функции двух независимых переменных  $s$  и  $t$ . Дополняя дисперсионное соотношение условием унитарности, можно получить замкнутую схему динамического описания системы, эквивалентную уравнению Шредингера [45, 46].

В работах [47, 48] развивается дисперсионная теория для описания резонансной структуры сечений ядерных реакций вблизи двухчастичных порогов. Для парциальных амплитуд записывается система интегральных соотношений типа уравнений Бете — Солпитера [49] для каждого значения полного момента  $J$ . Вблизи порога эта система соотношений в приближении эффективного радиуса преобразуется в систему алгебраических уравнений, решения которых имеют комплексные полюсы. Эти полюсы соответствуют пороговым состояниям составного ядра. В работе [48] показано, что полученное методом квантовой теории поля выражение для амплитуды в приближении эффективного радиуса совпадает с амплитудой, полученной в нерелятивистской квантовой механике [50].

### 3. ПОЛНЫЙ И НЕПОЛНЫЙ ОПЫТЫ. ТРЕБОВАНИЯ К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Важно ответить на вопрос, какой опыт дает необходимую и достаточную информацию для однозначного восстановления волновой функции

вблизи порога. Теоретическое решение этой задачи определит не только нужный набор экспериментальных данных и способ восстановления волновой функции, но также поможет сформулировать основные требования, предъявляемые к эксперименту, и выявить задачи, решаемые при неполном опыте.

В работе [4] рассмотрено упругое рассеяние двух бесспиновых частиц в области порога рождения двух нейтральных бесспиновых частиц и в отсутствие резонансов промежуточной системы. Показано, что для восстановления волновой функции в канале упругого рассеяния необходимо и достаточно измерить под каждым углом рассеяния сечение в точке порога и его наклоны слева и справа от порога. Из этих же данных можно определить сечение в пороговом канале реакции.

Нами исследована та же задача в случае, когда вблизи порога есть резонанс составного ядра. Энергетическая зависимость матрицы столкновений в пороговом канале определяется формулами (20). В открытом канале она определяется из соотношения унитарности ( $E > E_q$ ):

$$\begin{aligned}
 |U_{l'l}|^2 &= 1 - \frac{\rho^{2l'+1} P_l}{[(2l'-1)!!]^2} |M_{l'l}|^2; \\
 U_{l'l} &= e^{i(\delta_1 + \delta_{l'})} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\rho^{2l'+1} P_l}{[(2l'-1)!!]^2} |M_{l'l}|^2 \right), \\
 \rho &= k_n r \ll 1, \quad P_l \approx \text{const},
 \end{aligned} \tag{27}$$

где  $\delta_l$  — фаза потенциального рассеяния;  $k_n$  — волновое число относительного движения в нейтронном канале. Ниже порога ( $E < E_q$ ) волновое число  $\rightarrow i |k_n|$ . Условие унитарности выполняется с точностью до членов порядка  $\rho^{2l'+1}$ . Во всей пороговой области выполняется условие:

$$|e^{i\delta_1}| = 1, \quad E \geq E_q. \tag{28}$$

Следовательно, фаза  $\delta_l$  является действительной величиной как выше, так и ниже порога. Ее разложение в ряд может содержать только целые степени энергии, в том числе и отрицательные:

$$\delta_l = \delta_l^{(0)} + \delta_l^{(1)} E + \dots + \text{arctg} \frac{\Gamma_l}{2(E_l - E)}. \tag{29}$$

Полюсный член отвечает за резонансное упругое рассеяние. Величины  $\mathfrak{M}_l, a_l, \Delta_l$  согласно (19), (20) являются постоянными с точностью до перво-

го члена разложения в ряд по степеням  $E$ . В случае рассеяния бесспиновых частиц  $l = l'$ . Вычислим энергетический ход сечения упругого рассеяния вблизи порога. Без ограничения общности можно положить резонансный момент  $l_0 = 0$ . В матричных элементах  $U$  (27) степенями  $\rho$  выше первой будем пренебрегать. Для момента  $l = 0$  находим:

$$U_0 = e^{2i\delta_0} \left(1 - \frac{1}{2} \rho |M_0|^2\right), \quad e^{2i\delta_0} = e^{2i\delta_0^{(0)}} \left(1 - \frac{i\Gamma_0}{E - E_0 + i\Gamma_0/2}\right). \quad (30)$$

Для  $l > 0$

$$U_l = e^{2i\delta_l}, \quad \delta_l \cong \text{const.} \quad (31)$$

Подставляя (30), (31) в выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния

$$\sigma(\theta, E) = |f(\theta, E)|^2, \quad f(\theta, E) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) (U_l - 1), \quad (32)$$

определим его зависимость от энергии:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, E) = & |f(\theta, E_q)|^2 - |f(\theta, E_q)| \frac{\Gamma_0}{k} \mathcal{L} [\text{co}(E - E_0) + \text{si } \Gamma_0/2] + \frac{\mathcal{L}\Gamma_0^2}{4k^2} - \\ & - |f(\theta, E_q)| \frac{|\rho| |M_0|^2}{2k} \times \begin{cases} (\text{si} - \Gamma_0 \mathcal{L} [\text{co}(E - E_0) + \text{si } \Gamma_0/2]), & E > E_q, \\ (\text{co} + \Gamma_0 \mathcal{L} [\text{si}(E - E_0) - \text{co } \Gamma_0/2]), & E < E_q, \end{cases} \\ & \mathcal{L} = [(E - E_0)^2 + \Gamma_0^2/4]^{-1}, \\ & \text{si} = \sin(2\delta_0^{(0)} - \alpha(\theta)), \quad \text{co} = \cos(2\delta_0^{(0)} - \alpha(\theta)). \end{aligned} \quad (33)$$

Амплитуда

$$f(\theta, E_q) = |f(\theta, E_q)| e^{i\alpha(\theta)} \quad (34)$$

описывает потенциальное упругое рассеяние и в пороговой области с точностью до членов  $\sim \rho^2$  не зависит от энергии. С той же точностью фазы  $\delta_0^{(0)}$  и  $\alpha = \alpha(\theta)$  являются постоянными величинами. Сравнение сечения (33) с нерезонансным сечением работы [4] показывает, что в отсутствие резонансной амплитуды они полностью совпадают. То же самое можно сказать о пороговом сечении

$$\sigma_n = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |U_l^{(n)}|^2 \cong \frac{\pi}{k^2} |\rho| |M_0|^2. \quad (35)$$

Сечение (33) можно обобщить на случай нескольких резонансов вблизи порога реакции, используя в качестве матрицы  $U$  соотношения (15) и (16). Существенных изменений в энергетическую зависимость сечения такое обобщение не вносит. Поэтому задачу о полном опыте будем решать для случая одного резонанса, избегая излишних усложнений.

Резонанс составного ядра вносит четыре дополнительных параметра в описание сечения: комплексную величину  $a_0$  и две действительных —  $E_0$  и  $\Gamma_0$ . Поскольку амплитуда порогового канала входит в сечение (33) квадратично, то фаза амплитуды потенциального взаимодействия из рассмотрения выпадает. Остаются пять постоянных параметров. Кроме них в сечение (33) входят все величины  $f(\theta, E_q)$  и  $\alpha(\theta)$ , зависящие от углов, причем  $\alpha(\theta)$  входит в комбинацию  $(2\delta_0^{(0)} - \alpha)$  с постоянной величиной  $\delta_0^{(0)}$ . Определение семи параметров под заданным углом рассеяния  $\theta_0$

$$|N_0|, \operatorname{Re} a_0, \operatorname{Im} a_0, E_0, \Gamma_0, |f(\theta_0, E_q)|, (2\delta_0^{(0)} - \alpha(\theta_0)) \quad (36)$$

возможно при условии, что функция возбуждения  $\sigma(\theta_0, E)$  измерена не менее чем в семи точках по энергии в области слева и справа от порога. Параметры находятся варьированием по методу наименьших квадратов. Угловая зависимость параметров  $f(\theta, E_q)$ ,  $(2\delta_0^{(0)} - \alpha(\theta))$  определяется из теоретического описания по методу наименьших квадратов функций возбуждения  $\sigma(\theta, E)$ , измеренных под различными углами. В результате этого находится разложение в ряд по полиномам Лежандра  $P_l(\cos \theta)$  величины

$$e^{-i(2\delta_0^{(0)} - \alpha(\theta))} |f(\theta, E_q)| = e^{-2i\delta_0^{(0)}} f(\theta, E_q). \quad (37)$$

Из разложения амплитуды (32) в ряд по полиномам Лежандра при  $E = E_q$  определяются все  $U_l = e^{2i\delta_l}$  для  $l > 0$  и  $U_0 = e^{2i\delta_0^{(0)}}$ . Таким образом, вблизи порога реакции фазовый анализ проводится однозначно. Кроме того, определяется сечение реакции (35), так как из фазового анализа известны первые пять параметров (36). Резюмируем полученные результаты. Полным опытом для фазового анализа упругого рассеяния вблизи порога реакции является измерение функции возбуждения ниже и выше порога реакции в числе точек по энергии, равном или превышающем число параметров (36). Функции возбуждения должны измеряться под различными углами, с тем чтобы получить верное разложение амплитуды рассеяния в ряд по полиномам Лежандра. Этот результат справедлив для рассеяния бесспиновых частиц в области двухчастичного порога с образованием нейтральной частицы. В случае рассеяния частиц со спином в

полный опыт будут входить также измерения анализирующей способности (спин-орбитальные и спин-спиновые корреляции) с целью определения разложения амплитуды рассеяния в ряд по функциям полного момента системы. В остальном принцип восстановления амплитуды рассеяния аналогичен случаю бесспиновых частиц.

Разберем несколько наиболее типичных примеров неполного опыта и определим, какую информацию о ядерной системе можно из них получить.

*А. Измерение функции возбуждения под одним углом  $\theta$ .* В этом случае определяются все параметры (36). С их помощью находим величину (37) в энергетической точке порога  $E_q$  и под углом  $\theta = \theta_0$ , а также энергию резонанса составного ядра и его полную и парциальные ширины по формулам:

$$\rho |a_0|^2 = \Gamma_n \Gamma_0, 2\rho \gamma_n^2 = \Gamma_n, \Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_n, \quad (38)$$

где  $\gamma_n^2$  — приведенная парциальная (нейтронная) ширина. Одновременно определяется приведенная потенциальная амплитуда  $|M_0|$  перехода в пороговый канал.

*Б. Измерение интегральной функции возбуждения.* В этом случае измеряется сечение

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |U_l - 1|^2. \quad (39)$$

Подставим в (39) элементы матрицы рассеяния (30) и (31):

$$\begin{aligned} \sigma(E) = & \sigma(E_q) + \pi \frac{\Gamma_0^2}{k^2} \left( 1 - 2 \frac{(E - E_0)}{\Gamma_0} \sin 2\delta_0^{(0)} + 2 \sin^2 \delta_0^{(0)} \right) - \\ & - \sigma_n(k_n) \begin{cases} (2 \sin^2 \delta_0^{(0)} - \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0} (E - E_0) \sin 2\delta_0^{(0)} + \Gamma_0^2 (1 + \sin^2 \delta_0^{(0)})), & E > E_q, \\ (\sin 2\delta_0^{(0)} + \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0} [2\Gamma_0 (E - E_0) (1 + \sin^2 \delta_0^{(0)}) - \sin 2\delta_0^{(0)} \Gamma_0^2 / 2]), & E < E_q. \end{cases} \end{aligned} \quad (40)$$

Описание интегральной функции возбуждения теоретической функцией энергии (40) по методу наименьших квадратов (МНК) позволяет определить следующие параметры:

$$\sigma(E_q), \sigma_n(k_n), E_0, \Gamma_0, \delta_0^{(0)}.$$

Таким образом, из анализа интегральной функции возбуждения можно найти сечение упругого потенциального и резонансного рассеяния и их интерференцию, параметры резонанса составного ядра, фазу потенци-

ального рассеяния в точке порога реакции. Если пренебречь амплитудой потенциального взаимодействия в сравнении с амплитудой резонансного взаимодействия в амплитуде пороговой реакции  $M_0$ , то из формул (40) можно оценить приведенную нейтронную ширину. В связи с задачей о полном и неполном опыте находятся требования, предъявляемые к экспериментальным данным. Естественно, что в энергетическом разрешении и ошибках эксперимента здесь должны быть поставлены границы. Оценку этих границ проведем следующим образом. Подсчитаем прежде всего число независимых действительных параметров в теоретической функции энергии, с помощью которой анализируются экспериментальные функции возбуждения. Каждый элемент матрицы столкновений резонансного типа (28) имеет шесть параметров, нерезонансного типа — только два. Оценив по энергетике реакции и угловым моментам, какие матричные элементы и в каких каналах играют существенную роль, можно подсчитать число параметров. Все остальные матричные элементы можно аппроксимировать константой или какой-либо простой функцией энергии. Однако число параметров не должно превышать 50—60. Эта верхняя граница определяется техническими возможностями современных, доступных нам ЭВМ. Минимизация по МНК функционала с большим числом параметров неэффективна. Для определения 50—60 параметров по МНК число экспериментальных точек должно быть порядка 100. Околопороговый энергетический интервал оценивается из условия  $\rho = kr < 1$  и равен 1 МэВ для легких ядер. В результате из этих двух чисел получим требуемое энергетическое разрешение:

$$\Delta E \approx 10 \text{ кэВ.} \quad (41)$$

Кроме оценки (41), полученной независимо от структуры функции возбуждения в пороговой области, может существовать и другая оценка, обусловленная этой структурой. Пороговые особенности («каспы», «ступени») имеют протяженность по энергии порядка 100 кэВ. Поэтому энергетическое разрешение (41) достаточно для описания пороговой особенности. Резонансы составного ядра могут иметь ширины в диапазоне энергий от нескольких электронвольт до нескольких мегаэлектронвольт. Для их экспериментального описания требуется энергетическое разрешение в несколько раз меньше ширины резонанса. Наиболее типичные значения ширин резонансов в области легких ядер выше нескольких десятков килоэлектронвольт. Для их описания энергетического разрешения (41) также достаточно.

Рассмотрим вопрос о требованиях, предъявляемых к точности экспериментальных данных. Требования зависят не только от числа параметров, входящих в теоретическую функцию энергии, но также от вида

функции энергии. Оценку точности проведем для степенной функции энергии — наиболее слабой энергетической зависимости. Возьмем разность функции энергии минимальной степени  $1/2$  и константы в пороговой области  $\rho = kr < 1$  и поставим условие, чтобы в большей части этой области разность была больше удвоенных экспериментальных погрешностей функции  $\rho \sim (E - E_q)^{1/2}$ . Полагая константу равной нулю, находим:

$$\rho > 2\sigma, \quad 0,1 < |E - E_q| < 0,5.$$

Интервалом  $[0,1; 0,5]$  условно определена область, где можно отличить функцию энергии от константы. Отсюда вытекает зависимость возможного роста экспериментальных погрешностей с удалением от порога

$$\sigma < (0,05 - 0,1). \quad (42)$$

Таким образом, погрешности эксперимента не должны превышать нескольких процентов.

#### 4. ПРОБЛЕМЫ МНОГОПАРАМЕТРОВОГО ОПИСАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Элемент матрицы столкновений

$$U_{c'c} = P_{c'}^{1/2} M_{c'c} P_c^{1/2}, \quad M_{c'c} = \mathfrak{M}_{c'c} + \frac{(a_i)_{c'c}}{E - E_i}$$

содержит три неизвестные комплексные величины:  $\mathfrak{M}, (a_i), E_i$ , которые должны быть найдены из анализа экспериментальных данных в области порога. Обычно все три величины являются постоянными вблизи порога. Исключение может составлять мнимая часть  $E_i$ , пропорциональная полной ширине резонанса, если открыт всего один канал (19):

$$\text{Im } E_i = \frac{\Gamma_i}{2} \sim (E - E_q)^{l+1/2}.$$

Действительная часть  $E_i$  хотя и зависит от энергии, но ее главный член является постоянной величиной [23]:

$$\text{Re } E_i = \Delta_i = \Delta_i^{(0)} + \Delta_0^{(1)} E + \dots$$

Аналогичную зависимость от энергии имеют  $\mathfrak{M}$  и  $(a_i)$ . Таким образом, минимальное число параметров в элементе матрицы столкновений равно



двум для потенциального члена и четырем для каждого резонансного члена. В случае резонансного рассеяния, когда открыт единственный канал упругого рассеяния [5]:

$$A_i = \frac{-1}{\pi} \text{Im } E_i \exp(2i\delta),$$

число параметров в элементе матрицы рассеяния  $U_{c'c}$  может быть сокращено с шести до трех.

В результате такого подсчета числа параметров оказывается, что анализу по МНК может быть подвергнута волновая функция, содержащая в общей сложности порядка десяти элементов матрицы столкновений. Включение в рассмотрение большего числа состояний обычно становится возможным в случае малого числа резонансных состояний составного ядра или пренебрежения некоторыми членами разложения в ряд по энергии. Оставляется, как правило, главный член разложения. Члены более высокого порядка малости сохраняются в том случае, когда это необходимо по физическим соображениям (например, сохранение членов с орбитальными моментами  $l > 1$  в пороговом канале) и когда экспериментальные погрешности не превышают 2—3%. Если погрешности эксперимента составляют 5—10%, то нет смысла оставлять члены разложения в ряд по энергии, кроме главного, из-за корреляции варьируемых параметров. Коррелирующие параметры могут изменяться в широких пределах без изменения значения  $\chi^2$ . Для успешного анализа по МНК иногда полезно исключить из варьирования некоторые сильно коррелирующие параметры, зафиксировав их значения на некоторой физически разумной постоянной.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Теоретическое описание экспериментально наблюдаемых пороговых аномалий проводилось как в наших работах [11—13, 25, 52, 53], так и в работах других авторов [37—42, 47, 48]. Изложение результатов теоретического анализа мы начнем с наших работ, в которых, как нам представляется, наиболее систематически исследовались свойства пороговых состояний ядер. Были проанализированы несколько высоковозбужденных состояний ядра  $^{10}\text{Be}$  в области энергий от 17 до 23 МэВ. Эти состояния исследовались в реакциях  $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}(t, \alpha_0)^7\text{Li}(t, \alpha_1)$  и  $^7\text{Li}(t, n)$  [52, 57] с энергетическим разрешением 20 кэВ и достаточно низкой погрешностью 2—3%. Попутно будет проанализирована реакция  $^7\text{Li}(^3\text{He}, p)^9\text{Be}$  [14], в которой образуется составное ядро  $^{10}\text{B}$  — член того

же изобарического мультиплета с  $A = 10$ . Затем будут представлены результаты фазового анализа упругого рассеяния протонов на  ${}^7\text{Li}$  в интервале энергий  $E_p = 1,5 \div 3$  МэВ в области двух нейтронных порогов реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ . В конце раздела будет дано описание результатов анализов, выполненных другими авторами.

Анализ пороговых аномалий в функции возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ . В работах [53—56] представлены результаты измерения интегральных функций возбуждения из реакций  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}(t, \alpha)$ ,  ${}^7\text{Li}(t, d)$ ,  ${}^7\text{Li}(t, n)$  при энергиях налетающих тритонов  $E_t = 3+10$  МэВ в л.с. В области энергий  $E_t = 5,649$  и  $8,339$  МэВ, при которых открываются каналы реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ) [10], наблюдались гигантские аномалии (до 30%) в функции возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ . Для объяснения формы и интенсивности аномалий надо было предположить, что пороговые нейтроны образуются в состоянии с орбитальным моментом  $l_n = 0$  и вблизи порогов находятся состояния ядра  ${}^{10}\text{Be}$  с вероятным изоспином  $T = 2$  — аналогами основного и возбужденного состояний ядра  ${}^{10}\text{Li}$ . В [55] на основе анализа формы кривой выхода нейтронов вблизи первого порога как функции  $E_t$  было показано, что  $l_n = 0$ . Кроме того, оболочечно-модельный анализ структуры уровней легких ядер, проведенный в [58], показал, что основное состояние ядра  ${}^{10}\text{Li}$  имеет конфигурацию  $(1s)^4(1p)^5(2s1d)^1$  и обладает спином и четностью  $J^\pi = 2^-$ , что отвечает  $l_n = 0$ . В дальнейшем, в работах [11—13], было высказано предположение, что природа второй аномалии аналогична первой. Оба эти состояния представляют собой ядро  ${}^9\text{Be}$  в первом и втором возбужденных состояниях с  $T = 3/2$  плюс слабосвязанный нейтрон. В пользу этого говорят результаты работы [58], из которых следует, что второе возбужденное состояние ядра  ${}^{10}\text{Be}$  с  $T = 2$  обладает спином и четностью  $J^\pi = 1^-$ . Пороговый нейтрон должен испускаться с  $l_n = 0$ .

На основе высказанной идеологии в [11—13] был проведен теоретический анализ двух пороговых аномалий. Теоретическая функция энергии (интегральное сечение) строится из матричных элементов (20), (21) с наборами квантовых чисел, включающих орбитальные моменты тритона, протона и порогового нейтрона:

$$l_t, l_p = 0, 1, 2; l_n = 0, 1. \quad (43)$$

С учетом спинов и четностей сталкивающихся и вылетающих частиц в  $p$ - и  $n$ -каналах

$$s_p = s_t = 1^+/2, \quad s_{\text{Li}} = s_{\text{Be}} = 3^-/2$$

найдем значения полного момента и четности системы  $J = 1 + s$ , где  $s$  — спин канала.

В целях сокращения числа параметров в теоретической функции энергии в первом приближении пренебрегалось всеми значениями орбитальных моментов, кроме нулевых. Второе сделанное допущение — это анализ в одноканальном приближении. Для этого существует веское экспериментальное обоснование — отсутствие энергетической зависимости (кроме кулоновской) в функциях возбуждения для всех каналов, кроме канала реакции  $(t, p)$  и не исследованного экспериментально канала упругого рассеяния. Второе допущение сводится к тому, что матричные элементы для всех каналов реакций, кроме  $(t, p)$ , полагались равными константе, умноженной на факторы проницаемости  $C_0^2(20)$  во входном и выходном каналах. В результате интегральное сечение реакции зависит от энергии следующим образом [11—13]:

$$\sigma_{tp} = \frac{C_t^2 C_p^2}{E} \left\{ A + B_\tau |E - E_q|^{1/2} + \right. \\ \left. + (1 - C_\tau |E - E_q|^{1/2}) \frac{D_0 + D_1 E}{(E - E^{J\pi})^2 + (\Gamma^{J\pi}/2)^2} \right\}, \quad \tau = >; <, \quad (44)$$

где символы  $>$  и  $<$  обозначают область энергии выше и ниже порога  $E_q$ ;  $E^{J\pi}$ ,  $\Gamma^{J\pi}$  — энергия и ширина уровня составного ядра  $^{10}\text{Be}$  с изоспином  $T = 2$ . Действительные параметры  $A, B, C$  представляют собой линейные комбинации из квадратов амплитуд для различных квантовых состояний системы. Параметры  $D$  связаны с амплитудой резонансного рассеяния следующими соотношениями:

$$D_0 = \kappa(2J + 1) \sum_{t, p} |\mathfrak{M}_{tp}^{J\pi}|^2 h(A_{tp}^{J\pi}); \\ D_1 = \kappa(2J + 1) \sum_{t, p} |\mathfrak{M}_{tp}^{J\pi}|^2 2 \operatorname{Re} A_{tp}^{J\pi}; \\ \kappa = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu_t} \frac{1}{8}; \\ h(A_{tp}^{J\pi}) = \left| A_{tp}^{J\pi} \right|^2 - 2 \operatorname{Re} A_{tp}^{J\pi} E^{J\pi} + 2 \operatorname{Im} A_{tp}^{J\pi} \Gamma^{J\pi}/2, \quad (45)$$

где  $\mu_t$  — приведенная масса во входном канале;  $1/8$  — статистический фактор. Индексы  $(t, p)$  обозначают не только наименование каналов, но также полные наборы квантовых чисел в них. Знаки суммирования пока-

зывают, что надо взять сумму по всем орбитальным и конечным спиновым моментам частиц.

Анализ функции возбуждения в реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  в двух пороговых областях проводился с помощью теоретической функции энергии (44) путем варьирования параметров по МНК для достижения наилучшего описания экспериментальных данных. Качество описания можно увидеть на рис.1 и 2. Из найденных значений параметров были сделаны

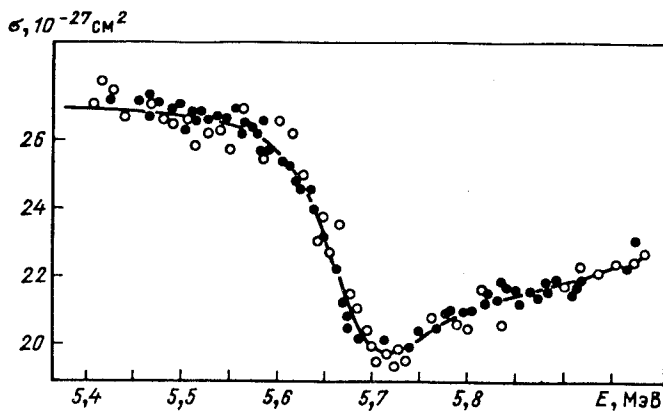


Рис.1. Теоретическое описание функций возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  вблизи первого порога реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$  ( $E_x = 14,3922$  МэВ,  $T = 3/2$ )

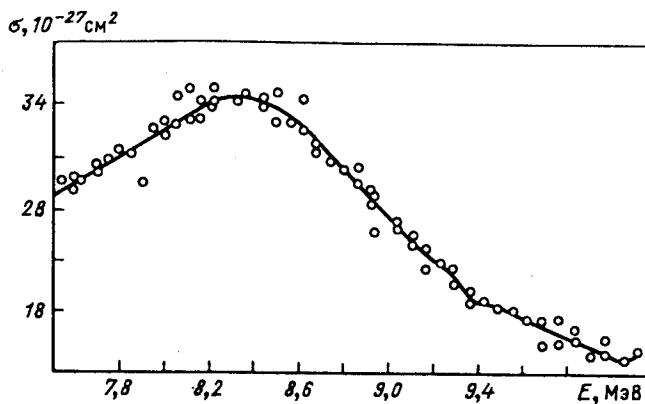


Рис.2. Теоретическое описание функций возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  вблизи второго порога реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$  ( $E_x = 16,975$  МэВ,  $T = 3/2$ )

оценки параметров теории и физических величин. В табл.2 приводятся характеристики уровней ядра  ${}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ) и соответствующие им нейтронные пороги в шкале энергии составного ядра  ${}^{10}\text{Be}$  [10], а также определенные из анализа по МНК энергии и ширины уровней ядра  $\text{Be}$  ( $T = 2$ ).

Таблица 2. Характеристики уровней ядер  ${}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ) и  ${}^{10}\text{Be}$  ( $T = 2$ ) вблизи порогов реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ )

Номер порога	Энергия уровня ${}^9\text{Be}$ $E^{J^\pi}$ , МэВ	Пороговые энергии $E_q$ , МэВ	Энергия уровня ${}^{10}\text{Be}$ $E^{J^\pi}$ , МэВ	Полные ширины $\Gamma^{J^\pi}$ , МэВ
1	14,393 $J^\pi = 3/2^-$	21,205	$21,218 \pm 0,005$ $J^\pi = 2^-$	$0,112 \pm 0,022$
2	16,976 $J^\pi = 1/2^-$	23,788	$23,034 \pm 0,011$ $J^\pi = 1^-$	$0,84 \pm 0,06$

Таблица 3. Характеристики уровней ядер  ${}^9\text{B}$  ( $T = 3/2$ ) и  ${}^{10}\text{B}$  ( $T = 2$ ) вблизи порогов реакции  ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}$  ( $T = 3/2$ )

Номер порога	Энергия уровня ${}^9\text{B}$ $E^{J^\pi}$ , МэВ	Пороговые энергии $E_q$ , МэВ	Энергия уровня ${}^{10}\text{B}$ $E^{J^\pi}$ , МэВ	Полные ширины $\Gamma^{J^\pi}$ , МэВ
1	14,66 $J^\pi = 3/2^-$	23,095	$22,7 \pm 0,35$ $J^\pi = 2^-$	$1,1 \pm 1$
2	17,076 $J^\pi = 1/2^-$	25,511	24,4 $J^\pi = 1^-$	2,3

Из соотношений (45) были оценены приведенные парциальные ширины, МэВ [11]:

$$\gamma_\rho^2 \cong 0,008; \quad \gamma_t^2 \cong 0,128; \quad \gamma_n^2 \cong 0,376.$$

Отсюда следует, что нейтронная ширина имеет порядок одночастичной ширины.

Проявление состояний с ( $T = 2$ ) для изобарического мультиплета  $A = 10$  экспериментально обнаружено также у ядра  ${}^{10}\text{B}$  в функции возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$  вблизи двух порогов реакции  ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}$  ( $T = 3/2$ ) [14]. В теоретическом анализе использовалась функция энергии (44), в которой кулоновский фактор  $C_t^2$  был заменен

С<sub>He</sub><sup>2</sup>-проницаемостью кулоновского барьера для ядра <sup>3</sup>He. Справедливость такого подхода к анализу объясняется эквивалентностью реакций (*t, p*) и (<sup>3</sup>He, *p*) с точностью до кулоновского взаимодействия и разности масс ядер *t* и <sup>3</sup>He. В этих реакциях совпадают все квантовые числа. Предположения и расчеты по модели оболочек [58], справедливые относительно ядра <sup>10</sup>Be с  $T = 2$ , по-видимому, справедливы и для ядра <sup>10</sup>B ( $T = 2$ ).

Анализ функции возбуждения реакции <sup>7</sup>Li (<sup>3</sup>He, *p*) <sup>9</sup>Be по методу наименьших квадратов дал характеристики двух уровней ядра <sup>10</sup>B с изоспином  $T = 2$ , аналогичные характеристикам уровней ядра <sup>10</sup>Be. Чтобы убедиться в этом, надо сравнить данные табл.2 и 3.

Параметры уровней ядра <sup>10</sup>B ( $T = 2$ ) определены с большими погрешностями, обусловленными недостаточной точностью экспериментальных данных (3—6%) и малым количеством экспериментальных точек (около 20 точек вблизи каждого нейтронного порога). Остальные параметры определены с погрешностями, превышающими значения параметров. По этой причине оказалась невозможной оценка парциальных ширин распада ядра <sup>10</sup>B.

Хорошее описание двух пороговых аномалий с учетом резонансного усиления в функции возбуждения реакции <sup>7</sup>Li (*t, p*) <sup>9</sup>Li подтверждает сделанное предположение о существовании в ядре <sup>10</sup>Be двух состояний с  $T = 2, \pi = -1$ , которые являются аналогами основного и возбужденного ( $E_x$  (<sup>10</sup>Li) = 1,8 МэВ) состояний <sup>10</sup>Li. Расчеты по модели оболочек [58] дают для этих уровней <sup>10</sup>Li значения  $J^\pi = 2^-, 1^-$  соответственно. Полная ширина второго состояния в 7,5 раза больше первого. Это связано в основном с резким возрастанием вклада нейтронной ширины из первого порогового канала  $n + ^9\text{Be}$  ( $T = 3/2, E_x = 14,393$  МэВ). В этом анализе не было учтено влияние трех нейтронных порогов  $n + ^9\text{Be}$  ( $T = 1/2$ ) [10] на форму функции возбуждения в районе второй аномалии. Распад состояния  $J^\pi = 1^-, T = 2$  на эти уровни сильно подавлен из-за того, что орбитальные моменты нейтронов  $l_n > 0$ . Влияние этих трех порогов будет рассмотрено позже.

Определенные в анализе параметры ядер <sup>10</sup>Be и <sup>10</sup>B с  $T = 2$  позволяют сделать ряд прогнозов относительно свойств ядер изобарического мультиплета с  $A = 10$  в предположении их структурного подобия. По-видимому, первые два уровня имеют следующую структуру: остов из девяти нуклонов ( $J^\pi = 3/2^-$  для первого уровня и  $J^\pi = 1/2^-$  для второго уровня) с  $T = 3/2$  и заполнением оболочек  $(1s)^4(1p)^5$  плюс внешний нуклон (слабо связанный или не связанный с орбитальным моментом  $l = 0$ ) на

оболочке ( $2s\ 1d$ ). Интервал по энергии между этими уровнями составляет  $1,7 \div 2$  МэВ. Оценка энергии первого уровня с  $T = 2$  в ядре  $^{10}\text{C}$  дает значение 23 МэВ, а второго 25 МэВ. Ядра  $^{10}\text{Li}$  и  $^{10}\text{N}$  являются зеркальными. Поэтому можно предположить, что их основные состояния характеризуются квантовыми числами  $J^\pi = 2^-$ ,  $T = 2$ , а первые возбужденные  $J^\pi = 1^-$ ,  $T = 2$ . Энергия связи нейтрона в ядре  $^{10}\text{Li}$  должна быть близка к энергии связи протона в ядре  $^{10}\text{N}$ .

Вычислим энергию связи нейтрона в ядре  $^{10}\text{Li}$  по энергетике соседнего ядра  $^{10}\text{Be}$ , используя формулу [59]:

$$\epsilon_n(^{10}\text{Li}) = \Delta E_c(^{10}\text{Li} - ^{10}\text{Be}) - E_x(^{10}\text{Be} (T = 2)) + S_p(^{10}\text{Be}), \quad (46)$$

где  $\Delta E_c$  — энергия кулоновской перестройки, определяемая по формуле

$$\Delta E_c = \alpha \left( Z + \frac{1}{2} \right) / A^{1/3} + \beta;$$

$$E_x(^{10}\text{Be} (T = 2)) = 21,218 \text{ МэВ};$$

$$S_p(^{10}\text{Be}) = 10,636 \text{ МэВ},$$

где  $S_p$  — энергия отделения протона в ядре  $^{10}\text{Be}$  [10]. Энергия кулоновской перестройки оценивалась по двум систематикам: с экстраполяцией к  $A = 10$ ,  $Z = 3$  и к  $A = 9$ ,  $Z = 3$ . Систематика по четным  $A$  дает  $\Delta E_c = 1,342$  МэВ, а по нечетным  $A$   $\Delta E_c = 1,539$  МэВ. Различие между ними связано с эффектом спаривания [59]. Оценка  $\Delta E_c$  по нечетным  $A$  имеет смысл, если учесть, что ядра  $^{10}\text{Li}$  и  $^{10}\text{Be} (T = 2)$ , вероятно, имеют структуру типа остов ( $^9\text{Li}$  и  $^9\text{Be}^* (T = 3/2)$ ) плюс нейтрон с энергией связи, близкой к нулю. Полученным значениям  $\Delta E_c$  соответствуют энергии связи [11]:

$$\epsilon_n = -(0,03; 0,23) \text{ МэВ}. \quad (47)$$

Недавно получено экспериментальное подтверждение [60] оценки энергии связи  $\epsilon_n$  [47] в реакции с остановившимися мезонами



Вблизи верхней границы спектра протонов обнаружен мощный резонанс, отвечающий образованию ядра  $^{10}\text{Li}$  в основном состоянии (рис.3). Энергия связи ядра  $^{10}\text{Li}$  оценена в  $\epsilon_n = -(0,15 \pm 0,15)$  МэВ. Полученная ранее [61] оценка энергии связи  $^{10}\text{Li}$  из реакции  $^9\text{Be} (^9\text{Be}, ^8\text{B}) ^{10}\text{Li}$   $\epsilon_n = -0,8$  МэВ. Очевидно, что эти данные противоречат нашим результатам и экспериментальным данным работы [60].

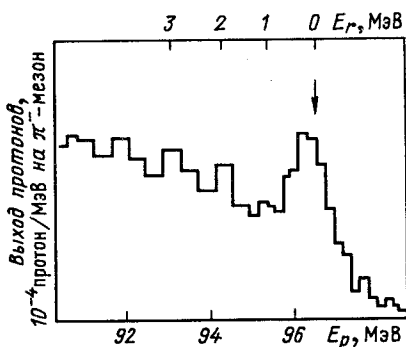


Рис.3. Вероятность образования  $^{10}\text{Li}$  в реакции  $\pi^- + {}^{11}\text{B} \rightarrow p + {}^{10}\text{Li}$

Относительно первого возбужденного уровня ядра  $^{10}\text{Li}$  авторы работы [60] полагают, что его энергия  $\approx 0,5$  МэВ и его не удастся разрешить на фоне мощного резонанса, отвечающего основному состоянию ядра  $^{10}\text{Li}$ , так как экспериментальное разрешение по энергии составляет 0,4 МэВ. По нашим предположениям, его энергия приблизительно равна 2 МэВ. В спектре протонов при этой энергии в работе [60] наблюдается «бамп», который при достаточной статистике может оказаться резонансом, описывающим первый возбужденный уровень ядра  $^{10}\text{Li}$ .

Описанный выше анализ пороговых аномалий в функции возбуждения реакции  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$  проведен в упрощенном варианте. В нем не принимались в расчет следующие моменты: 1) кулоновское взаимодействие ядер во входном канале пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ); 2) пороговые состояния с  $l > 0$ ; 3) многоканальность реакции  ${}^7\text{Li} + t$ ; 4) три нейтронных порога реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$  ( $T = 1/2$ ) вблизи второго резонанса ядра  ${}^{10}\text{Be}$  ( $T = 2$ ); 5) размытие нейтронных порогов, обусловленное конечной шириной уровней ядра  ${}^9\text{Be}^*$ . В повторном анализе [62] были устранены указанные недостатки с целью уточнения спектроскопических характеристик резонансов составного ядра и оценки влияния на них внесенных в анализ изменений. Число рассматриваемых парциальных волн во входном канале ограничивается тремя:  $l = 0, 1, 2$ . Четные волны возбуждают состояния составного ядра Be с отрицательной четностью, нечетные — с положительной:

$$J^\pi = (0, 1, 2, 3, 4)^-, \quad l_t = 0, 2;$$

$$J^\pi = (0, 1, 2, 3,)^+, \quad l_t = 1.$$

В нейтронных пороговых каналах достаточно учесть две парциальные волны с  $l_n$ , равными 0 или 1. В непороговых нейтронных и  $\alpha$ -каналах проницаемость не зависит от  $l$ . В дейтронном канале были приняты в расчет  $l_d \leq 2$ . Реакция  ${}^7\text{Li}(t, p_1){}^9\text{Li}^*$  не рассматривалась ввиду малости сечения ( $< 10\%$  от сечения реакции  $(t, p_0)$  [54, 56]). Число пороговых нейтрон-



Таблица 4. Уровни ядра  ${}^9\text{Be}$  в интервалах  $E_x$ ,  
равных  $14 \div 15$  и  $16,5 \div 17,5$  МэВ

$E_x$ , МэВ	$J^\pi$	$T$	$\Gamma_{\text{с.п.и.}}$ , кэВ	$(E_\Gamma)_{\text{л.с.}}$ , МэВ
14,3922	$3/2^-$	$3/2$	$0,381 \pm 0,033$	5,649
$14,4 \pm 0,3$			$\sim 800$	5,66
$16,67 \pm 0,008$	$(5/2^+)$	$(1/2)$	$41 \pm 4$	8,904
16,9752	$1/2^-$	$3/2$	$0,49 \pm 0,05$	9,339
$17,298 \pm 0,007$	$(5/2^-)$	$(1/2)$	200	9,8
$17,493 \pm 0,007$	$(7/2^+)$	$(1/2)$	47	10,079

ных каналов в рассматриваемых интервалах энергий  $E_\Gamma$ , равных  $5 \div 6,3$  и  $8,5 \div 10$  МэВ, определяется числом состояний ядра  ${}^9\text{Be}$  (табл.4) [10].

В области первого нейтронного порога  $n + {}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ) возбуждается резонансное состояние ядра  ${}^{10}\text{Be}$  ( $2^-, 2$ ), в области второго —  ${}^{10}\text{Be}(1^-, 2)$ . Выполнено четыре варианта расчетов по МНК. Вариант I (10) (10 — число параметров) соответствует численному анализу, проведенному в работах [11—13]. Отличие расчетов [11—13] состоит в том, что в пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$  ( $T = 3/2$ ) учтено кулоновское взаимодействие во входном канале. В варианте II (12 параметров) приняты в расчет также члены  $s l_n = 1$ . Расчеты варианта III (15 параметров) проведены в области первого порога с учетом всех каналов реакций. В варианте IV (19 параметров) в одноканальном приближении рассмотрено действие трех «дополнительных» нейтронных порогов реакции  ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$  ( $T = 1/2$ ) на параметры резонансного состояния ядра  ${}^{10}\text{Be}$  ( $J^\pi = 1^-, T = 2$ ) в области второго порога. Из табл.4 видно, что и в области первого порога есть «дополнительный» уровень ядра  ${}^9\text{Be}$  с  $E_x = 14,4$  МэВ и  $\Gamma = 0,8$  МэВ. Его влиянием на резонансные параметры уровня ядра  ${}^{10}\text{Be}$  ( $J^\pi = 2^-, T = 2$ ) можно пренебречь ввиду того, что  $\Gamma \gg \Gamma^2$ .

Зависимость параметров резонансов ядра  ${}^{10}\text{Be}$  ( $T = 2$ ) от вариантов расчета приведена в табл.5. Там же представлены значения  $\chi^2$  для сравнения качества описания. Число экспериментальных точек в области первого и второго порогов равно соответственно 135 и 82 [62]. В последней колонке помещены значения  $E_x^{J^\pi}$  и  $\Gamma_{\text{ц.и.}}^{J^\pi}$ , полученные пересчетом в шкалу ядра  ${}^{10}\text{Be}$  вариантов II(12) для уровня  $2^-$  и IV(19) для уровня  $1^-$ .

Сравнение по табл.5 параметров уровней ядра  ${}^{10}\text{Be}$  ( $T = 2$ ), полученных в различных вариантах анализа [62], с результатами расчетов в

Таблица 5. Параметры уровней ядра  $^{10}\text{Be}$  ( $T = 2$ ) для различных вариантов анализа сечения реакции  $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$

Номер порога	Параметр	Данные [11—13]	I(10)	II(12)	III(15)	IV(19)	$E_x, \Gamma_{\text{с.ц.и.}}$
1	$E^2$ , МэВ	5,669	5,773	$5,666 \pm 0,033$	5,673	—	$21,216 \pm 0,023$
	$\Gamma^2$ , кэВ	160	290	$115 \pm 44$	133	—	$80 \pm 30$
	$\chi^2$		1701	1368	1363	—	—
2	$E^1$ , МэВ	8,263	8,695	8,447	—	$8,5 \pm 0,3$	$23,163 \pm 0,205$
	$\Gamma^1$ , кэВ	1200	1668	1444	—	$685 \pm 570$	$480 \pm 400$
	$\chi^2$		1113	1088	—	1048	—

Примечание. Энергии даны в л.с., за исключением уровней  $^{10}\text{Be}$ .

[11—13] показывает, что значения всех параметров, кроме  $\Gamma^1$ , согласуются с аналогичными параметрами [11—13] в пределах их погрешности. Параметр  $\Gamma^1$  отличается почти вдвое от аналогичного параметра в работах [11—13] и далеко выходит за пределы погрешности. Следовательно, при определении характеристик уровней составного ядра необходимо учитывать все близлежащие нейтронные пороги. Распад состояния ядра  $^{10}\text{Be}$  ( $2^-, 2$ ) в пороговый нейтронный канал  $n + ^9\text{Be}$  ( $3/2^-, 3/2$ ) не нарушает его чистоты по изоспину. То же самое относится к распаду состояния ядра  $^{10}\text{Be}$  ( $1^-, 2$ )  $n + ^9\text{Be}$  ( $1/2^-, 3/2$ ). Однако вторая ветвь распада  $^{10}\text{Be}$  ( $1^-, 2$ )  $n + ^9\text{Be}$  ( $5/2^+, 1/2$ ) вносит 12% примеси с изоспином  $T = 1$ . Приведенный анализ не является завершенным. Как было отмечено в начале раздела, экспериментально не исследован канал упругого рассеяния  $^7\text{Li} + t$  в области двух изучаемых порогов. Если обнаружится сильная энергетическая зависимость функции возбуждения в этом канале, то результаты анализа могут измениться. Кроме того, в функции возбуждения реакции  $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$  при энергии  $E_t = 5,58$  МэВ наблюдается излом (см. рис.1). Он может быть вызван двумя причинами: существованием неизвестного нейтронного порога  $n + ^9\text{Be}$  или перекрытием двух резонансных уровней составного ядра  $^{10}\text{Be}$ . Возможно участие обеих причин. Обсудим влияние первой из них. Маловероятно существование неизвестного уровня ядра  $^9\text{Be}$  с энергией возбуждения  $E_x = 14,34$  МэВ, поскольку уровни ядра  $^9\text{Be}$  изучались во множестве различных реакций [10] до энергий возбуждения 25 МэВ. Однако если допустить его существование, то по ширине «размазывания» пороговой особенности можно заключить, что ширина этого уровня  $\Gamma = 30 + 50$  кэВ. Следовательно, изоспин уровня должен быть  $T = 1/2$ .

Вторая причина — существование двух перекрывающихся резонансов составного ядра  $^{10}\text{Be}$  вблизи первого нейтронного порога с  $T = 2$ . Спины этих резонансов будут равны, по-видимому, 1 и 2, так как маловероятно, чтобы оба резонанса имели  $T = 2$ . Являясь в последнем случае аналогами уровней ядра  $^{10}\text{Li}$ , наличие спинов указывало бы на существование возбужденного состояния ядра  $^{10}\text{Li}$  с энергией  $E_x = 10$  кэВ. Спины этих уровней  $^{10}\text{Be}$  могут быть различными, а четности — противоположными. Для резонанса, ближайшего к порогу, характеристики, видимо, останутся прежними:  $J^\pi = 2^-$ ,  $E_{t \text{ л.с.}} = 5,65$  МэВ,  $\Gamma_{\text{л.с.}} = 160$  кэВ. Предполагаемые параметры соседнего резонанса следующие:  $E_{t \text{ л.с.}} = 5,56$  МэВ,  $\Gamma_{\text{л.с.}} = 30$  кэВ (см. рис.1).

Уровни ядра  $^{10}\text{Be}$  вблизи порога канала  $^7\text{Li} + t$ . Анализ дифференциальных сечений реакций, измеренных под углом  $90^\circ$  в интервале энергий  $E_t = 80 \div 500$  кэВ, проводился с целью выявления структуры уровней составного ядра  $^{10}\text{Be}$  вблизи порога канала  $^7\text{Li} + t$  [25]. Орбитальными моментами  $l > 1$  можно пренебречь. Учитывая спины и четности основных состояний ядер  $^7\text{Li}$  ( $3/2^-$ ) и  $T(1/2)$  [10], можно определить состояния ядра  $^{10}\text{Be}$ , возбуждаемые в пороговом канале:

$$J^\pi = 2^-, 1^-, 0^+, 1^+, 2^+, 3^+ . \quad (49)$$

В каналы реакции  $\alpha_0 + ^6\text{He} (0^+)$  распадаются четыре состояния составного ядра  $^{10}\text{Be}$ :

$$J^\pi = 1^-, 0^+ (s = 1), 2^+ (s = 1, 2), \quad (50)$$

где  $s$  — спин канала  $^7\text{Li} + t$ . В каналы реакции  $\alpha_1 + ^6\text{He}^* (2^+)$  распадаются уже 13, а в нейтронные каналы — более 20 состояний  $^{10}\text{Be}$  для всех пар чисел  $J^\pi$  (49). Анализировался дифференциальный  $S$ -фактор, определенный по аналогии с астрофизическим  $S$ -фактором:

$$\begin{aligned} S(90^\circ, E) &= \frac{d\sigma}{d\Omega} E (e^{2\pi\eta} - 1) = \\ &= \sum_{L=0}^2 B_L P_L(\cos 90^\circ) = B_0 - \frac{1}{2} B_2 . \end{aligned} \quad (51)$$

В  $B_2$  входят не только квадраты матричных элементов, но также интерференционные члены состояний с положительной четностью. В реакции ( $t, \alpha_0$ ) интерферируют состояния  $0^+$  и  $2^+$  ( $S = 1$ ).

Энергетическая зависимость  $S$ -фактора (51) определяется проникаемостями во входном канале и резонансными состояниями составного

ядра. Зависимостью от энергии в выходных каналах реакций можно пренебречь, так как энергия реакций  $Q \sim 10$  МэВ [10]:

$$S(90^\circ, E) = \sum_{j^-} p^{j^-} \left| M_{\alpha, t}^{j^-} \right|^2 + (kR)^2 (1 + \eta^2) \left\{ \sum_{j^+} \left[ p^{j^+} \left| M_{\alpha, t}^{j^+} \right|^2 + \sum_{j^+} q^{j^+} \operatorname{Re} \left( \left( M_{\alpha, t}^{j^+} \right)^* M_{\alpha, t}^{j^+} \right) \right] \right\}. \quad (52)$$

Здесь  $p$  и  $q$  — известные постоянные коэффициенты. Члены противоположной четности имеют различную энергетическую зависимость.

Анализ  $S$ -фактора (52) реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_0){}^6\text{He}$  показал, что резонансного состояния  $2^+$  ( $s = 2$ ) в ядре  ${}^{10}\text{Be}$  нет, а параметры резонанса  $2^+$  ( $s = 1$ ) близки к экспериментальным [10] (табл.6). После этого параметры состояния  $2^+$  ( $s = 1$ ) были зафиксированы на экспериментальных значениях:  $E^{2^+} = 770$  кэВ,  $\Gamma^{2^+} = 157$  кэВ. Остальные параметры варьировались. Качество описания, согласно таблице, практически осталось прежним, параметры резонанса  $0^+$  сохранились прежними, а параметры резонанса  $1^-$  изменились незначительно. На рис.4 проиллюстрирована аппроксимация дифференциального  $S$ -фактора реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_0){}^6\text{He}$  функцией (52) по методу наименьших квадратов.

Таблица 6. Параметры резонансных состояний  ${}^{10}\text{Be}$  вблизи порога  ${}^7\text{Li} + t$ .  $E$  и  $\Gamma$  даны в кэВ (л.с.)

Реакция	Число параметров	$\chi^2$	$1^-$		$0^+$		$2^-$		$2^+$	
			$E$	$\Gamma$	$E$	$\Gamma$	$E$	$\Gamma$	$E$	$\Gamma$
${}^7\text{Li}(t, \alpha_0){}^6\text{He}$	20	41,57	-180	178	174	50	—	—	606	165
	14	41,62	-219	104	173	50	—	—	770	157
${}^7\text{Li}(t, \alpha_1){}^6\text{He}^*$	20	63,78	—	—	165	90	210	21	—	—
	16	68,24	—	—	168	100	206	23	—	—

Анализ  $S$ -фактора реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_1){}^6\text{He}^*(2^+)$  указал на существование двух резонансов противоположной четности в исследуемой области энергий. Один из них  $0^+$  имеет практически ту же энергию, что и в реакции  $(t, \alpha_0)$ . Однако параметры ширины различаются вдвое. Этот факт может быть связан как с различной статистической точностью измерения функций возбуждения (в реакции  $(t, \alpha_1)$  статистические погрешности

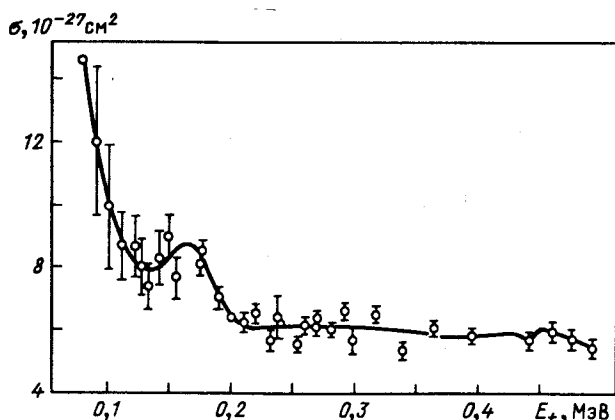


Рис. 4. Теоретическое описание дифференциального  $S$ -фактора под углом  $90^\circ$  в реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_0){}^6\text{He}$

меньше), так и с экспериментальной обусловленностью резонанса (в реакции  $(t, \alpha_0)$  в области резонанса меньше экспериментальных точек, чем в реакции  $(t, \alpha_1)$ ). С обеих позиций данные из реакции  $(t, \alpha_1)$  являются предпочтительными. Резонанс с отрицательной четностью, по-видимому, имеет момент  $J=2$ , так как резонанс с  $J^\pi=1^-$  находится за пределами исследуемой области энергий, на что указывает анализ реакции  $(t, \alpha_0)$ . Результаты аппроксимации  $S$ -фактора реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_1){}^6\text{He}^*(2^+)$  функцией (52) представлены в табл.6 и показаны на рис.5.

В анализе дифференциального сечения реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_1)$  был исключен из рассмотрения резонанс при энергии  $E_t = 260$  кэВ из-за его плохой экспериментальной обусловленности (всего четыре экспериментальные точки на рис.5). В дифференциальном сечении реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_0)$  этот резонанс отсутствует. Из сравнения соотношений (49) и (50) можно заключить, что его квантовые числа следует выбирать из трех пар чисел:

$$J^\pi = 2^-, 1^+, 3^+. \quad (53)$$

Подтверждением существования 260 кэВ резонанса может служить анализ дифференциального сечения реакции  ${}^7\text{Li}(t, n)$ , измеренного [52] под углами  $0$  и  $90^\circ$  (рис.6). Теоретическое описание сечения проводилось с помощью функции (52) по методу наименьших квадратов. Число нейтронных каналов составляет более 20. Поэтому определение квантовых

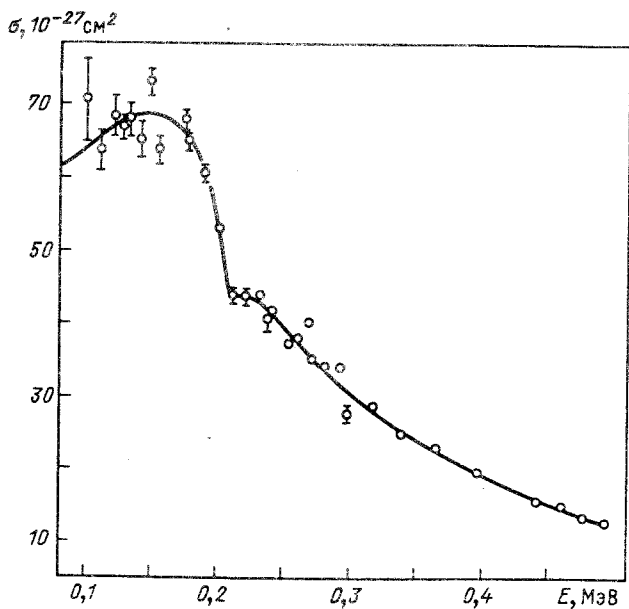


Рис.5. То же, что и на рис.4, в реакции  ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}^*(2^+)$

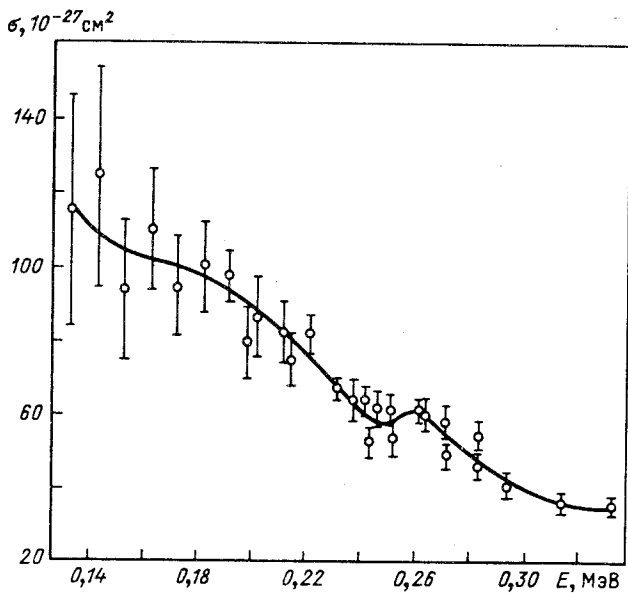


Рис.6. То же, что и на рис.4, в реакции  ${}^7\text{Li}(t, n)$

характеристик по имеющимся экспериментальным данным не представляется возможным. Здесь требуется измерение дифференциальных сечений по отдельным каналам и под различными углами. Анализ в нейтронном канале однозначно указывает на резонанс при 260 кэВ, что видно из рис.6. Ширина резонанса оценивается в 20 кэВ, а квантовые характеристики, по-видимому, определяются одной парой чисел из (53).

Резюмируя результаты анализа дифференциальных сечений реакций  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_0)$ ,  ${}^7\text{Li}(t, \alpha_1)$ ,  ${}^7\text{Li}(t, n)$ , можно составить следующую схему неизвестных ранее уровней ядра  ${}^{10}\text{Be}$  вблизи порога  $E_q = 17,2498$  МэВ канала  ${}^7\text{Li} + t$  (табл.7). Само существование уровня  $1^-$  ( $E_x = 17,11$  МэВ) находится под вопросом, так как он не обнаружен в экспериментально исследуемой области  $E_t = 80 \div 500$  кэВ. Наблюдаемый рост дифференциальных сечений с приближением к порогу  ${}^7\text{Li} + t$  (см. рис.4, 6) может быть обусловлен не обязательно наличием окологорогового резонанса, но также парциальной волной с  $l = 1$ , дающей линейную зависимость от энергии  $E_t$  (52). Теоретическая функция (52) определена только выше порога. Делать предсказания с ее помощью ниже порога нельзя.

Таблица 7. Уровни ядра  ${}^{10}\text{Be}$  вблизи порога канала  ${}^7\text{Li} + t$

$E_x$ , МэВ	$\Gamma_{\text{с.ц.и.}}$ , кэВ	$J^\pi$	$T$
$(17,11 \pm 0,02)$	$(100 \pm 30)$	$1^-$	1
$17,37 \pm 0,01$	$60 \pm 30$	$0^+$	1
$17,40 \pm 0,005$	$15 \pm 2$	$2^-$	1
$17,43 \pm 0,005$	$15 \pm 2$		1

Фазовый анализ упругого рассеяния протонов на ядрах  ${}^7\text{Li}$  вблизи двух порогов реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ . Теория резонансных пороговых явлений нашла применение [63, 64] в фазовом анализе дифференциальных сечений  ${}^7\text{Li}(p, p){}^7\text{Li}$ , измеренных в интервале энергий протонов  $E_p = 1,35 \div 3$  МэВ в л.с. [2] под шестью углами рассеяния  $\theta$ , равными 70, 90, 110, 130, 150,  $167,1^\circ$  в с.ц.и. При энергиях протонов  $E_q = 1,88$  МэВ и  $E_q = 2,3705$  МэВ открываются два порога реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ , отвечающие образованию ядра  ${}^7\text{Be}$  в основном и первом возбужденном состояниях. Фазовый анализ осложняется двумя обстоятельствами: открытыми конкурирующими каналами реакций [10]  $(p, p_1)$ ,  $(p, \alpha)$ ,  $(p, \gamma)$ , а также

существованием четырех резонансных состояний составного ядра  ${}^8\text{Be}$ , представленных в табл.8 [10].

Таблица 8. Характеристики уровней ядра  ${}^8\text{Be}$  и соответствующие им энергии налетающих протонов  $E_{pc}$  (с.ц.и.) и  $E_p$  (л.с.)

Номер уровня	$E_x$ , МэВ	$J^\pi$	$T$	$\Gamma$ , кэВ	$E_{pc}$ , МэВ	$E_p$ , МэВ
1	18,91	$2^-$	0	$48 \pm 20$	1,656	1,893
2	19,07	$3^+$	1	$270 \pm 20$	1,816	2,075
3	19,24	$3^+$	0	$230 \pm 30$	1,986	2,270
4	19,4	$1^-$	0	$\sim 650$	2,146	2,453

Уровни ядра  ${}^8\text{Be}$  отсчитываются от первого нейтронного порога. Выполненный ранее в работе [65] фазовый анализ по тем же экспериментальным данным [2] не мог удовлетворить по той причине, что в нем не используется теория пороговых явлений, позволяющая предсказать энергетическую зависимость физических величин. Было решено провести фазовый анализ заново, выполнив предварительные исследования возможностей адекватного описания экспериментальных данных с помощью теоретической функции путем варьирования параметров по МНК.

Первоначальная попытка теоретического описания первого порогового и ближайшего к нему резонансного уровня  $2^-$  (см. табл.8) в энергетическом интервале, охватывающем эти два состояния, не привела к успеху. Дальнейшее расширение энергетического интервала и включение в теоретическую функцию очередного состояния составного ядра, находящегося в этом интервале, улучшало описание экспериментальных данных. Наилучшее описание было достигнуто тогда, когда в теоретическую функцию входили оба пороговых состояния и все четыре резонанса ядра  ${}^8\text{Be}$  (табл.8). Эти исследования показали, что все шесть состояний сильно взаимодействуют между собой. Влиянием резонансов  ${}^8\text{Be}$  на концах исследуемого энергетического интервала пренебрегалось. Описание дифференциального сечения упругого рассеяния  ${}^7\text{Li} + p$  дается формулой [23]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = \frac{1}{8} |f_c + f_N|^2, \quad (54)$$

где  $1/8$  — статистический фактор. Кулоновская  $f_c$  и ядерная  $f_N$  части амплитуды представляются в виде:



$$f_c = \frac{\sqrt{\pi}}{k_p} [-C_{p'}(\theta_{p'})] \delta_{pp'};$$

$$C_p(\theta_p) = \frac{\eta_p}{\sqrt{4\pi} \sin^2(\theta_p/2)} \exp \{2i\eta_p \ln \sin \frac{\theta_p}{2}\}; \quad (55)$$

$$f_N = \frac{i\sqrt{\pi}}{k_p} \sum \sqrt{2l+1} Y_{l'm'}(\Omega_{p'}) (s'l\nu 0 | JM) (s'l'\nu'm' | JM) T_{p's'l',psl}^{J\pi};$$

$$T_{p's'l',psl}^{J\pi} = \exp(2i\omega_{p'l'}) \delta_{p's'l',psl} - U_{p's'l',psl}^{J\pi},$$

где  $\Omega_p, \theta_p$  — телесный и полярный углы рассеяния;  $\nu, m, M$  — проекции  $s, l, J$  соответственно. Штрихованные квантовые числа относятся к выходному каналу. Матрица рассеяния  $U$  и кулоновская фаза  $\omega$  определены в (20) и (2) соответственно. Общий вид матричных элементов  $U$  давался в одноканальном приближении с учетом поправки от многоканальных формул (21) в виде перераспределения действительных частей амплитуд  $\Re, a$  в пользу мнимых:

$$U_{p's'l',psl}^{J\pi} = P_{l'}^{1/2}(E_{p'}) (\Re_{s'l',sl}^{J\pi} + \sum_N \frac{(a_N^{J\pi})_{s'l',sl}}{E - E_N^{J\pi} + i\Gamma_N^{J\pi}/2}) P_l^{1/2}(E_p) \times$$

$$\times [1 - \sum_{n, s_n, l_n} (C_n^{J\pi})_{s_n l_n sl} (E - E_{qn})^{l_n + 1/2}]. \quad (56)$$

Здесь сумма по  $N$  включает все резонансные состояния составного ядра с одним набором квантовых чисел  $J, \pi$ . Сумма по  $n$  означает суммирование по всем пороговым энергиям  $E_{q, n}$ . Коэффициенты  $C_n$  в отсутствие открытых каналов реакций  $(p, p_1), (p, \alpha), (p, \gamma)$  должны быть действительными и положительными параметрами связи  $(p, n)$  каналов, что вытекает из соотношения унитарности. Таковыми они были приняты в расчетах дифференциальных сечений. На самом деле замена многоканальных формул (23) одноканальной (56) может привести к комплексным значениям  $C_n$ .

Еще одним допущением в расчетах было ограничение нулевыми орбитальными моментами в пороговых каналах. Это означало, что пороговые состояния возбуждались парциальными волнами с четными орбитальными моментами  $l$ , равными 0, 2, поскольку зеркальные ядра  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  в основном и первом возбужденных состояниях обладают одними и теми же спинами и четностями, равными  $3/2^-$  и  $1/2^-$  соответственно [10]. Теоретическая функция, описывающая энергетическую зависимость дифференциального сечения (54), содержала 28 действительных параметров.

20 из них зависели от угла рассеяния, и восемь являлись параметрами энергии  $E$  и ширины  $\Gamma$  четырех резонансов ядра  ${}^8\text{Be}$  (см. табл.8). Представлялось интересным проверить независимость параметров уровней  ${}^8\text{Be}$  от угла рассеяния и их соответствие рекомендованным значениям, представленным в табл.8, а также оценить качество описания дифференциальных сечений под различными углами.

Таблица 9. Параметры резонансов из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на  ${}^7\text{Li}$ . Энергии даны в с.ц.и.

Параметр	Угол рассеяния (в с.ц.и.), град							Данные [10]
	70	90	110	130	150	167,1	Среднее	
Число точек	74	97	73	79	69	73	—	—
$\min \chi^2$	107	263	92	306	319	545	—	—
$E_p$ , МэВ	1,18–2,23	1,17–2,62	1,18–2,28	1,18–2,64	1,18–2,3	1,18–2,42	—	—
$E_2^-$ , МэВ	1,654	1,650	1,657	1,654	1,664	1,670	1,654	1,656
$\Gamma_2^-$ , кэВ	49,6	47,8	48,6	48,0	74,0	75,2	48,5	$48 \pm 20$
$E_2^{3+}$ , МэВ	1,802	1,804	1,809	1,803	1,789	1,796	1,801	$1,816 \pm 0,03$
$\Gamma_2^{3+}$ , кэВ	281	301	275	290	318	301	295	$270 \pm 20$
$E_3^{3+}$ , МэВ	1,965	1,965	1,959	1,964	1,950	1,978	1,963	$1,986 \pm 0,025$
$\Gamma_3^{3+}$ , кэВ	211	206	210	208	191	194	203	$230 \pm 30$
$E_1^-$ , МэВ	2,145	2,146	2,142	2,144	2,147	2,149	2,145	2,146
$\Gamma_1^-$ , кэВ	651	637	636	649	641	626	640	$\sim 650$

Теоретическое описание дифференциального сечения проводилось следующим образом. Для каждого из шести углов рассеяния в теоретической функции сначала фиксировались восемь параметров уровней ядра  ${}^8\text{Be}$  на рекомендованных значениях (табл.8) и варьировались 20 остальных параметров по МНК. После достижения наилучшего описания параметры уровней освобождались и варьировались все 28 параметров. При этом было достигнуто заметное улучшение описания по сравнению со случаем варьирования 20 параметров, однако параметры уровней ядра  ${}^8\text{Be}$  изменились незначительно. Результаты анализа по МНК сведены в табл.9.

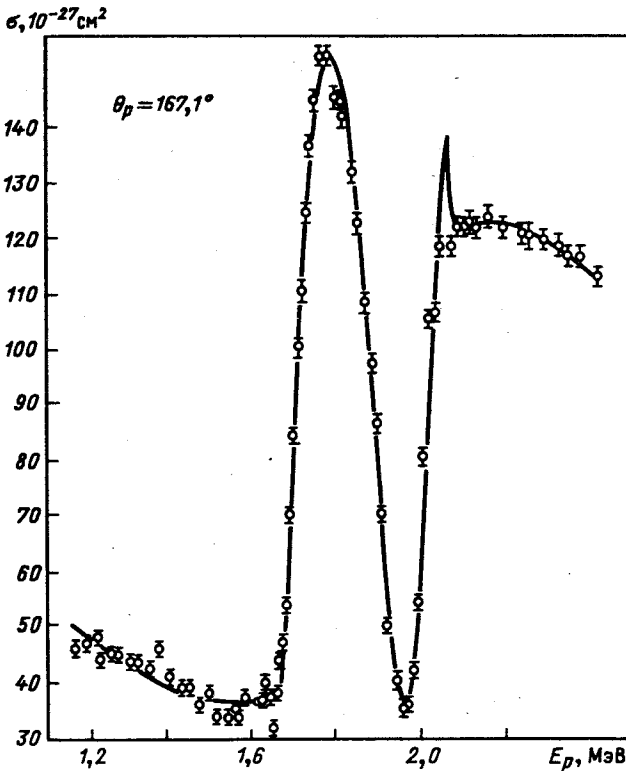


Рис. 7. Теоретическое описание функции возбуждения в рассеянии  ${}^7\text{Li}(p, p){}^7\text{Li}$  под углом  $167,1^\circ$

В таблице для каждого угла рассеяния представлены число экспериментальных точек, минимальное значение  $\chi^2$ , ширина энергетического интервала и вычисленные значения параметров резонансов составного ядра  ${}^8\text{Be}$ . Экспериментальная точность данных в работе [2] составляет 1—3% в зависимости от сечения. Значения  $\min \chi^2$ , отнесенные к одной точке, нарастают в среднем от 1,8 для углов  $70$ — $110^\circ$  до 5,3 для углов  $130$ — $167,1^\circ$ , т.е. отклонение расчетной кривой от экспериментальных точек не выходит за пределы двойных погрешностей. Наибольшее отклонение наблюдается для угла  $167,1^\circ$ . На рис. 7 проиллюстрировано качество описания дифференциального сечения под этим углом. Видно, что первая пороговая аномалия убедительно воспроизводится расчетами, вторая проявляется несколько слабее. Хорошо описывается область сильной интерференции изоспинового дублета состояний  $J^\pi = 3^+$  с  $T = 1$

( $E = 1,801$  МэВ) и  $T = 0$  ( $E = 1,963$  МэВ) в  ${}^8\text{Be}$ . Из табл.9 следует, что разбросы значений  $E_N$ ,  $\Gamma_N$  малы. Таким образом, в результате проведенного анализа было установлено следующее: 1) теория работоспособна и адекватно описывает экспериментальные данные в случае взаимодействия двух пороговых и четырех резонансных состояний составного ядра  ${}^8\text{Be}$  в интервале энергий 1 МэВ; 2) параметры резонансов составного ядра не зависят от угла рассеяния и совпадают с рекомендованными [10] в пределах указанной выше точности; 3) дублет уровней  $3^+$  смещен на 15—20 кэВ вниз по энергии, что можно объяснить пренебрежением пороговыми состояниями с  $l_n = 1$ , возбуждаемыми парциальными волнами с нечетными орбитальными моментами  $l_p$ , равными 1; 3. По нашим данным, «пороговый» уровень (18,91 МэВ,  $J^\pi = 2^-$ ;  $T = 0$ ) расположен на 10 кэВ выше нейтронного порога на основное состояние  ${}^7\text{Be}$  и является обычным квазистационарным состоянием ядра  ${}^8\text{Be}$ . Это утверждение согласуется с наблюдением резонанса при  $E = 1,658$  МэВ ( $\Gamma = 50$  кэВ) в сечении реакции  ${}^7\text{Li} (p, \gamma) {}^8\text{Be}^*$  (16,6 и 16,9 МэВ)  $\rightarrow 2\alpha$  [10], но противоречит выводу [66] о том, что это состояние — виртуальное, т.е. расположено ниже порога ( $Q_{pn_0} = 1,646$  МэВ). Такое заключение получено на основе анализа энергетической зависимости сечения реакции  ${}^7\text{Li} (p, n_0) {}^7\text{Be}$  и сдвига фазы  ${}^5S_2$  [60] вблизи порога в приближении длины рассеяния. Оценка ширины ( $\Gamma = 50$  кэВ) близка к полученному нами значению. Заметим, что положение полюса  $S$ -матрицы (42 кэВ от действительной оси в комплексной энергетической плоскости) соответствует брейт-вигнеровской ширине 84 кэВ. Если бы выявленный нами резонанс с шириной 46 кэВ был виртуальным, то его положение было бы на 24 кэВ ниже порога, т.е. ниже на 34 кэВ того значения, которое получено при описании эксперимента. Причиной отмеченного расхождения в положении  $2^-$ -состояния, видимо, является различие в теоретических подходах при описании одних и тех же данных.

Второе «пороговое» состояние  ${}^8\text{Be}$  (19,4 МэВ,  $1^-$ ) проявляется вблизи второго порога ( $Q_{pn_1} = -2,073$  МэВ) очень слабо, что, видимо, отражает малость резонансного усиления, которое зависит от  $\Gamma_p/\Gamma$ . Полная ширина  $\Gamma = 650$  кэВ в 13 раз больше, чем в первом резонансе, за счет роста нейтронной ширины  $\Gamma_{n_0}$  в открытом канале. При сохранении величины  $\Gamma_p$  эффект усиления резко падает за счет большого роста  $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_{n_0} + \Gamma_{n_1}$ . После предварительного исследования дифференци-

ального сечения упругого рассеяния протонов на ядрах  ${}^7\text{Li}$  был проведен его фазовый анализ. Успешное решение этой задачи во многом зависело от правильного выбора параметров теоретической функции. Параметры должны удовлетворять следующим условиям: 1) независимость от угловых и энергетических переменных; 2) их взаимная независимость; 3) число параметров минимально. Взаимная независимость параметров и независимость их от угловых переменных решена в работах Сейлера [65,67]. Независимость от энергии решается разложением параметров в ряд по степени энергии вблизи нейтронных порогов, а минимальное число параметров определяется физической постановкой задачи и техническими возможностями ЭВМ.

В области энергий налетающих протонов  $E_p < 3$  МэВ можно ограничиться рассмотрением парциальных волн с  $l_p \leq 2$ . Спин канала принимает два возможных значения  $s = 1; 2$ . В этих условиях определенному набору чисел  $J, \pi$  отвечает не более трех каналов упругого рассеяния, что вытекает из правила треугольников при сложении моментов  $l$  и  $S$  и сохранения четности. Согласно [65] и [67], матрица упругого рассеяния может быть представлена в терминах собственных фаз  $\delta_{c(p)}^{J^\pi}$  и действительных ортогональных матриц  $u^{J^\pi}$ :

$$U_{c(m),c(n)}^{J^\pi} = \sum_{p=1}^3 u_{pm}^{J^\pi} u_{pn}^{J^\pi} \exp(2i\delta_{c(p)}^{J^\pi}), \quad (57)$$

где  $c(i)$  — метка канала, определяющая комбинацию чисел  $s_i, l_i$  в  $i$ -й собственной фазе  $\delta_{c(i)}$ . Матрицы  $u^{J^\pi}$  даются в терминах параметров смешивания  $\epsilon, \zeta, \eta$ :

$$\begin{aligned} u_{11} &= \cos \eta \cos \zeta; & u_{12} &= \sin \eta \cos \zeta; & u_{13} &= \sin \zeta; \\ u_{21} &= -\cos \epsilon \sin \eta - \sin \epsilon \sin \zeta \cos \eta; \\ u_{22} &= \cos \epsilon \cos \eta - \sin \epsilon \sin \zeta \cos \eta; & u_{23} &= \sin \epsilon \cos \zeta; \\ u_{31} &= \sin \epsilon \sin \eta - \cos \epsilon \sin \zeta \cos \eta; \\ u_{32} &= -\sin \epsilon \cos \eta - \cos \epsilon \sin \zeta \sin \eta; & u_{33} &= \cos \epsilon \cos \zeta. \end{aligned} \quad (58)$$

Параметр  $\epsilon$  смешивает спины канала  $s$  без смешивания орбитальных моментов  $l$ ;  $\zeta$  смешивает  $l$  без смешивания  $s$ ;  $\eta$  связывает парциальные волны с различными  $l$  и  $s$ .

Когда имеют место только два канала упругого рассеяния для заданных  $J^\pi$  с возможным смешиванием спиновых каналов, уравнение (57) все еще можно использовать, положив в нем член с  $p = 1$  равным нулю, а в уравнениях (58)  $\eta = \zeta = 0$ . Если возможен только один канал упругого

рассеяния, тогда  $U = \exp(2i\delta)$  для этого канала. Исключение составляет случай  $J^\pi = 3^+$ , где в одном канале  $s, l = 2$ ; 1 существует дублет состояний составного ядра  ${}^8\text{Be}$  с  $T = 1; 0$ . Согласно теории ядерных реакций (20), (23) соответствующий элемент матрицы рассеяния можно представить в виде двух членов:

$$U_{21,21}^{3^+} = \frac{1}{2} \sum_{N=2,3} \exp(2i\delta_{21,N}^{3^+}). \quad (59)$$

Используя соотношения (21), найдем энергетическую зависимость собственных фазовых сдвигов:

$$\begin{aligned} \delta_{c(p)}^{J^\pi} &= \Delta_{c(p)}^{J^\pi} + \delta_{c(p),N}^{J^\pi} + \frac{i}{2} \sum_n a_{c(p),n}^{J^\pi} (E - E_{qn})^{l+1/2} \times \\ &\times [1 + \frac{1}{3} (a_{c(p),n}^{J^\pi})^2 (E - E_{qn}) \delta_{l0}], \end{aligned} \quad (60)$$

где  $\delta_{c(p),N}^{J^\pi}$  — фаза резонансного рассеяния,

$$\delta_{c(p),N}^{J^\pi} = \arctg \frac{\Gamma_N^{J^\pi}}{2(E_N^{J^\pi} - E)} \quad (61)$$

В случае отсутствия резонанса для набора чисел  $J^\pi$  вклад резонансной фазы полагается равным нулю.

Фазовые сдвиги (60) представляют собой разложение функции энергии в ряд по степеням  $E$  до  $E^{3/2}$ , поскольку учитываются пороговые состояния с  $l = 0; 1$ . Следовательно, фаза потенциального рассеяния  $\Delta_{c(p)}^{J^\pi}$  является линейной (целой) функцией энергии. В целях сокращения числа параметров было условлено считать  $\Delta_{c(p)}^{J^\pi}$  постоянной величиной, усредненной по энергетическому интервалу. Параметры  $a^{J^\pi}$  связи  $(p, n)$ -каналов являются действительными постоянными величинами. Сходство нашего подхода и подхода в работе [65] к решению задачи фазового анализа заключается в том, что описание производится в терминах собственных фаз  $\delta$  и действительных ортогональных матриц  $u^{J^\pi}$ . Однако есть и существенные различия в этих двух подходах. В работе [65] фазовые сдвиги варьировались по методу наименьших квадратов (МНК) как неизвестные функции энергий. В нашей работе энергетическая зависимость фаз определена теоретически и варьировались параметры  $\Delta, a, \epsilon, \zeta, \eta$ , являющиеся, фактически, постоянными величинами. Кроме того, в работе [65] дублет состояний ядра  ${}^8\text{Be}$  с  $J^\pi = 3^+$  и  $T = 1; 0$  описывается одной фазой рассеяния  $\delta_{21}^{3^+}$  ( ${}^5P_3$ ). У нас дублет описывается двумя фазами

$\delta_{21,N}^{3+}$ , где  $N$  равно 2 и 3. В работе [65] вклад конкурирующих каналов реакций  $(p, n)$ ,  $(p, p_1)$ ,  $(p, \alpha)$  учитывается введением мнимых частей в собственные фазы  $\delta$ , причем мнимые части фаз также варьировались. В нашей работе вклад каналов реакций  $(p, n)$ , дающих наибольший вклад, учтен точно путем введения в фазы (60) пороговой энергетической зависимости с параметрами  $a^{\text{пр}}$ . Вклад каналов реакций  $(p, p_1)$ ,  $(p, \alpha)$  задается численно следующим образом. С помощью соотношения унитарности вблизи первого нейтронного порога вычисляется абсолютное значение соответствующих элементов матрицы рассеяния исходя из известных значений сечений этих реакций. Так, для реакции  $(p, p_1)$  было вычислено значение  $\left| U_{p_{10}, p_{10}}^{1-} \right|^2 = 0,467$ , откуда следует, что матричный элемент  $U_{p_{10}, p_{10}}^{1-}$  (57) надо умножить на 0,730. При этом предполагается, что энергетическая зависимость фазового сдвига (60) не меняется. Вопрос о том, влияет ли канал реакции  $(p, p_1)$  на другие элементы матрицы рассеяния, остается открытым. Законы сохранения момента и четности не препятствуют этому. Наше ограничение одним элементом  $U_{p_{10}, p_{10}}^{1-}$  является лишь правдоподобным допущением, вытекающим из факта слабой анизотропии в угловом распределении протонов  $p_1$  [68]. Аналогичное допущение сделано в работе [65]. Сложнее обстоит дело с определением вклада канала реакции  $(p, \alpha)$ . Из-за сильной анизотропии в угловом распределении  $\alpha$ -частиц [69] приходится учитывать орбитальные моменты  $l$ , равные 0,2. Из дифференциального сечения реакции  $(p, \alpha)$  нельзя однозначно определить абсолютные значения элементов матрицы реакций. Поэтому сначала были найдены пределы изменения их значений, а потом выбраны средние значения. При определении абсолютных значений элементов матрицы рассеяния с помощью соотношения унитарности существенно использовался тот факт, что параметр смешивания спинов каналов  $\varepsilon^{2+} = 0$ . В результате были выбраны следующие значения абсолютных величин:

$$\left| U_{11, 11}^{0+} \right|^2 = 0,837; \quad \left| U_{11, 11}^{2+} \right|^2 = 0,933; \quad \left| U_{21, 21}^{2+} \right|^2 = 0,98. \quad (62)$$

В работе [65] влияние реакции  $(p, \alpha)$  испытывает только один фазовый сдвиг  $\delta_{11}^{0+}$ . Влиянием реакции  $(p, \gamma)$  на фазовые сдвиги у нас и в работе [65] пренебрегалось. Вместо полученных чисел (62) можно было бы ввести в соответствующие фазовые сдвиги дополнительные варьируемые параметры. Мы отказались от этого пути, не желая перегружать и без того сложную задачу. Фазовые сдвиги содержат 17 параметров  $\Delta$ , 13 пара-

Таблица 10. Параметры фазовых сдвигов

$J^\pi$	$s, l$	$\Delta_{sl}^{J^\pi}$	$a_1^{J^\pi}$	$a_2^{J^\pi}$	$\varepsilon^{J^\pi}$	$\zeta^{J^\pi}$	$\eta^{J^\pi}$
$0^-$	2,2	-0,08	—	—	—	—	—
$0^+$	1,1	0,277	-0,414	-1,211	—	—	—
$1^-$	1,0	-1,367	0,956	0,122	—	—	—
	2,2	-1,841	—	—	-1,35	-0,8	-0,14
	1,2	-2,152	—	—	—	—	—
$1^+$	1,1	-0,576	-0,181	0,89	1,565	—	—
	2,1	0,263	-0,278	—	—	—	—
$2^-$	2,0	-4,666	0,048	—	—	—	—
	1,2	0,048	—	—	3,06	0,23	1,56
	2,2	0,254	—	—	—	—	—
$2^+$	1,1	0,149	0,536	-4,106	-0,036	—	—
	2,1	-0,202	-2,159	—	—	—	—
$3^-$	2,2	0,181	—	—	1,17	—	—
	1,2	0,0053	—	—	—	—	—
$3^+$	2,1	1,335	-2,027	—	—	—	—
	2,1	-1,569	1,628	—	—	—	—
$4^-$	2,2	-0,064	—	—	—	—	—

Примечание.  $\Delta, \varepsilon, \zeta, \eta$  - в рад,  $a_1^{J^\pi}$  в (МэВ) $^{-1/2}$ ,  $a_2^{J^\pi}$  в (МэВ) $^{-3/2}$ .

метров связи ( $p, n$ )-каналов  $a$ , 9 параметров смешивания  $\varepsilon, \zeta, \eta$ . При необходимости параметры резонансов  $E$  и  $\Gamma$   $N = 1+4$  также могут варьироваться.

В табл.10 сведены все 39 параметров фазовых сдвигов, полученных в результате наилучшего описания дифференциального сечения рассеяния  ${}^7\text{Li}(p, p){}^7\text{Li}$ .

Из табл.10 следует, что фазы потенциального рассеяния  $\Delta$  малы по абсолютному значению для орбитальных моментов  $l = 1, 2$ , что является естественным для рассматриваемой области низких энергий налетающих протонов. Исключения составляют состояния с  $J^\pi$ , равным  $1^-$  и  $3^+$ . Для случая с  $J^\pi = 1^-$  это связано, по-видимому, с некорректным учетом конкурирующего канала реакции ( $p, p_1$ ), когда его действие согласно соотношению унитарности для матрицы рассеяния мы перенесли на один матричный элемент  $U_{10,10}^{1-}$  упругого рассеяния. Законы сохранения момента и четности позволяли распределить это действие на 14 матричных элементов. Другое исключение в случае с  $J^\pi = 3^+$  связано с тем, что изотопический дублет состояний с  $T$ , равным 1,0, сильно взаимодействует



между собой. Разность фаз  $\Delta_{22}^{T=1} - \Delta_{21}^{T=0} = 2,9$  близка к  $\pi$ , что свидетельствует об их сильной интерференции. Раздельный анализ фазовых сдвигов для положительных и отрицательных четностей показывает следующее. Для  $\pi = (-)$  и  $l = 2$  фазы  $\Delta_{22}^{J^-} > \Delta_{12}^{J^-}$ , т.е. потенциальное рассеяние более интенсивно в состоянии с параллельными спинами протона и ядрамишени ( $s = 2$ ), чем с антипараллельными спинами ( $s = 1$ ). Для данного  $J^-$  знаки у фаз  $\Delta_{22}^{J^-}$ ,  $\Delta_{12}^{J^-}$  одинаковы. Фазы с  $l = 0$  отрицательны и велики по абсолютному значению, что характерно для  $S$ -фаз рассеяния. Для  $\pi = (+)$  фазы с параллельными и антипараллельными спинами имеют противоположные знаки, причем для  $s = 1$  четным  $J$  отвечают положительные знаки, нечетным  $J$  — отрицательные. Для  $s = 2$  эта последовательность обратная.

Рассмотрим параметры смешивания  $\epsilon$ ,  $\zeta$ ,  $\eta$ . Во всех состояниях, кроме  $2^+$ , происходит интенсивное смешивание волн с различными спинами. И лишь  $\epsilon^{2^+} = 0$ . Этот факт был использован при распределении влияния канала реакции  $(p, \alpha)$  на элементы матрицы упругого рассеяния (62) с  $J^\pi = 2^+$ . Значения параметров  $\zeta$ , смешивающих состояния с различными орбитальными моментами, указывают на значительную роль нецентральных сил в канале  $p + {}^7\text{Li}$ , хотя составное ядро  ${}^8\text{Be}$  является четночетным и вклад тензорных сил должен быть минимальным. Интересно отметить, что все три параметра смешивания в состоянии  $J^\pi = 1^-$  имеют отрицательный знак, а в состоянии  $2^-$  — положительный.

Большой интерес для изучения ядерных взаимодействий представляют параметры связи аналоговых  $(p, n)$ -каналов. Хотя между ними и сечением (амплитудой) реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  нет простой связи, это сечение может быть вычислено. Кроме того, параметры связи  $(p, n)$ -каналов дают возможность оценить эффективные размеры ядра в нейтронных пороговых состояниях. Из максимальных значений  $a^{\pi\pi}$  табл. 10 найдем, что эффективные размеры ядра  ${}^8\text{Be}$  могут превосходить в 1,5 раза для  $S$ -порога и в 3 раза для  $P$ -порога размеры ядра в основном состоянии.

Сравним результаты фазового анализа с результатами, полученными в работе [65].  $S$ -фазы  $\delta_{20}^{2^-}$  и  $\delta_{10}^{1^-}$  в [65] не являются резонансными. Фаза  $\delta_{20}^{2^-}$  имеет «касп» в области первого нейтронного порога. В остальной области энергий обе  $S$ -фазы являются практически постоянными, близкими к нулю. В наших расчетах  $S$ -фазы имеют большие отрицательные значения, а в области резонансов возрастают на  $\pi$ , причем в точках нейтронных порогов терпят «излом»  $\sim (E - E_q)^{1/2}$  согласно соотношению (60).  $D$ -фазы в состояниях  $J^\pi = 0^-, 3^-, 4^-$  постоянны, а в состояниях с

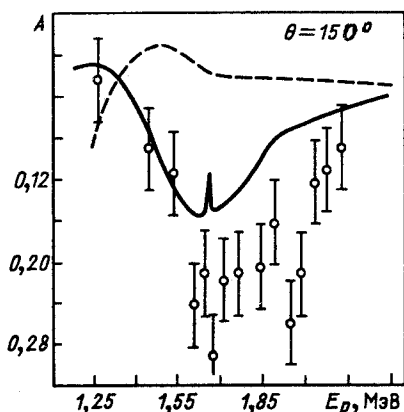


Рис. 8. Анализирующая сила в упругом рассеянии поляризованных протонов на ядрах  ${}^7\text{Li}$  под углом  $150^\circ$ .

$J^\pi = 2^-, 1^-$  являются резонансными. Все они не имеют пороговых особенностей. В работе [65]  $D$ -фазы не приведены.

Сравнение  $P$ -фаз показывает, что в работе [65] две  $P$ -фазы  $\delta_{21}^{2+}$  и  $\delta_{21}^{3+}$  имеют аномальное поведение. Для  $\delta_{21}^{2+}$  это связано, по-видимому, с не-

учетом вклада канала реакции  $(p, \alpha)$  в состояние  $2^+$ . Нерегулярность  $P$ -фазы в состоянии  $3^+$  обусловлена интерференцией двух уровней изотопического дублета состояний с  $T = 1; 0$ , хотя описывается в [65] одним фазовым сдвигом вместо двух. В нашей работе  $P$ -фазовые сдвиги  $\sim (E - E_q)^{3/2}$ , а для изотопического дублета  $3^+$  являются еще и резонансными. Интересно сравнить наши результаты с результатами фазового анализа  $\alpha\alpha$ -рассеяния, приведенными в работе [70]. В фазах  $\delta_0, \delta_2, \delta_4$  отчетливо видны пороговые аномалии при  $E = 39$  МэВ, отвечающие первому и второму нейтронным порогам. Пороговые аномалии в фазах  $\delta_0$  и  $\delta_2$  обязаны  $P$ -пороговым состояниям, а в фазе  $\delta_4$   $F$ -пороговому состоянию ( $l = 3$ ). Эти экспериментальные данные свидетельствуют о существенном влиянии на фазовый анализ пороговых состояний не только с  $l = 0$ , но и с высокими моментами.

Отличие вычисленных нами фаз от фаз работы [65] объясняется не только различными подходами, но и числом фазовых сдвигов, в которых учитываются каналы рассеяния и различных проекций. Для сравнения приведем эти числа соответственно для нашей работы и работы [65]: в реакции  $(p, p)$  — 17 и 16, в реакции  $(p, n)$  — 9 и 3, в реакции  $(p, \alpha)$  — 3 и 1, в реакции  $(p, p')$  — 1 и 1.

Числовые значения фазовых параметров, приведенные в табл. 10, были использованы для расчета поляризации протонов, упруго рассеянных на ядрах  ${}^7\text{Li}$  на углы  $70, 90, 110, 130$  и  $150^\circ$ . Экспериментальные значения поляризации для тех же углов приведены в [65]. Расчеты показали качественное согласие теории и эксперимента при углах  $70$ — $90^\circ$ . С ростом угла и уменьшением роли кулоновского рассеяния согласие становится количественным, что говорит об адекватности теории и достаточно надеж-

ных оценках параметров «ядерного» рассеяния. На рис.8 представлены расчеты поляризации под углом  $150^\circ$ . Там же пунктиром приведены расчеты поляризации с учетом только  $S$ -пороговых состояний. Ясно, что эти расчеты не отвечают эксперименту. На наш взгляд, последний результат является неожиданным, так как в пороговом канале и в канале упругого рассеяния вклад от  $P$ -волн невелик, за исключением резонансных состояний  $3^+$  изотопического дублета. Связь  $(p, n)$ -каналов в состоянии с  $l = 1$  коренным образом меняет поляризацию протонов в упругом канале.

Исследование малонуклонных систем методом резонирующих групп. Метод резонирующих групп (МРГ) успешно применяется для анализа структуры ядер и описания сечений ядерных реакций вблизи порогов в малонуклонных системах [37—42] в области энергий возбуждения  $\sim 20$  МэВ. В работе [37] изучался непрерывный спектр ядра  ${}^4\text{He}$  между порогом реакции  $p + T$  и  $n + {}^3\text{He}$  и  $0^+$ -резонанс с энергией 0,3 МэВ над  $p + T$ -порогом. Было показано, что в одноканальном приближении (канал  $p + T$ )  $0^+$ -резонанс отсутствует. Подключение нейтронного закрытого канала приводит к появлению  $0^+$ -резонанса с шириной  $\Gamma^0 = 1,63$  МэВ (экспериментальное значение  $\Gamma_{\text{экср}}^0 = 0,27$  МэВ). После учета третьего, закрытого  $d + d$ -канала теоретические параметры резонанса  $E^0 = 0,12$  МэВ и  $\Gamma^0 = 0,26$  МэВ оказались близкими к экспериментальным. Следовательно, перераспределение амплитуд волновой функции (62) между каналами  $pT, n{}^3\text{He}, dd$  способствует формированию  $0^+$ -резонанса. Этот резонанс удовлетворительно описывается синглетной фазой рассеяния. Триплетная фаза оказывается много меньше. Представление фазы рассеяния на пороге нейтронного канала по теории пороговых явлений в виде ряда

$$\delta_0(e) = \delta_0^{(0)} - A(E - E_q)^{1/2}$$

позволяет вычислить мнимую часть синглетной длины рассеяния нейтрона на  ${}^3\text{He}$  и, следовательно, найти эффективное сечение захвата тепловых нейтронов ядром  ${}^3\text{He}$ . Расчеты проводились с потенциалом Хасегавы — Нагаты и в трехканальном приближении удовлетворительно описывают все известные экспериментальные данные о взаимодействии  $p + T$  и  $n + {}^3\text{He}$  в области между порогом этих каналов и несколько выше  $n + {}^3\text{He}$ -порога.

Таким образом, кулоновский барьер в  $p + T$ -канале не может обеспечить появление резонансного состояния.  $0^+$ -резонанс формируется под воздействием динамики трех связанных каналов ( $pT, n{}^3\text{He}, dd$ ) распада ядра  ${}^4\text{He}$ . В [38] утверждается, что  $0^+$ -резонанс есть суперпозиция протых  $1p - 1h$  возбуждений.

Иными свойствами обладает резонанс  $3^+/2$  составного ядра  ${}^5\text{He}$  и зеркального к нему ядра  ${}^5\text{Li}$ . Расчеты сечений зеркальных реакций  $d(T, n)$ ,  $d({}^3\text{He}, p)$  в области подбарьерных энергий с потенциалом Хасегавы — Нагаты представлены в работах [39, 40]. В одноканальном  $d + T({}^3\text{He})$  приближении фаза рассеяния  $\delta_1$  имеет ярко выраженное резонансное поведение, что отражает факт проникновения сталкивающихся ядер в область составного ядра. Учет связи с выходным каналом не приводит к качественному изменению  $\delta_1$ . В то же время связь входного и выходного каналов существенным образом изменяет поведение фазы  $\delta_2$  в выходном канале  $n + \alpha$  ( $p + \alpha$ ). В одноканальном приближении фаза  $\delta_2$  практически постоянна. Учет связи каналов приводит к резкой зависимости  $\delta_2$  от энергии и указывает на резонансное поведение ее. Параметры резонанса (энергия и ширина) с учетом связи каналов растут, поскольку наличие второго открытого канала эффективно уменьшает кулоновский барьер, позволяя системе разваливаться по этому каналу. Расчеты энергетической зависимости сечений реакций  $d(T, n)\alpha$ ,  $d({}^3\text{He}, p)\alpha$  хорошо согласуются с экспериментальными данными. Вычислены также значения астрофизического  $S$ -фактора при нулевой энергии. В результате расчетов можно сделать вывод о том, что существование  $3^+/2$ -резонанса обусловлено кулоновским барьером во входном канале. Этот вывод подтверждается анализом волновых функций, где рассчитано отношение квадратов амплитуд волновых функций  $d + t$ - и  $n + \alpha$ -каналов. Оно имеет порядок  $10^2 - 10^3$  в области резонансной энергии.

В работе [40] проанализированы экспериментальные данные реакций  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$  и  ${}^3\text{H}(d, n)\alpha$  [71] с поляризованными дейтронами при низких околопороговых энергиях. Методом резонирующих групп вычислены компоненты тензора поляризации  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$ ,  $T_{11}$ . Все компоненты, кроме  $T_{11}$ , хорошо согласуются с экспериментальными. Компонента  $T_{11}$  по амплитуде вдвое меньше экспериментальной в районе резонанса  $3^+/2$  при 430 кэВ (л.с.к.). Это означает, что кроме парциальной волны  $l = 0$  в резонанс дают вклад волны с  $l = 1; 2$  [40]. Таким образом, показано, что резонанс  $3^+/2$  имеет примесь состояний противоположной четности. Для реакции  ${}^3\text{H}(d, n)\alpha$  эта примесь меньше.

В работе [41] изучался механизм сохранения изоспина в реакции  ${}^4\text{He}(d, {}^3\text{He})T$  с поляризованными дейтронами в энергетическом интервале от порога реакции и выше: 14 ÷ 33 МэВ (с.ц.и.). Улучшенным МРГ вычислялось дифференциальное сечение и компонента  $T_{11}(\theta, E)$  тензора поляризации с целью проверки теоремы Баршая — Теммера

$\sigma(\theta) = \sigma(\pi - \theta)$ . Несохранение изоспина составляет 5—10% и возникает из связи с промежуточной структурой «5+1» в двухступенчатом механизме передачи нуклона.

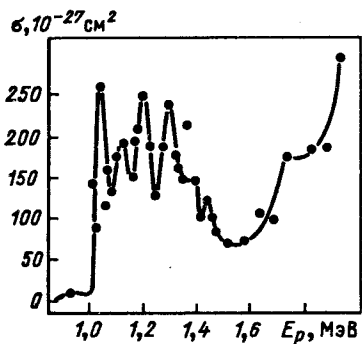
В работах [42, 72] МРГ изучалась система из семи нуклонов. В [42] рассчитан астрофизический  $S$ -фактор реакций  ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$  и  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$  при  $E = 0$  в рамках алгебраической версии МРГ [6]. Учитывался один открытый канал. Влиянием закрытых каналов пренебрегалось. В качестве нуклон-нуклонного потенциала использован потенциал МНН [36], параметры которого выбирались таким образом, чтобы точно воспроизвести экспериментально наблюдаемые характеристики ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ . Вариационные условия стабильности для каждого из кластеров в отдельности не выполняются. Полученные значения  $S$ -фактора:

$$S(0) = 69 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 \cdot \text{кэВ} ({}^7\text{Be}), \quad S(0) = 15,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 \cdot \text{кэВ} ({}^7\text{Li})$$

несколько превосходят результаты экстраполяции экспериментальных данных и совпадают с оценкой, данной в [73]. Расчеты  $S(0)$  проводились также в работе [74] в рамках простой кластерной модели, в которой кластеры считаются бесструктурными. Взаимодействие между ними моделируется локальным потенциалом гауссовой формы. Кулоновское взаимодействие отвечает взаимодействию точечного заряда с равномерно заряженной сферой конечного радиуса. Полученные в [74] значения  $S(0)$ -фактора приблизительно на 30% меньше величин  $S(0)$ , полученных в [42]. Причины расхождения, по-видимому, в том, что параметры модели [74] выбирались из соображений наилучшего описания характеристик свободных кластеров  $\alpha$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ .

В [72] выполнен расчет дифференциального сечения  $\sigma(\theta, E)$  упругого рассеяния поляризованных протонов на ядрах  ${}^6\text{Li}$  в интервале энергий от порога реакции  ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$  и выше: 1,6÷10 МэВ. Предсказана группа из четырех резонансов (1/2, 3/2, 5/2)<sup>-</sup> в ядре  ${}^7\text{Be}$  при энергиях возбуждения 9÷13 МэВ. Фазовый анализ экспериментальных данных [75] по сечению  $\sigma(\theta, E)$  и векторной анализирующей силе  $A(\theta, E)$ , выполненный в работе [72], подтвердил существование четырех широких перекрывающихся резонансов в указанной в [72] области энергий.

Подведем итоги расчетов по МРГ динамики ядерных реакций в малонуклонных системах в пороговой энергетической области. Далеко не полный перечень работ дает представление о широком круге проблем, решаемых этим методом. Отметим, что резонансные состояния  $0^+$  в ядре  ${}^4\text{He}$  и  $3^+/2^-$  в ядрах  ${}^5\text{He}$  и  ${}^5\text{Li}$  вблизи порогов имеют схемы заполнения оболочек  $(1s)^3(2s1d)^1$  и  $(1s)^4(2s1d)^1$  соответственно, оставляя пустой оболочку  $1p$ . Структурно ядро представляет собой остов плюс удаленный нуклон.

Рис. 9. Выход нейтронов в реакции  $^{10}\text{Be}(p, n)^{10}\text{B}$ 

Изучение методом дисперсионной теории пороговых резонансов в реакции  $^{10}\text{Be}(p, n)^{10}\text{B}$ . В работах [77] представлены результаты измерения функции возбуждения реакции  $^{10}\text{Be}(p, n)^{10}\text{B}$  в области энергий налетающих протонов  $E_p < 2$  МэВ. При энергии  $E_p = 0,248$  МэВ открывается первый нейтронный порог, а при  $E_p = 1,039$  МэВ — второй. Выше второго нейтронного порога регистрировались нейтроны из двух каналов реакций  $(p, n_0)$  и  $(p, n_1)$  одновременно. В интервале энергий  $E_p = 1,039 \div 1,4$  МэВ обнаружено несколько (четыре или более) ранее неизвестных резонансов с ширинами  $\sim 50$  кэВ и амплитудами, отличающимися одна от другой не более чем на 30%. Эти резонансы находятся на месте известного S-уровня ядра  $^{11}\text{B}$  с энергией возбуждения 12,56 МэВ, имеющего ширину  $(210 \pm 20)$  кэВ [10] (см. рис.9). Обнаруженные резонансы интерпретируются в работе [48] как пороговые P-резонансные ядра  $^{11}\text{B}$  в реакции  $^{10}\text{Be}(p, n_1)^{10}\text{B}$  ( $E_x = 0,7184$  МэВ,  $1^+$ ). По данным [48] в системе  $n + ^{10}\text{B}(1^+)$  образуются два резонансных состояния со спинами каналов  $1/2, 3/2$ . Каждое из них расщепляется на два со значениями полного момента  $J$ , равного  $1/2, 3/2$ . В результате образуются четыре P-резонанса. Если согласиться с данной трактовкой, то нетрудно вычислить отношения амплитуд P-резонансов. Полная ширина резонансов равна сумме парциальных ширин в каналах  $p, n_0, n_1, \alpha, t, \gamma$ , где только одна парциальная ширина  $\Gamma_{n_1} \sim E_n^{3/2}$  сильно зависит от энергии в области второго нейтронного порога. Полная ширина  $\Gamma$  и все остальные парциальные ширины в пороговой области энергий  $E_p = 1,039 \div 1,4$  МэВ являются слабыми функциями энергии, причем  $\Gamma \gg \Gamma_{n_1}$ . В этом случае отношение амплитуд резонансов определяется отношением парциальных ширин  $\Gamma_{n_1}$  при энергиях, отвечающих энергиям резонансов. Для  $J = 3/2$ , по данным работы [48], надо вычислить отношение амплитуд третьего и первого резонансов. Оно равно:

$$\frac{\Gamma_{n_1}(175 \text{ кэВ})}{\Gamma_{n_1}(30 \text{ кэВ})} = \left(\frac{175}{30}\right)^{3/2} \cong 14.$$

Эта оценка противоречит результатам эксперимента [77]. Следовательно, данная в работе [48] интерпретация природы четырех резонансов, на наш взгляд, несостоятельна. Можно предположить, что широкий  $S$ -резонанс  $^{11}\text{B}$  (12,56 МэВ) фрагментируется на узкие  $S$ -резонансы (рис.9), либо природа его является более сложной, когда узкие резонансы имеют различную природу и различные четности (например, смесь  $S$ - и  $P$ -резонансов). При этом не все из них могут быть пороговыми. Проводимый в настоящее время фазовый анализ упругого рассеяния протонов на ядрах  $^{10}\text{Be}$  [78] показал, что наблюдаемые в упругом рассеянии резонансные структуры аналогичны структурам в нейтронном канале. Можно надеяться, что фазовый анализ поможет прояснить физическую природу уровней ядра вблизи второго нейтронного порога.

## 6. ОТКРЫТЫЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА В ПОРОГОВОЙ ОБЛАСТИ

Исследования пороговых явлений в рамках безмодельных теорий ядерных реакций проводились в области нейтронного порога или выше порога заряженных частиц. Продвижение в подпороговую область рождения заряженных частиц в настоящее время не представляется возможным из-за недостаточности теоретических исследований по этому вопросу. Предварительные исследования для одноименно заряженных частиц ( $Z_1 Z_2 > 0$ ) проведены в работах [1, 3, 79, 80] в  $R$ -матричной теории. Случай разноименно заряженных частиц ( $Z_1 Z_2 < 0$ ) исследован достаточно подробно в [4]. В единой теории ядерных реакций поставленные вопросы не изучались. Их необходимо рассмотреть для расширения массива изучаемых пороговых явлений. Энергетические пороги с образованием заряженных частиц представляют более многочисленное и разнообразное семейство явлений по сравнению с нейтронными порогами. Интерес к сечениям взаимодействия медленных заряженных частиц ( $E < 1$  МэВ) первоначально возник в связи с исследованием физических процессов внутри звезд [81]. В настоящее время интерес в значительной степени переместился в область энергий  $E < 1$  кэВ в связи с проблемой низкотемпературного термоядерного синтеза (НТС) [82]. Теоретическое определение энергетической зависимости волновой функции и сечения выше и ниже порога даст возможность экстраполировать экспериментально из-

меренное сечение в область теоретического определения сечения. Экстраполированное в область нуля энергий сечение будет описывать взаимодействие «голых» зарядов. Здесь не будут обсуждаться вопросы, связанные с электронным экранированием зарядов и с влиянием других факторов, интересных с точки зрения НТС.

Еще одним важным из нерешенных вопросов остается вопрос о степени доверия к числовым значениям параметров волновой функции, полученным в результате теоретического анализа функций возбуждения МНК. Сложная энергетическая зависимость волновой функции ведет к сильной корреляции параметров. Существующие методы статистического анализа, в том числе и МНК, имеют теоретическую основу для линейных задач и погрешностей измерений с нормальным распределением [51]. В анализе пороговых явлений функция возбуждения зависит линейно от параметров в степенных членах по энергии. В резонансную зависимость от энергии параметры входят нелинейно. Задача фазового анализа также является нелинейной. Тем не менее все задачи статистического анализа пороговых явлений могут быть классифицированы (их не более трех, что следует из разд.3) и теоретически исследованы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование пороговых явлений только начинается. Остро ощущается недостаток полноценных экспериментальных данных (см. полный опыт, разд.3). К наиболее перспективным теоретическим методам анализа, на наш взгляд, относятся безмодельная единая теория ядерных реакций Фешбаха и метод резонирующих групп. Эти методы дополняют друг друга. Из анализа экспериментальных данных с помощью безмодельной теории определяются физические параметры системы, в том числе параметры связи каналов, необходимые модельной теории для выбора подпространства волновой функции в методе резонирующих групп. Информация о волновой функции, извлекаемая при анализе пороговых явлений с помощью безмодельной теории, должна сопоставляться с аналогичной информацией, получаемой в модельных теоретических расчетах с целью взаимной проверки результатов и обоснования модельных предположений.

Легкие ядра — наиболее удобный объект для исследования пороговых состояний и уровней в связи с возможностью энергетического разрешения каждого из них в отдельности. В средних и тяжелых ядрах такие возможности представляются редко (см. разд.1).

Требования к экспериментальным данным: функции возбуждения должны измеряться одновременно во всех открытых каналах реакций с



погрешностью не выше 3—5%. Число экспериментальных точек приблизительно 100 в пороговой области ( $E_q \pm 0,5$ ) МэВ. Разрешение по энергии  $\Delta E \approx 10$  кэВ.

В теоретическом анализе следует учитывать влияние всех открытых каналов реакций. Вопреки существующему мнению [1, 3, 4], в пороговом канале кроме парциальной волны с минимальным орбитальным моментом ( $l = 0$ ) необходимо учитывать вклад волн противоположной четности и с более высокими  $l$ . Ближайшие к нейтронному порогу уровни легких ядер имеют, как правило, большие приведенные нейтронные ширины. Структура ядра в пороговом состоянии может быть представлена в таком виде: остов + нейтрон. «Внешний» нейтрон находится на оболочке  $2s1d$ , несмотря на вакансии в  $1p$ -оболочке.

В последние 25 лет в зарубежных лабораториях исследование ядерных реакций проводится преимущественно с поляризованными пучками и мишенями. Эти эксперименты в наибольшей степени отвечают требованиям полного опыта. Выражаем надежду, что и в отечественных лабораториях в ближайшие годы эксперименты с поляризованными частицами не будут исключительными.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wigner E.P. — Phys.Rev., 1948, vol.73, p.1002—1009.
2. Malmberg P.R. — Phys.Rev., 1956, vol.101, p.114—118; Brown A.B., Snyder C.W., Fowler W.A., Lauritsen C.C. — Phys.Rev., 1951, vol.82, p.159—181.
3. Breit G. — Phys.Rev., 1957, vol.107, p.1612—1615.
4. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. — Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971., гл. IX.
5. Feshbach H. — Ann. Phys., 1958, vol.5, p.357—390; 1962, vol.19, p.287—313.
6. Филиппов Г.Ф., Охрименко И.П. — ЯФ, 1980, т.32, с.932—939; 1981, т.33, с.928—931.
7. Чью Дж. — Аналитическая теория S-матрицы: Пер. с англ. М.: Мир, 1968.
8. Mandelstam S. — Phys.Rev., 1958, vol.112, p.1344—1360; 1959, vol.115, p.1741—1751.
9. Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.171—175.
10. Ajzenberg-Selove F. — Nucl. Phys., 1984, vol.A413, p.1; 1985, vol.A433, p.1; 1981, vol.A360, p.1; 1982, vol.A375, p.1; 1983, vol.A392, p.1.
11. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Ершов А.В., Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.2021—2030.
12. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Ершов А.В., Лазарев Л.М. — ЯФ, 1987, т.46, с.499—505.
13. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. — Прогр. и тез. докл. XXXV совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1985, с.546.
14. Barnes S.A. — Nuclear Isospin, Proc. Conf., Asilomar, California: Acad.Press., 1969, № 4, p.179—291.
15. Goosman D.R., Gorodetsky P.A. — BAPS, 1974, vol.19, p.432.
16. Бор О., Моттelson Б. — Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1971, т.1: Одночастичное движение, гл. 1, 2.

17. Ченжа М., Дума М., Хацеган К. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, т.47, с.2143—2146; Cenja M., Duma M., Hategan C., Tanase M. — Nucl. Phys., 1978, vol.A307, p.65—70.
18. Deineko A.S., Malakhov J.J., Storzyczo V.E. et al. — Phys. Lett., 1979, vol.87B, p.32—35.
19. Lane A.M. — Phys. Lett., 1970, vol.33B, p.274—278; Fulmer R.H., McCarthy A.L., Cohen B.L., Middleton R. — Phys. Rev., 1964, vol.133, p.B955-B960.
20. Richard P. — Nucl. Isospin, 1969, Proc. Conf. on Nucl. Isospin, Asilomar, California, March 13—15, 1969, p.535—566; Gosman E.R., Enge H.A., Sperduto A. — Phys. Rev., 1968, vol.165, p.1175—1183.
21. Андреев М.Ф., Большаков Ю.М., Гладков В.В. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.942—952.
22. Bjornholm S., Lynn J.E. — Rev. Mod. Phys., 1980, vol.52, p.725—931.
23. Лейн А., Томас Р. — Теория ядерных реакций при низких энергиях: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, гл. XIII; Wigner E.P., Eisenbud L. — Phys. Rev., 1947, vol.72, p.29-40.
24. Hategan C. — Ann. Phys., 1978, vol.116, p.77; Ama M.C., Хацеган К., Шляхов Н.А. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.366—369.
25. Лазарев Л.М. — Укр. физ. журн., 1991, т.36, с.661—667.
26. Hoffman H.M. — Nucl. Phys., 1984, vol.A416, p.363—377.
27. Karur P.L., Peierls R.E. — Proc. Roy. Soc., 1938, vol.A166, p.277—295.
28. Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ. 1975, т.39, с.2104—2111; ЯФ, 1976, т.23, с.735—744.
29. Престон М. — Физика ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1964, с.548—550.
30. Давыдов А.С. — Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958, гл. VIII—IX.
31. Анисович В.В., Ансельм А.А. — Успехи физ. наук, 1966, т.88, с.287—326.
32. Шмидт Э., Цигельман Х. — Проблема трех тел в квантовой механике: Пер. с англ. М.: Наука, 1979, гл. IV.
33. Лазарев Л.М. — ЯФ, 1967, т.6, с.416—420.
34. Лазарев Л.М. — ЯФ, 1967, т.5, с.101—108.
35. Volkov A.V. — Nucl. Phys., 1965, vol.74, p.33-58.
36. Tanabe F., Tashaki A., Tamagaki R. — Progr. Theoret. Phys., 1975, vol.53, p.677—690.
37. Василевский В.С., Коваленко Т.П., Филиппов Г.Ф. — ЯФ, 1988, т.48, с.346—357.
38. Halderson D., Yu M., Yu Y. — Phys. Rev. C, 1989, vol.39, p.336—339.
39. Гутич И.Ф., Охрименко И.П. — ЯФ, 1988, т.47, с.1238—1245.
40. Bluge G., Langanke K., Plagge M. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.238, p.137—141.
41. Bruno M., Cannata F., D'Agostino M. et al. — Nucl. Phys., 1989, vol. A501, p.462—476.
42. Чоповский Л.Л. — ЯФ, 1989, т.50, с.1329—1344; Nucl. Phys., 1989, vol.A500, p.140—154.
43. Симонов Ю.А. — ЯФ, 1975, т.22, с.845—859.
44. Симонов Ю.А. — ЖЭТФ, 1975, т.6, с.1905—1915.
45. Blankenbecler R., Goldberger M.L., Khuri N.N., Treiman S.B. — Ann. of Phys., 1960, vol.10, p.62—93.
46. Ситенко А.Г. — Теория рассеяния. Киев: Выща школа, 1975, гл.10, с.161—171.
47. Дубовой Э.И. — ЯФ, 1974, т.20, с.900—909.
48. Дубовой Э.И., Читанова Г.И. — ЯФ, 1988, т.47, с.370—378.
49. Швебер С., Бете Г., Гофман Ф. — Мезоны и поля: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1957, с.437—447.
50. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика. 4-е изд. М.: Наука, 1989.
51. Брандт З. — Статистические методы анализа наблюдений: Пер. с англ. М.: Мир, 1975.
52. Абрамович С.Н., Моркин Л.А., Серов В.И., Стрельников Ю.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.930—932.
53. Абрамович С.Н., Базь А.И., Гужовский Б.Я. — ЯФ, 1980, т.32, с.402—406.

54. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т.37, с.1967—1970.
55. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. — ЯФ, 1979, т.30, с.1276—1282; Прикладная спектроскопия, 1985, вып.13, с.135—143.
56. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дунаева С.А. и др. — ВАНТ, сер. ядерн. конст., 1985, вып.2, с.14—18.
57. Серов В.И., Гужовский Б.Я. — Атомная энергия, 1962, т.12, вып.1, с.5—11.
58. Barker F.C., Heckey G.T. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1977, vol.3, p. L23—L25.
59. Nolen J.A., Schiffer F.J.P. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, vol.19, p.471—526.
60. Амелин А.И., Горнов М.Г., Гуров Ю.Б. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.1231—1233.
61. Wilcox K.H., Weisenmiller R.B., Wozniak G.J. et al. — Phys. Lett., 1975, vol.59B, p.142—144.
62. Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.2250—2254.
63. Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М., Ершов А.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т.52, с.61—66.
64. Гужовский Б.Я., Ершов А.В., Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.155—160.
65. Brown L., Steiner E., Arnold L.C., Seyler R.G. — Nucl. Phys., 1973, vol. A206, p.353—373.
66. Arnold L., Seyler R. — Phys. Rev. Lett., 1974, cX vol. 32, p.895—898.
67. Seyler R.C. — Nucl. Phys., 1969, vol. A124, p.253—272.
68. Laurat M. — CEA-R-3727, D'Orsay Universitet, Paris, 1969.
69. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. — ВАНТ, сер. ядерн. конст., 1984, вып. 4(58), с.17—32.
70. Darruiat P., Igo G., Pugh H.G., Holmgren H.D. — Phys. Rev., 1965, vol. 137, p.315—325.
71. Jarmie N., Brown R.E., Hardekopf R.A. — Phys. Rev., 1984, vol. C29, p.2031—2038.
72. Hoffman H.M., Mertelmeier T., Zahn W. — Nucl. Phys., 1983, vol. A410, p.208—236.
73. Kajino T. — Nucl. Phys., 1986, vol. A460, p.559—580.
74. Buck B., Merchant A.C. — J.Phys.G.: Nucl. Phys., 1988, vol. 14, p.L211—L216.
75. Haller M., Kreischmer W., Rauscher A. — Nucl. Phys., 1989, vol. A496, p.190—204.
76. Haller M., Kreischmer W., Rauscher A. — Nucl. Phys., 1989, vol. A496, p.205—223.
77. Тер-Акопян Г.М., Фам Нгок Чыонг, Еремин Н.В. и др. — Препринт ОИЯИ Р15-85-775, Дубна, 1985; Еремин Н.В., Зейналов Ш.С., Кабаченко А.П. и др. — Тез. докл. 37-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Юрмала, 1987, Л.: Наука, 1987, с.300.
78. Говоров Б.В., Еремин Н.В., Тяпкин И.В. и др. — Тез. докл. 41-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Минск, 1991. Л.: Наука, 1991, с.264.
79. Брейт Г. — Теория резонансных ядерных реакций: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
80. Hull M.H., Breit G. — Handbuch der Physik, 1959, Bd XLI/1, p.408.
81. Франк-Каменецкий Д.А. — Физические процессы внутри звезд. М.: Физматгиз, 1959.
82. Царев В.А. — Успехи физ. наук., 1990, т.160, с.1—53.