

УДК 539.172.1

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ С ИОНАМИ ЛИТИЯ

А. А. Оглоблин

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова, Москва

Обзор посвящен ядерным реакциям, вызываемым ионами ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, с энергией 10—30 *Мэв*. Благодаря кластерной структуре ${}^6\text{Li}$ (${}^6\text{Li} = \alpha + d$) и ${}^7\text{Li}$ (${}^7\text{Li} = \alpha + t$) и малой энергии связи этих ядер в (${}^6\text{Li}, d$)-, (${}^7\text{Li}, t$)-, (${}^6\text{Li}, \alpha$)- и (${}^7\text{Li}, \alpha$)-реакциях имеет место механизм прямой передачи одного из кластеров: α -частицы, дейтрона или тритона. Основное внимание уделено (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^7\text{Li}, t$)-реакциям, в которых механизм передачи кластера (α -частицы) осуществляется в наиболее чистом виде. С помощью этих реакций удастся исследовать α -частичные, или кватертные, состояния легких ядер, которые трудно или невозможно возбудить иным путем. Рассмотрены современное состояние теории реакций многонуклонной передачи и особенности применения ее к анализу реакций с ионами лития.

The review is devoted to the nuclear reactions induced by ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ ions in the energy range of 10—30 *MeV*. In the (${}^6\text{Li}, d$)-, (${}^7\text{Li}, t$)-, (${}^6\text{Li}, \alpha$)- and (${}^7\text{Li}, \alpha$)-reactions, due to the cluster structure of ${}^6\text{Li}$ (${}^6\text{Li} = \alpha + d$) and ${}^7\text{Li}$ (${}^7\text{Li} = \alpha + t$) and low binding energies of these nuclei, the direct transfer of one of the clusters of ${}^6\text{Li}$ or ${}^7\text{Li}$ — α -particle, deuteron or triton takes place. The particular attention was given to the (${}^6\text{Li}, d$)- and (${}^7\text{Li}, t$)-reactions where the cluster (α -particle) transfer mechanism manifests itself most explicitly. These reactions enable to investigate α -particle or quartet states of light nuclei, which could be excited with difficulty, if at all, in any other way. The present state of the many-nucleon transfer reactions theory and its application to the analysis of the lithium ion-induced reactions are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс ядерной физики во многом зависит от возможности использовать для бомбардировки ядер новые частицы. Все изучавшиеся до недавнего времени ядерные реакции можно разделить на две группы: реакции, вызываемые легкими частицами (вплоть до ${}^4\text{He}$), и реакции с тяжелыми ионами (начиная с бора и углерода).

Реакции под действием ионов промежуточной массы: ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ — до недавнего времени практически не исследовались. Между тем взаимодействие этих «полутяжелых» ионов с ядрами оказалось весьма своеобразным и во многом сильно отличающимся от других ядерных реакций.

Своеобразие реакций, вызываемых ионами лития, связано с тем, что ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ принадлежат к числу наименее связанных стабильных ядер ($\varepsilon_{{}^6\text{Li}} = 1,47 \text{ Мэв}$; $\varepsilon_{{}^7\text{Li}} = 2,47 \text{ Мэв}$) и, как показывают многочисленные данные [1], обладают выраженной молекулярной (кластерной) структурой ${}^6\text{Li} = \alpha + d$, ${}^7\text{Li} = \alpha + t$.

Специфическая структура ядер лития должна привести к большой вероятности таких процессов, как расщепление (например, ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$), обмен или замещение кластеров, и некоторых других. Наиболее интересным взаимодействием, которое в реакциях с ионами лития может иметь существенное значение, является процесс передачи одной из составных частей ядер лития — α -частицы, дейтрона или тритона путем простого механизма, аналогичного хорошо известным (d, p)- или (d, n)-реакциям срыва. В результате (${}^6\text{Li}, d$)-, (${}^7\text{Li}, t$)-, (${}^6\text{Li}, \alpha$)- и (${}^7\text{Li}, \alpha$)-реакции будут приводить к преимущественному возбуждению уровней остаточного ядра, имеющих структуру остов + соответствующий кластер, подобно тому как (d, p)- и (d, n)-реакции отбирают одночастичные состояния ядер.

В настоящее время очень многие свойства ядра хорошо объясняются в предположении, что основную часть ядерного гамма-излучения составляют среднее поле и спаривательное взаимодействие. Однако хорошо также известно, что большое значение, особенно в легких ядрах, приобретают многочастичные корреляции. Так, на поверхности ядра, где самосогласованное поле спадает, притягивающее остаточное взаимодействие должно приводить к сильной пространственной корреляции нуклонов. Следствием этого может быть «конденсация» нуклонов в энергетически выгодные группировки (кластеры), например α -частичные. Особенно вероятно образование кластеров при больших возбуждениях ядра, где удается наблюдать структуры, напоминающие молекулы [2].

Многочастичные корреляции могут проявляться и в довольно тяжелых ядрах, где преобладает jj -связь. Так, предсказано [3] существование квартетных состояний, отвечающих возбуждению сильно связанных двух протонов и двух нейтронов, однако без их пространственной локализации в кластер.

Наиболее универсальным методом изучения многочастичных возбуждений ядер является исследование реакций передачи нескольких нуклонов, так как в этом случае возможно заселение как нижних состояний, включая основные, так и высоковозбужденных. Однако при использовании ускорившихся до сих пор тяжелых ионов удается, как правило, получать информацию каче-

ственного характера. Обычно применяемые тяжелые ионы (^{10}B , ^{14}N , ^{16}O и др.) имеют сложную структуру, в результате чего механизм реакций оказывается слишком запутанным. Обычно в таких реакциях несколько прямых механизмов конкурируют между собой, маскируя или делая маловероятной прямую передачу кластера. Кроме того, в реакциях с тяжелыми ионами наблюдается резкая зависимость сечений от кинематических переменных [4], затрудняющая извлечение данных о структуре ядра.

С этой точки зрения реакции, вызываемые ионами ^6Li и ^7Li , занимают исключительное положение. Сами ядра лития относительно просты, и все имеющиеся данные подтверждают их кластерную структуру. Есть основания считать, что в реакциях с ионами лития механизм передачи кластера будет более выделенным, чем в реакциях под действием других частиц. Особенно это относится к передаче α -частичного кластера, которая может происходить в (^6Li , d)- и (^7Li , t)-реакциях. Следовательно, можно надеяться, что изучение литиевых реакций приведет к такому же прогрессу в исследовании кластерной структуры ядра, какой был достигнут в изучении одночастичных состояний ядер с помощью (d , p)- и (d , n)-реакций.

Сказанное выше делает понятным тот интерес, который вызывает изучение ядерных реакций под действием ^6Li и ^7Li . Первые исследования были начаты в 1956 г., когда был создан термоэмиссионный источник ионов лития для электростатического генератора. Обзор ранних работ, проводившихся при энергиях 2—6 Мэв, содержится в книге [5]. Однако в этих работах из-за низкой энергии частиц преобладал механизм образования составного ядра, и особенности прямых реакций с ионами лития не были выявлены.

Второй этап связан с попыткой ускорения ионов лития до энергий несколько десятков мегаэлектронвольт на линейном ускорителе Иельского университета [6] и на циклотроне в Аргонне. Из-за технических трудностей удалось наблюдать лишь наиболее простые процессы, например развал ^6Li [6, 7]. Реакции передачи кластера обнаружены не были. С целью обойти трудности ускорения ионов лития проводились работы по изучению обратных (d , ^6Li)-, (α , ^7Li)-реакций (например [8]), но, из-за того что удавалось наблюдать лишь переходы в основное или первое возбужденное состояние остаточного ядра, существенной информации не было получено.

Третий этап изучения литиевых реакций начинается с 1966 г., когда был создан источник многозарядных ионов лития для циклотрона [9]. В первых же опытах [10, 11], проводившихся при энергии около 30 Мэв, были обнаружены реакции передачи дейтрона (^6Li , α) и α -частицы (^7Li , t), сопровождающиеся интенсивным возбуждением некоторых высоковозбужденных состояний остаточных ядер. Примерно в это же время был создан источник отри-

пательных ионов лития и начаты эксперименты по изучению литиевых реакций на тандемах [12, 13] при энергиях 16—20 Мэв.

В настоящее время исследование реакций под действием ионов лития с энергией 20—30 Мэв превратилось в интересную и быстро развивающуюся область физики ядра. Обзоры работ, выполненных до середины 1969 г., были сделаны на конференции в Гейдельберге [14—16]. Источники ионов лития и реакции передачи α -частиц рассмотрены в работе [17].

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О РЕАКЦИЯХ МНОГОНУКЛОННОЙ ПЕРЕДАЧИ

Реакции с ионами лития являются одним из видов реакций передачи нескольких нуклонов. Теории таких реакций в настоящее время практически не существует. Имеющиеся расчеты сделаны лишь для отдельных случаев и с большим числом допущений.

Дисперсионная теория прямых реакций. Наиболее общий подход к описанию реакций передачи предлагает

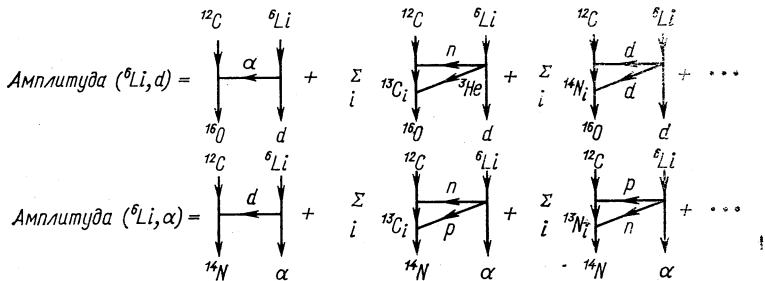


Рис. 1. Разложение амплитуд реакций ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$ и ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{N}$ по фейнмановским диаграммам дисперсионной теории ядерных реакций.

дисперсионная теория прямых реакций [5]. Амплитуду реакции можно представить как бесконечную сумму фейнмановских диаграмм, каждая из которых соответствует определенному механизму. Пример такого разложения показан на рис. 1 для (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^6\text{Li}, \alpha$)-реакций на ${}^{12}\text{C}$. Вклад каждой диаграммы в амплитуду определяется удалением особой точки от физической области и величинами соответствующих вершинных частей. Ближе всего к физической области лежат полюса: особые точки графиков, соответствующих передачи кластера как целого. Однако утверждать заранее, что вклад других диаграмм мал, нельзя. В некоторых случаях их суммарный вклад может превзойти вклад полюсной диаграммы. Особенно это может быть в случае (${}^6\text{Li}, \alpha$)- и (${}^7\text{Li}, \alpha$)-реакций, где простейшие неполюсные процессы соответ-

ствуют «возбуждению» дейтрона и тритона, имеющих небольшую энергию связи.

Из дисперсионной теории сразу следует, что в реакциях с ионами лития следует ожидать большего значения полюсного механизма передачи кластера по сравнению с другими реакциями под действием тяжелых ионов. Это хорошо видно из табл. 1, где раз-

Таблица 1

Положение полюса t_0 (Мэв.а.е.м) для различных реакций

Передача дейтрона		Передача тритона		Передача α -частицы		Передача нейтрона	
реакция	t_0	реакция	t_0	реакция	t_0	реакция	t_0
(${}^6\text{Li}$, α)	5,9	(${}^7\text{Li}$, α)	14,8	(${}^6\text{Li}$, d)	11,8	(d , p)	4,5
(${}^3\text{He}$, p)	20,4	(α , p)	108	(${}^7\text{Li}$, t)	19,7	—	—
(α , d)	94,4	(${}^9\text{Be}$, ${}^6\text{Li}$)	126	(${}^{14}\text{N}$, ${}^{10}\text{B}$)	92,7	—	—
(${}^{11}\text{B}$, ${}^9\text{Be}$)	63,2	(${}^{15}\text{N}$, ${}^{12}\text{C}$)	89	(${}^{16}\text{O}$, ${}^{12}\text{C}$)	57	—	—

личные реакции сравниваются по положению своих полюсов $t_0 = 2m\varepsilon$ (m — масса передаваемой частицы; ε — энергия связи). Полюса t_0 для литиевых реакций находятся значительно ближе к физической области (начинающейся вблизи $t = 0$), чем для всех других реакций. В этом отношении реакции с ионами лития оказываются сравнимыми с (d , p)-реакцией.

Метод искаженных волн. При современном состоянии своего развития дисперсионная теория служит основой лишь для качественного понимания прямых процессов. Конкретные расчеты проводятся другими методами, из которых наиболее развитый — метод искаженных волн. Вопрос о степени и области применимости метода искаженных волн до сих пор не вполне ясен. Он дает удовлетворительное описание реакций однонуклонной передачи с легкими частицами, особенно (d , p)-реакции. При применении метода искаженных волн к реакциям с тяжелыми ионами возникает много проблем.

Для реакции типа $A(a, b, \dots)B$ полный гамильтониан H имеет вид

$$H = H_\alpha + K_\alpha + U_\alpha = H_\beta + K_\beta + U_\beta, \quad (1)$$

где $\alpha = (a, A)$ и $\beta = (b, B)$ характеризуют начальный и конечный каналы; $H_\alpha = H_a + H_A$ — внутренний гамильтониан; K_α — оператор кинетической энергии в канале α ; U_α — оператор взаимодействия между a и A . Сразу же введем трехтельное приближение для рассматриваемого процесса, т. е. будем изучать два ядерных остова и передаваемую частицу или группу частиц (кластер):

$$A + a \rightarrow B + b = A + \underbrace{(b+x)}_a \rightarrow \underbrace{(A+x)}_B + b. \quad (2)$$

В начальном состоянии кластер x связан с b , образуя a , и эта комбинация рассеивается на A . В конечном состоянии x связан с A , а остов b свободен. Полный гамильтониан

$$H = K + V_{Ab} + V_{Ax} + V_{bx} + H_A + H_b. \quad (3)$$

Здесь V_{Ab} , V_{Ax} , V_{bx} — взаимодействия между тремя парами частиц; H_A и H_b — гамильтонианы для внутренних состояний остовов A и b ; K — трехтелный оператор кинетической энергии.

Точное выражение амплитуды реакции можно записать различными способами. Для использования формализма метода искаженных волн удобна такая форма [18]:

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} = & \langle \chi_f^{(-)} \psi_{A+x} \psi_b | (V_{Ab} + V_{bx} - W_f) + \\ & + (V_{Ab} + V_{bx} - W_f) \frac{1}{E - H + i\epsilon} (V_{Ab} + V_{Ax} - \\ & - W_i) | \chi_i^{(+)} \psi_{b+x} \psi_A \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Волновые функции ψ являются собственными функциями ядерных гамильтонианов для начального и конечного состояний:

$$\left. \begin{aligned} H_A \psi_A &= E_A \psi_A; \\ (K_{bx} + H_b + V_{bx}) \psi_{b+x} &= E_{b+x} \psi_{b+x}; \\ H_b \psi_b &= E_b \psi_b; \\ (K_{Ax} + H_A + V_{Ax}) \psi_{A+x} &= E_{A+x} \psi_{A+x}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Функции $\chi_f^{(-)}$ и $\chi_i^{(+)}$, называемые искаженными волнами, являются собственными функциями оператора кинетической энергии в системе центра инерции и потенциалов W_f и W_i .

При современном состоянии теории амплитуду реакции точно вычислить нельзя. Трудности начинаются с определения потенциалов V_{Ab} , V_{bx} , V_{Ax} . Обычное допущение состоит в том, что V_{bx} и V_{Ax} , описывающие взаимодействие переданной частицы с остовами, берутся в виде неких потенциальных ям, а V_{Ab} заменяется оптическим потенциалом $W_f \approx W_i$, благодаря чему эти члены в (4) сокращаются. Такие предположения в какой-то мере оправданы для (d, p) -реакций, где V_{Ab} , V_{bx} и V_{Ax} описывают взаимодействие нуклонов с ядрами, но совершенно не понятны в общем случае реакций с тяжелыми ионами. Так, взаимодействие остовов — остов V_{Ab} при энергиях выше кулоновского барьера наверняка много сложнее простого потенциального взаимодействия, потому что в процессе этого взаимодействия возможно возбуждение многочисленных внутренних состояний. Реакции с ионами лития занимают промежуточное положение между реакциями с легкими частицами и тяжелыми ионами, так как указанные потенциалы описывают взаимодействие ядра-мишени со сравнительно простыми системами: дейтроном, тритоном или α -частицей.

Вторая трудность состоит в том, что не известна полная трех-тельная функция Грина $(E - H + i\epsilon)^{-1}$, включающая все недиагональные элементы. Теоретически довольно сомнительное приближение состоит в том, что этим членом вообще пренебрегают.

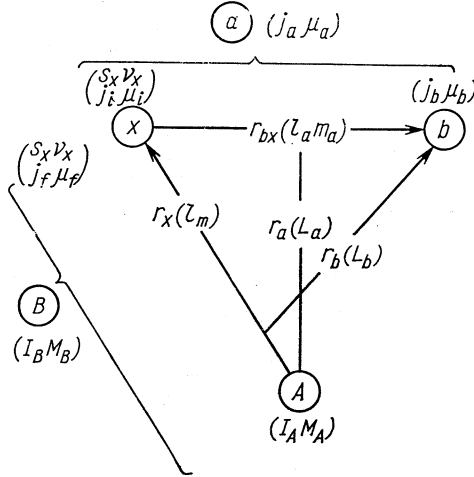


Рис. 2. Координаты и угловые моменты, используемые при описании реакции $A + a (b + x) \rightarrow B (A + x) + b$.

С этими приближениями получается хорошо известная формула метода искаженных волн:

$$T_{fi} = \langle \chi_f^{(-)} \psi_{A+x} \psi_b | V_{bx} | \psi_{b+x} \psi_A \chi_i^{(+)} \rangle; \tag{6}$$

$$d\sigma/d\Omega = \{ \mu_a \mu_b k_b / [(2\pi\hbar^2)^2 k_a (2I_A + 1) (2j_a + 1)] \} \times \sum_{M_B M_A M_b M_a} |T_{fi}|^2. \tag{7}$$

Здесь μ_a и μ_b — приведенные массы; k_b и k_a — волновые числа частиц a и b в системе центра инерции, суммирование ведется по всем проекциям магнитных квантовых чисел. Система координат для участвующих в реакции ядер и обозначения моментов приведены на рис. 2.

В случае, если x является нуклоном или кластером без внутренних степеней свободы, матричный элемент принимает вид

$$T_{fi} = \sum_{\substack{j_i l_a \\ j_f l}} V_{j_i l_a}^{(1)} V_{j_f l}^{(2)} \sum_{\substack{\mu_i m_a \\ \mu_f m}} (l_a s_x | j_i) (j_i j_b | j_a) (l s_x | j_f) (j_f J_A | J_B) \times \int dr dr_{bx} \chi_f^{(-)}(\mathbf{r}_f) \varphi_f(\mathbf{r}_{Ax}) V(r_{bx}) \varphi_i(\mathbf{r}_{bx}) \chi_i^{(+)}(\mathbf{r}_i). \tag{8}$$

Здесь $S^{(1)}$ и $S^{(2)}$ — спектроскопические факторы частицы x , волновые функции которой для связанных начального и конечного состояний φ_i и φ_f . В коэффициентах Клебша — Гордана опущены z -компоненты.

Некоторые особенности описания реакций с ионами лития. Для реакций передачи α -частицы (спин $s_x = 0$) выражение для сечения принимает вид [20]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left\{ \frac{\mu_a \mu_b k_b (2I_B + 1)}{(2\pi\hbar^2)^2 k_a (2I_A + 1)} \right\} J^2 \sum_{l_a L M} \frac{(2l_a + 1)(2l + 1)}{2L + 1} S_1 S_2 |\beta_{l_a l}^{LM}(\theta)|^2, \quad (9)$$

где J — якобиан преобразования от переменных \mathbf{r}_x и \mathbf{r}_{bx} к переменным \mathbf{r}_a и \mathbf{r}_b ; $\beta_{l_a l}^{LM}(\theta)$ — динамическая часть амплитуды реакции, определяющая всю угловую зависимость. Детальный ее вид приводится в работе [20]; L — переданный в реакции угловой момент, определяемый на основании закона сохранения полного момента

$$\mathbf{j}_a + \mathbf{J}_A + \mathbf{L}_a = \mathbf{j}_b + \mathbf{I}_B + \mathbf{L}_b, \quad (10)$$

как

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}_b - \mathbf{L}_a = (\mathbf{j}_a + \mathbf{I}_A) - (\mathbf{j}_b + \mathbf{I}_B). \quad (11)$$

Из рис. 2 видно, что для моментов справедливы следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{S}_x + \mathbf{I}_a = \mathbf{j}_i; \quad \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_b = \mathbf{j}_a; \\ \mathbf{S}_x + \mathbf{I} = \mathbf{j}_f; \quad \mathbf{I}_A + \mathbf{j}_f = \mathbf{I}_B. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

При выводе формулы (9) получается, что моменты (l_a, L, l) и (L_a, L_b, L) должны быть связаны соотношением треугольника и, кроме того,

$$l_a + l + L_a + L_b = \text{четно}. \quad (13)$$

Это означает, что в (${}^6\text{Li}, d$)-реакциях на ядрах-мишенях со спином $I_A = 0$ передаваемый момент определен однозначно и $L = l$, а в (${}^7\text{Li}, t$)-реакциях принимает значения $L = l, l \pm 1$ (кроме переходов $O^+ \rightarrow O^+$, где $L = l$).

Использование выражений (6)–(9) подразумевает целый ряд других допущений. Рассмотрим основные из них:

1) выбор волновой функции ψ_{b+x} налетающего ядра и эффективного взаимодействия $V(r_{bx})$. В случае произвольного тяжелого иона волновая функция, как правило, не известна, и необходимо пользоваться некоторой моделью. Ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ значительно проще других сложных ядер, поэтому можно надеяться, что модельные волновые функции окажутся в состоянии воспроизвести взаимодействия $V_{\alpha d}$ и $V_{\alpha t}$, согласующиеся с данными по рассеянию $\alpha + d$ и $\alpha + t$. Ниже увидим, что сечения реакций передачи

оказываются очень чувствительными к виду волновой реакции ядра лития;

2) искаженные волны χ_i и χ_f являются решением уравнения Шредингера с оптическим потенциалом и определяются из анализа данных по рассеянию в входном $a + A$ - и выходном $b + B$ -каналах. Не говоря уже о том, что описание рассеяния сложных частиц с помощью оптической модели далеко не бесспорно, существует серьезная проблема неоднозначности параметров оптического потенциала, особенно сильно проявляющаяся при попытках описать рассеяние тяжелых ионов;

3) матричный элемент содержит шестимерный интеграл, который вычислить очень трудно. Почти во всех расчетах делаются различные предположения, упрощающие интегрирование. Только в 1970—1971 гг. появились две весьма сложные программы [19, 20], позволяющие вычислить T_{fi} точно. Результаты этих расчетов, а также различные приближенные методы, используемые для анализа литиевых реакций, будут рассматриваться ниже;

4) в выражении (7) для амплитуды реакции удалось выделить множители, зависящие от структуры участвующих в реакциях ядер, спектроскопические факторы S_1 и S_2 . Такое выделение удалось сделать только благодаря предположению о бесструктурности передаваемого кластера, а в общем случае многонуклонной передачи невозможно сделать. Оказывается, что сечения возбуждений остаточного ядра связаны со спектроскопическими факторами довольно сложным образом. Рассмотрим этот вопрос, следуя работе [21].

Спектроскопический фактор, например $a \rightarrow b + x$, характеризующий вероятность найти многочастичную конфигурацию, образуемую ядром b и x нуклонами в ядре a , будет определяться интегралом перекрытия:

$$\int \varphi_{b+x}^* \varphi_b \varphi_x \psi_{NLM} d\tau, \quad (14)$$

где φ_{b+x} и φ_b — волновые функции ядер a и b ; φ_x — волновая функция конечного ядра из x нуклонов, образующегося при распаде $a \rightarrow b + x$; ψ_{NLM} — волновая функция относительного движения ядер b и x . В рамках оболочечной модели интеграл (14) принимает вид

$$\langle \varphi_{b+x} | \varphi_b \varphi_x \rangle \int \varphi_x^* \varphi_x \psi_{NLM} d\tau = GK. \quad (15)$$

Здесь φ_{b+x} и φ_b — оболочечные волновые функции ядер a и b ; φ_x — волновая функция x отделенных нуклонов.

Таким образом, спектроскопический фактор состоит из двух основных частей: интеграла перекрытия G , пропорционального генеалогическому коэффициенту $a \rightarrow b + x$, и интеграла перекрытия K , характеризующего вероятность образования ядра с волно-

вой функцией $\varphi_x \Psi_{NLM}$ из x отделенных нуклонов. Появление интеграла K связано с отличием процесса передачи x нуклонов от процесса распада $a \rightarrow b + x$; в распаде x нуклонов наблюдаются в виде ядра в определенном состоянии, а в реакции передаваемая нуклонная группировка не наблюдается и может быть в различных состояниях. Передаваемая нуклонная группировка характеризуется внутренними квантовыми числами nl , относительными

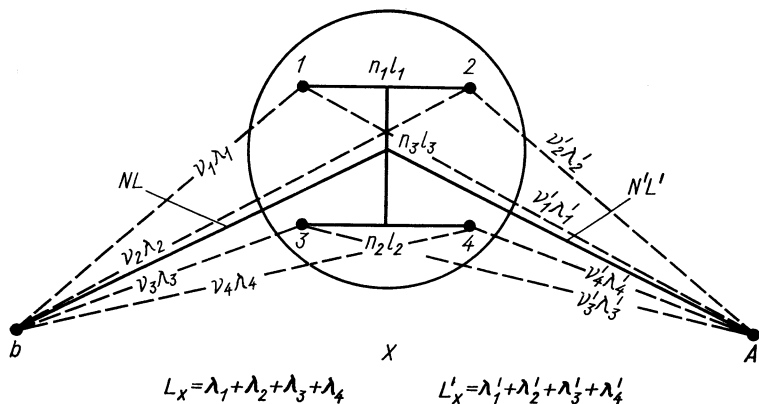


Рис. 3. Квантовые числа, используемые для описания процесса передачи четырех нуклонов. Обозначения объясняются в тексте.

квантовыми числами NLM , соответствующими движению ее центра тяжести, и суммарным угловым моментом L_x , который равен сумме моментов λ_i отдельных нуклонов. Определение этих квантовых чисел для передачи четырех нуклонов приводится на рис. 3. Интегралы $K(nl, NL, L_x)$ можно выразить через коэффициенты Мошинского.

Сечение реакции передачи (7) можно выразить через структурную часть $A_{NL}^{N'L'}$ и динамическую часть $B_{NL}^{N'L'}$:

$$d\sigma/d\Omega \sim \sum_{NLN'L'} (A_{NL}^{N'L'} B_{NL}^{N'L'})^2. \quad (16)$$

Таким образом, структурная часть зависит от четырех интегралов: G_i, G_f, K_i и K_f , по два для начального и конечного состояний:

$$A_{NL}^{N'L'} \sim \sum_{nl} \langle \varphi_a | \varphi_b \varphi_x \rangle \langle \varphi_B | \varphi_A \varphi_x \rangle \times \\ \times K_i(nl, NL, L_x) K_f(nl, N'L', L'_x). \quad (17)$$

Поскольку в K_i и K_f входят одни и те же квантовые числа nl , выражение (6) нельзя разделить на два, одно из которых зависит от ядер a и b , а второе — от ядер A и B . Это означает, что спектры

возбуждения не определяются спектроскопическими факторами, а носят более сложный характер. В частности, две различные реакции $(b_1 + x, b_1)$ и $(b_2 + x, b_2)$ на одном и том же ряду мишени A могут дать совершенно разные спектры возбуждения конечного ядра B .

Только в некоторых случаях структурную часть $A_{NL}^{N'L'}$ можно все-таки представить как произведение спектроскопических факторов. В частности, это возможно для $({}^6\text{Li}, d)$ -, $({}^7\text{Li}, t)$ -, $({}^6\text{Li}, \alpha)$ -, $({}^7\text{Li}, \alpha)$ -реакций [21], учитывая, что ядра лития с хорошей точностью можно рассматривать как чистые конфигурации $\psi_{6\text{Li}} = [42]1^3S_1$, $\psi_{7\text{Li}} = [43]2^2P_{3/2}$. Отклонение от оболочечных волновых функций в пользу кластерных, что имеет место и на самом деле, только улучшает ситуацию.

Таким образом, положение с теорией реакции многонуклонной передачи не может считаться удовлетворительным. В настоящее время это — основной тормоз для широкого использования в изучении структуры ядра. В частном случае реакций с ионами лития — дело несколько проще, однако и оно намного хуже, чем для реакций с легкими частицами.

В связи с этим задача определения механизма не может решаться так, как это делалось при изучении реакций с легкими частицами, т. е. сравнением экспериментальных угловых распределений с расчетными. По крайней мере, на первом этапе более оправдано использование некоторых качественных критериев.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ МЕХАНИЗМА ПЕРЕДАЧИ α -ЧАСТИЦЫ В $({}^6\text{Li}, d)$ - И $({}^7\text{Li}, t)$ -РЕАКЦИЯХ

Избирательность $({}^6\text{Li}, d)$ - и $({}^7\text{Li}, t)$ -реакций. Одной из самых ярких особенностей этих реакций, обнаружившейся в первых же экспериментах [11, 22], была их резкая избирательность, т. е. возбуждение ограниченного числа состояний остаточного ядра. При этом уровни, интенсивно возбуждаемые в $({}^6\text{Li}, d)$ - и $({}^7\text{Li}, t)$ -реакциях, как правило, довольно слабо образуются в других реакциях. Это хорошо иллюстрируется рис. 4, на котором приведены измеренные с высоким разрешением спектры $({}^7\text{Li}, t)$ - [23], (α, d) - [24] и $({}^3\text{He}, d)$ - [25] реакций, приводящих к одному и тому же остаточному ядру ${}^{16}\text{O}$.

Очевидно, что одновременное присутствие нескольких механизмов реакции должно привести к более или менее равновероятному возбуждению большого числа уровней остаточного ядра, так как всегда найдется способ образовать состояния с самыми различными конфигурациями. С другой стороны, селективность реакций — признак того, что основной вклад вносит какой-то определенный механизм.

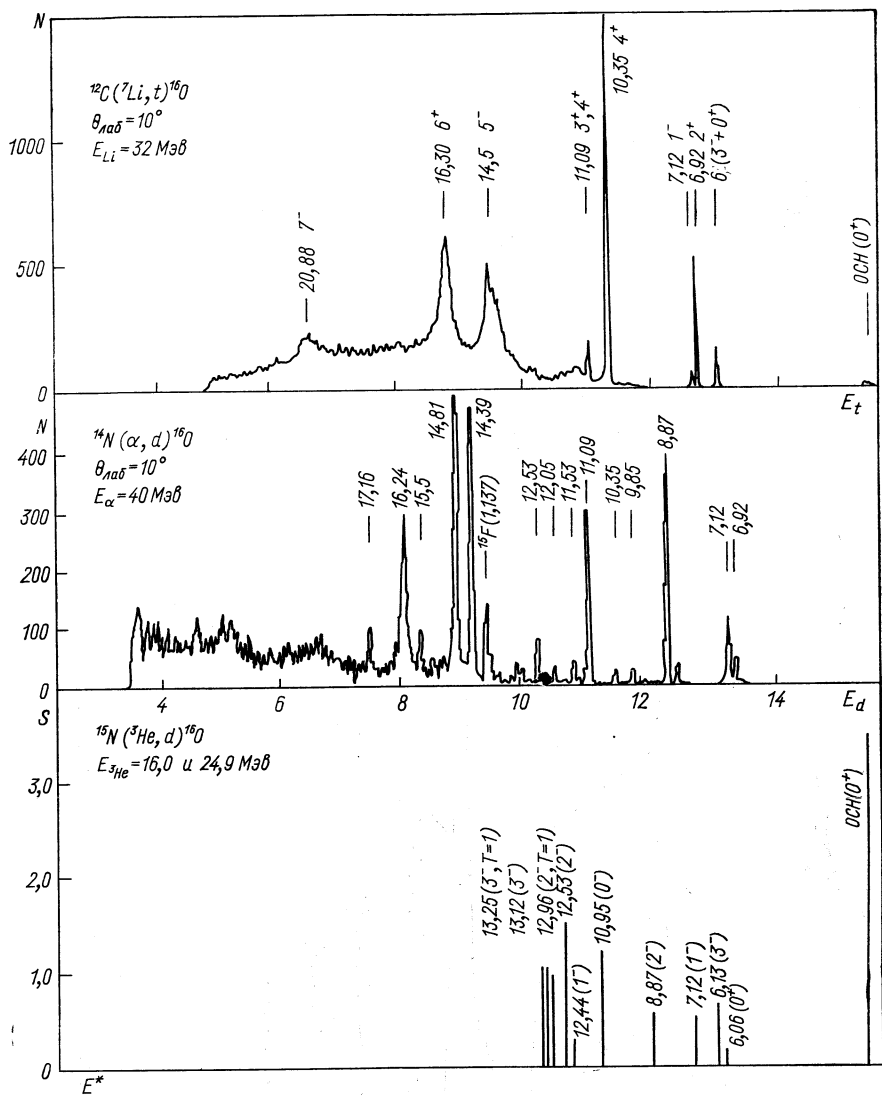


Рис. 4. Спектры реакций $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$, $^{14}\text{N}(\alpha, d)^{16}\text{O}$ и $^{15}\text{N}(^3\text{He}, d)^{16}\text{O}$. Для последней реакции приведены спектроскопические факторы.

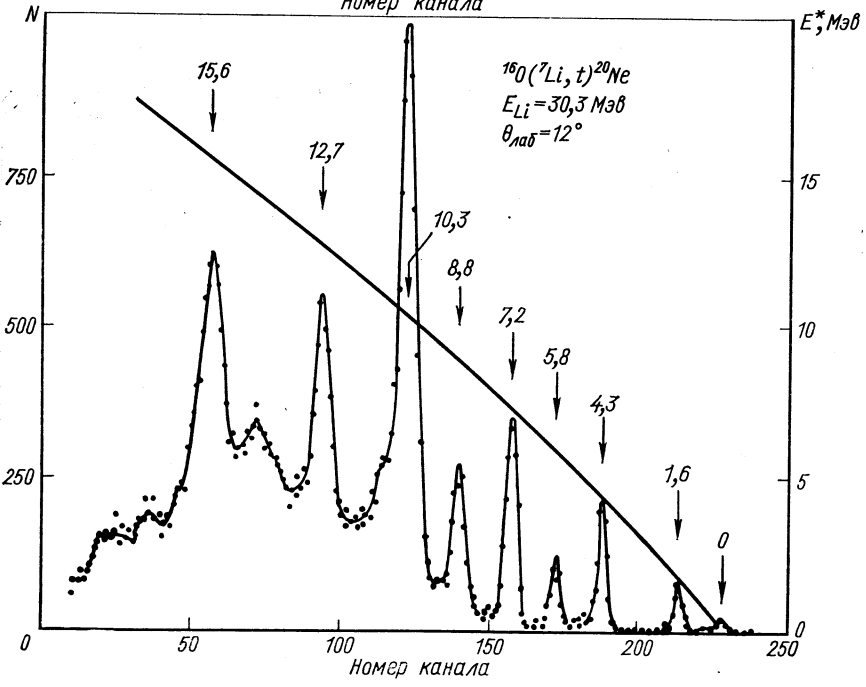
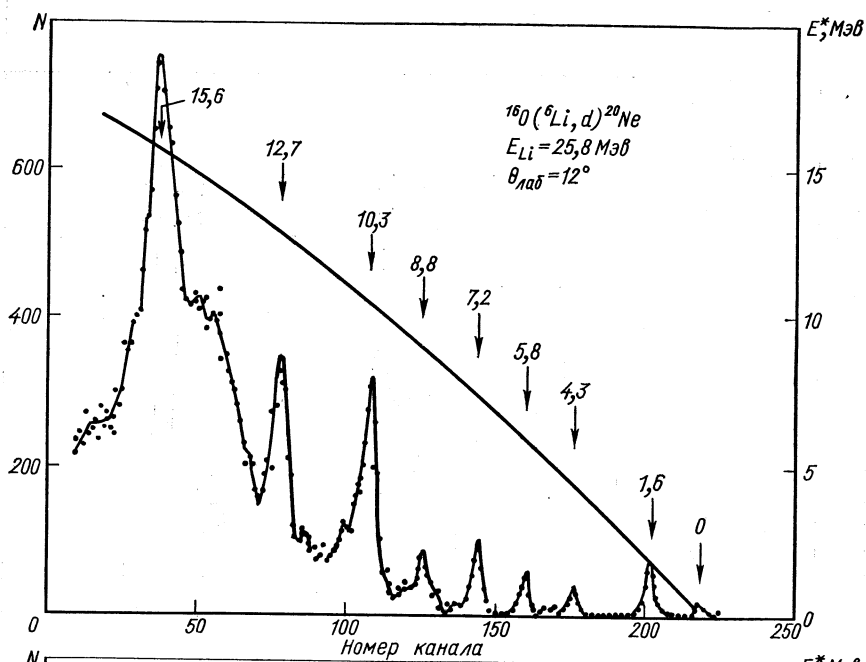


Рис. 5. Спектры реакций $^{16}\text{O}({}^6\text{Li}, d){}^{20}\text{Ne}$ и $^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, t){}^{20}\text{Ne}$.

Антикорреляция спектров реакций, показанная на рис. 4, свидетельствует, что этот механизм, доминирующий в (${}^7\text{Li}$, t)-реакции, отбирает состояния иной природы по сравнению с одночастичными (${}^3\text{He}$, d)- и двухчастичными (α , d)-процессами.

Корреляция спектров возбуждения в (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях. Оказывается, что между спектрами этих реакций наблюдается очень хорошее соответствие [14, 26]. Поскольку угловые распределения обеих реакций различаются, то следует, строго говоря, сравнивать сечения, проинтегрированные в определенном интервале углов. Однако и для спектров, измеренных под одним углом, наличие корреляции очевидно. На рис. 5, взятом из работы [27], приводятся спектры реакций ${}^{16}\text{O}({}^6\text{Li}, d){}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, t){}^{20}\text{Ne}$. Вновь видна избирательность указанных реакций. Ее характер оказывается одинаковым; в обеих реакциях происходит интенсивное возбуждение одних систем уровней и слабое — других. Этот результат оказывается общим для (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакций.

Корреляция спектров означает: во-первых, поскольку в общем случае возможны различные механизмы, описываемые не только полюсной, но и треугольными и более сложными диаграммами, а уровни остаточного ядра могут иметь самую разнообразную структуру, то сходство спектров в обеих реакциях является очень сильным аргументом в пользу одинаковости их механизмов. Кластерная структура ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ позволяет с уверенностью утверждать, что преобладающим механизмом может быть только передача α -частицы; во-вторых, сечение обеих реакций приближенно можно факторизовать:

$$d\sigma/d\Omega \sim S_{\text{Li}} S_{A+\alpha} \Phi(\theta, E, Q, I, L \dots). \quad (18)$$

Здесь S_{Li} и $S_{A+\alpha}$ — спектроскопические факторы, Φ — функция, зависящая от всех кинематических переменных и спинов. Теоретически такую предельную факторизацию обосновать трудно, но ясно, что она будет тем правомернее, чем ближе структура ядер лития к квазимолекулярной. Из (18) следует, что отношение сечений будет слабо меняться от уровня к уровню, если зависимость сечения от кинематических переменных примерно одинакова для обеих реакций. Это и наблюдается на опыте, особенно для сечений, проинтегрированных по определенному диапазону передних углов:

$$\sigma({}^6\text{Li}, d)/\sigma({}^7\text{Li}, t) = \int \Phi({}^6\text{Li}, d) d\theta / \int \Phi({}^7\text{Li}, t) d\theta \approx \text{const}. \quad (19)$$

Хорошее соответствие спектров возбуждения (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакций имеет место при начальных энергиях 25—30 Мэв. При меньших энергиях (15—20 Мэв) такая корреляция иногда нарушается [17]. Возможно, это связано с тем, что при таких энергиях

в (${}^6\text{Li}, d$)-реакции заметное значение приобретает компаунд-процесс. Для слабых переходов отношение $\sigma({}^6\text{Li}, d)/\sigma({}^7\text{Li}, t)$ в некоторых случаях оказывается другим, чем для сильных. Это также может служить указанием на вклад механизмов, отличающихся от передачи α -частицы.

Избирательное возбуждение α -кластерных состояний. Анализ экспериментальных данных показывает, что интенсивные переходы в (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^7\text{Li}, t$)-реакциях отвечают возбуждению состояний, у которых известна или на основании теоретических соображений может предполагаться большая α -частичная приведенная ширина. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже. Сейчас отметим лишь, что наблюдается соответствие между возбуждением или невозбуждением уровней остаточных ядер в (${}^6\text{Li}, d$)- (${}^7\text{Li}, t$)-реакциях на ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, с одной стороны, и уровней промежуточных ядер при рассеянии ${}^{12}\text{C} + \alpha$ [${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{16}\text{O} + \alpha$] [29] — с другой.

Правила отбора. Механизм передачи α -частицы предусматривает выполнение определенных правил отбора по моменту, четности и изотопическому спину.

1. Из соотношений (10—13) для $I_A = 0$ следует, что

$$I_B = l, \quad \Delta\pi = (-)^l. \quad (20)$$

Таким образом, для реакций на ядрах-мишенях со спином 0^+ это правило отбора запрещает возбуждение уровней 0^- , 1^+ и 2^- и т. д. Действительно, такие уровни возбуждаются с очень небольшими сечениями. Например, уровням 2^- ($8,87 \text{ Мэв}$ в ${}^{16}\text{O}$, рис. 4; $4,97 \text{ Мэв}$ в ${}^{20}\text{Ne}$, рис. 5) соответствуют очень слабые линии спектра. Соответствующие угловые распределения, как правило, симметричны относительно 90° (см. рис. 6 и 8); это говорит о том, что заселение этих состояний происходит за счет распада составного ядра.

2. $\Delta T = 0$ для (${}^7\text{Li}, t$)-реакции. Для (${}^6\text{Li}, d$)-реакции изменение изотопического спина запрещено всегда, а для (${}^7\text{Li}, t$)-реакции — только в случае механизма передачи α -частицы.

Это правило отбора также довольно хорошо выполняется. Например, из рис. 4 видно, что группа уровней ${}^{16}\text{O}$ с $T = 1$ в диапазоне $12,3$ — $13,3 \text{ Мэв}$ образуется в (${}^7\text{Li}, t$)-реакции с очень небольшим сечением.

Систематика угловых распределений. Обычно анализ угловых распределений дает наиболее значимые сведения о характере реакции. Как уже отмечалось, из-за отсутствия надежной теории прямых процессов количественное сравнение экспериментальных угловых распределений с расчетными не может служить доказательством наличия или отсутствия в данной реакции прямого механизма. На основании формы угловых распределений некоторые выводы можно сделать без использо-

вания теории прямых реакций. Имеющиеся данные об угловых распределениях охватывают в основном ядра-мишени ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$ и получены при энергиях ${}^6\text{Li}$ в диапазонах 18—20 и 24—26 Мэв и ${}^7\text{Li}$ — 12—16 и 28—30 Мэв.

Остановимся вначале на вопросе о роли механизма образования составного ядра в литиевых реакциях. Наиболее благоприятны для такого процесса малые энергии ионов лития. На рис. 6 и 7 приведены некоторые из угловых распределений в (${}^6\text{Li}$, d)-реакции на ${}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{24}\text{Mg}$ [16, 30] при $E = 18$ Мэв и (${}^7\text{Li}$, t)-реакции на ${}^{18}\text{O}$ [31], ${}^{20}\text{Ne}$ [30] и ${}^{24}\text{Mg}$ [17] при $E = 12$ Мэв. Отобраны угловые распределения, измеренные в возможно большем интервале углов. Отметим характерные их особенности.

1. Большинство угловых распределений имеют форму, характерную для прямых процессов: направленность вперед и асимметрию относительно 90° . При этом асимметрия вперед — назад резко выражена у распределений (${}^7\text{Li}$, t)-реакций, хотя они измерены при меньших энергиях.

2. Угловые распределения «прямого» типа обнаруживают дифракционную структуру, причем она более отчетливо выражена в случае (${}^6\text{Li}$, d)-реакции. В (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях структура заметна обычно лишь для переходов $0^+ \rightarrow 0^+$.

3. Наблюдаются также угловые распределения, согласующиеся с предсказаниями теории компаунд-процессов, т. е. симметричные относительно 90° или даже почти изотропные. Соответствующие сечения меньше, чем для асимметричных случаев. Интересно, что переходам на уровни аномальной четности (2^- , 3^+ четно-четных ядрах), возбуждение которых запрещено при прямой передаче α -частицы, соответствуют именно симметричные распределения.

В работах [15, 32] вопрос о вкладе компаунд-процесса был рассмотрен на примере реакции ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$ и ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$ с использованием формализма Хаузера — Фешбаха [33, 34].

Некоторые угловые распределения в (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях на ${}^{12}\text{C}$ при энергии ${}^6\text{Li}$ 20 Мэв и ${}^7\text{Li}$ 21 Мэв приведены на рис. 8. В обеих реакциях переходам на уровень 8,87 Мэв (2^-) соответствуют симметричные относительно 90° угловые распределения. На этом основании, а также с учетом запрещения возбуждения уровня 2^- при простой передаче α -частицы предполагается, что этот уровень заселяется целиком в результате процесса, идущего через составное ядро. Тогда сечение образования остальных уровней за счет компаунд-механизма можно получить нормировкой на уровень 8,87 Мэв. Вычисленные таким способом по формуле Хаузера — Фешбаха дифференциальные сечения приведены на рис. 8, а полные сечения — в табл. 2.

Из рис. 8 и табл. 2 видно, что ни один переход не соответствует чистому компаунд-процессу, хотя его роль в (${}^6\text{Li}$, d)-реакции оказывается довольно значительной. Следует отметить, что угло-

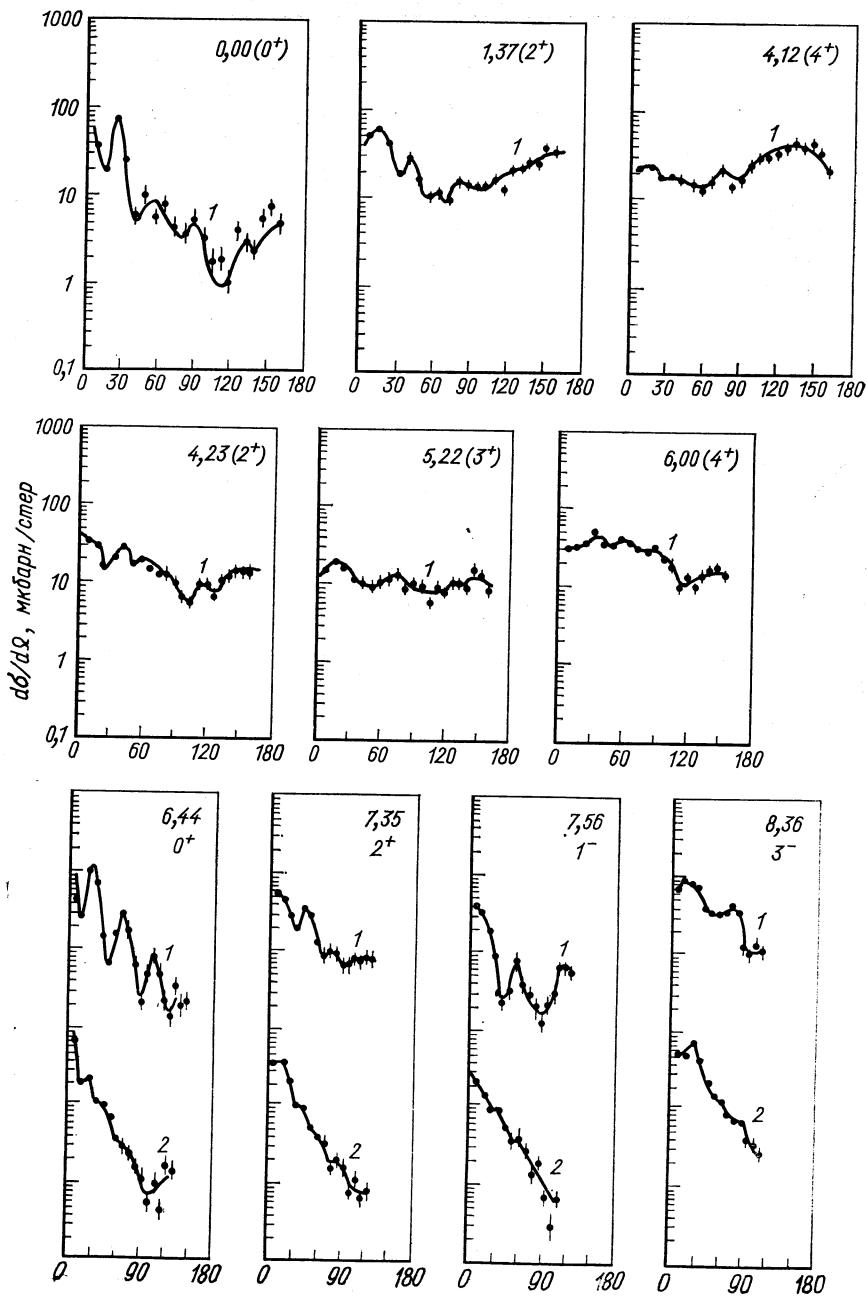
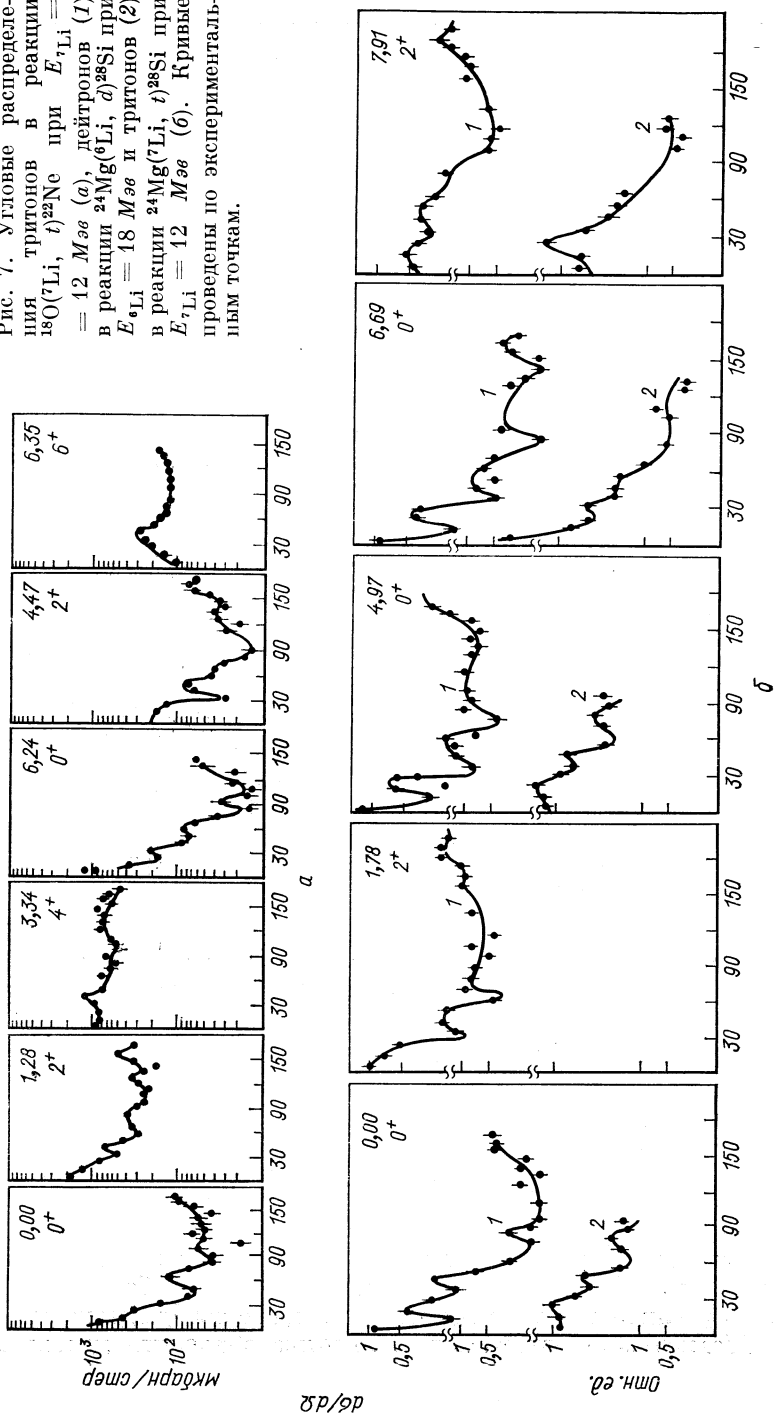


Рис. 6. Угловые распределения дейтронов в реакции $^{20}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{24}\text{Mg}$ при $E_{^6\text{Li}} = 18 \text{ Мэв}$ (1) и тритонов в реакции $^{20}\text{Ne}(^7\text{Li}, t)^{24}\text{Mg}$ при $E_{^7\text{Li}} = 14 \text{ Мэв}$ (2). Кривые проведены по экспериментальным точкам.

Рис. 7. Угловые распределения тритонов в реакции $^{18}\text{O}(^7\text{Li}, t)^{22}\text{Ne}$ при $E_{^7\text{Li}} = 12$ Мэв (а), дейтронов (1) в реакции $^{24}\text{Mg}(^6\text{Li}, d)^{28}\text{Si}$ при $E_{^6\text{Li}} = 18$ Мэв и тритонов (2) в реакции $^{24}\text{Mg}(^7\text{Li}, t)^{28}\text{Si}$ при $E_{^7\text{Li}} = 12$ Мэв (б). Кривые проведены по экспериментальным точкам.



вые распределения (${}^6\text{Li}, d$)-реакции в работе [32] не измерялись при углах, меньших 20° , а именно при этих углах вклад прямых процессов проявляется сильнее всего. Как будет видно из даль-

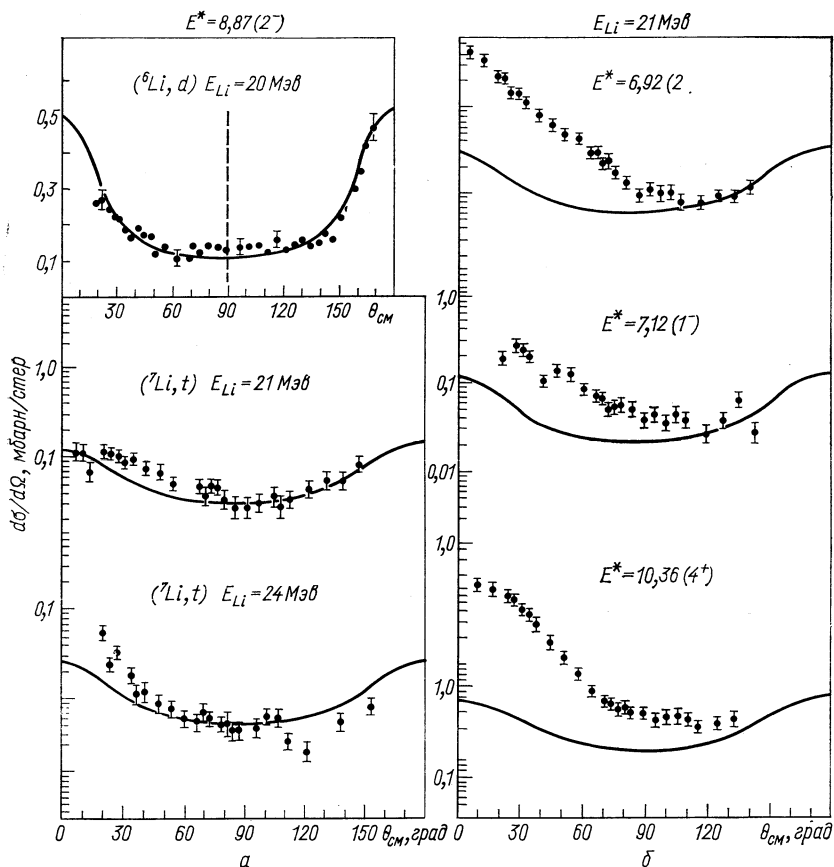


Рис. 8. Угловые распределения дейтронов в реакции ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$ с образованием уровня ${}^{16}\text{O}$ $8,87 \text{ МэВ}$ (2^-) (а) и угловые распределения тритонов в реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$ (б). Кривые вычислены по формуле Хаузера — Фешбаха.

нейшего, при несколько больших энергиях ($25\text{—}26 \text{ МэВ}$) угловые распределения (${}^6\text{Li}, d$)-реакции при малых углах обнаруживают особенности, характерные для прямого механизма.

В реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$ вклад компаунд-процесса еще меньше, в согласии с обсуждавшимися выше данными для более тяжелых ядер. С увеличением энергии ионов ${}^7\text{Li}$ даже возбуждение уровня $8,87 \text{ МэВ}$ нельзя, по-видимому, полностью объяснить механизмом

Таблица 2

 Экспериментальные и вычисленные по формуле Хаузера — Фешбаха сечения реакций $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$

$E(^{16}\text{O}), \text{ Мэв}$	l^π	$(^6\text{Li}, d), E = 20 \text{ Мэв}$		$(^7\text{Li}, t), E = 21,1 \text{ Мэв}$	
		$\sigma_{\text{ЭКСП}}$, мбарн	$\sigma_{\text{ХФ}}$, мбарн	$\sigma_{\text{ЭКСП}}$, мбарн	$\sigma_{\text{ХФ}}$, мбарн
6,92	2	6,0	3,79	4,74	1,10
7,12	1-	1,8	1,27	0,84	0,37
8,87	2-	2,0	1,98	0,63	0,51
9,85	2+	2,7	1,68	1,13	0,37
10,36	4+	14,3	7,73	11,2	2,08

образования составного ядра. При $E_{\text{Li}} = 24 \text{ Мэв}$ угловое распределение становится вытянутым вперед, а экспериментальное полное сечение в 1,7 раза больше хаузер-фешбаховского [15]. При $E_{\text{Li}} = 30 \text{ Мэв}$ угловое распределение резко направлено вперед [26].

Перейдем теперь к рассмотрению зависимости формы углового распределения от передаваемого момента. Как известно, зависимость положения главного максимума углового распределения от передаваемого орбитального момента является одним из наиболее характерных признаков прямых реакций с легкими частицами, таких, как (d, p) -, (d, t) -, $(^3\text{He}, d)$ -реакции и др., во многом определяет их спектроскопическую ценность. В $(^6\text{Li}, d)$ - и $(^7\text{Li}, t)$ -реакциях такая зависимость во многих случаях также имеет место, хотя и носит менее однозначный характер, чем в реакциях с легкими частицами.

Угловые распределения $(^6\text{Li}, d)$ -реакции при энергии около 25 Мэв и соответствующие различным переданным моментам L приведены на рис. 9. Видно, что наблюдается довольно четкая зависимость положения максимума от L , носящая обычный характер; $\theta_{\text{макс}}$ увеличивается с ростом L . При меньших энергиях эта зависимость также имеет место [15]. Не вполне ясная ситуация наблюдается для $L > 4$: соответствующие угловые распределения становятся резко вытянутыми вперед и не позволяют определить L . Правда, таких случаев известно очень мало, и для окончательных выводов требуется дополнительный экспериментальный материал.

В $(^7\text{Li}, t)$ -реакциях (рис. 10) зависимость $\theta_{\text{макс}}$ от L более слабая. Это естественно, так как присутствие нескольких L сглаживает структуру угловых распределений. Зависимость положения максимума от величины переданных моментов лучше проявляется при меньших энергиях ^7Li . При $E \approx 30 \text{ Мэв}$ угловые распределения вытянуты вперед для всех L , кроме самых больших (~ 6).

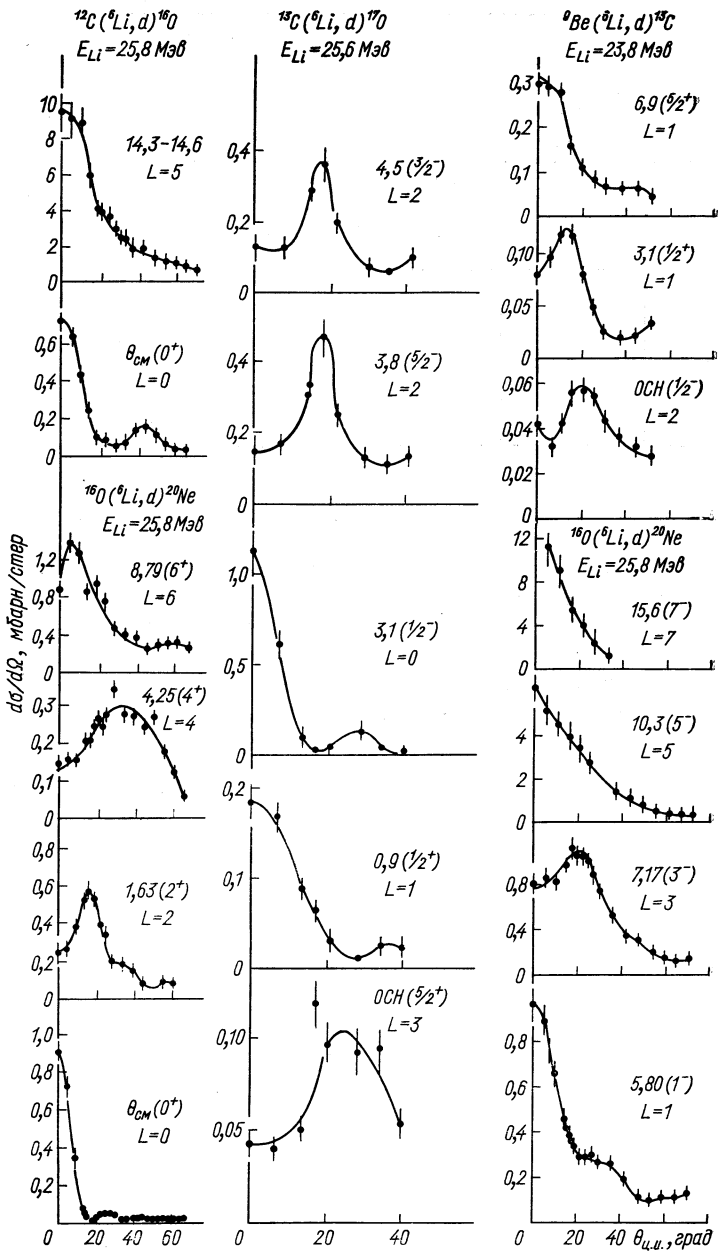


Рис. 9. Угловые распределения дейтрона в $({}^6\text{Li}, d)$ -реакции при $E_{\text{Li}} = 26 \text{ MeV}$ для различных переданных моментов L . Кривые проведены по экспериментальным точкам.

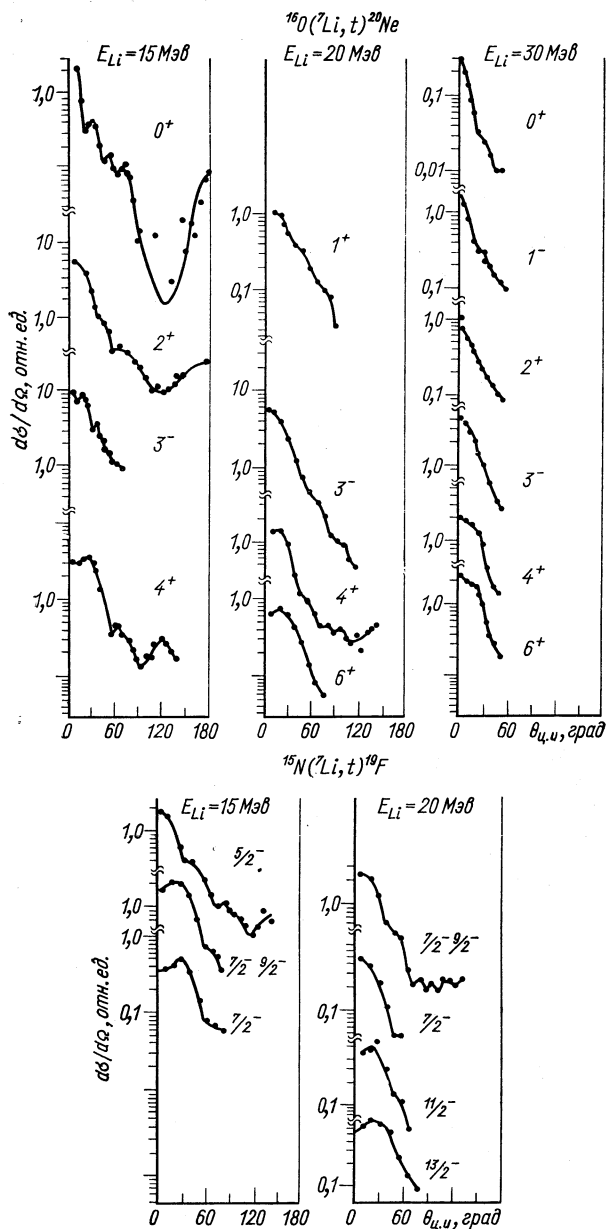


Рис. 10. Угловые распределения тритона в $(^7Li, t)$ -реакции при различных энергиях и для разных моментов конечных состояний. Кривые проведены по экспериментальным точкам.

Таким образом, имеющиеся данные по угловым распределениям показывают, что в (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях при достаточно больших энергиях прямые процессы играют основную роль, по крайней мере в области малых углов. При этом характер угловых распределений (связь положения основного максимума с переданным моментом) оказывается, в общем, таким, какой следует ожидать для процесса срыва.

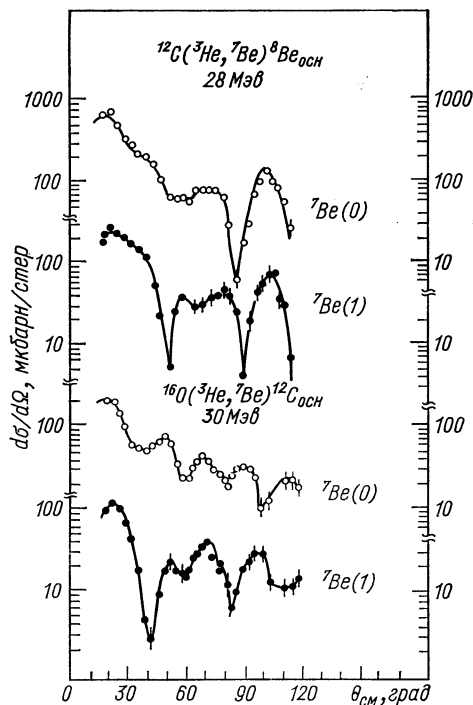


Рис. 11. Угловые распределения реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$ и ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be}){}^{12}\text{C}$ с образованием ${}^7\text{Be}$ в основном и первом возбужденном состояниях. Кривые проведены по экспериментальным точкам.

связи между (p , t)- и (p , ${}^3\text{He}$)-реакциями выполняется очень точно.

Некоторые угловые распределения (${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$)-реакций [35] приведены на рис. 11, откуда видно, что отношение сечений близко к двум, максимумы и минимумы находятся примерно при одинаковых углах. Все же угловые распределения не вполне одинаковы. Наблюдаемое различие требует дальнейшего изучения. Оно может быть связано как с вкладом других механизмов, так и с наличием сильного спин-орбитального взаимодействия в оптическом потенциале для ${}^7\text{Be}$.

оказывает, в общем, таким, какой следует ожидать для процесса срыва.

(${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$)-Реакции подхвата. Изучение (t , ${}^7\text{Li}$)-и (${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$)-реакций позволяет получить дополнительную информацию о механизме передачи α -частицы, так как вылетающие ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ могут образовываться в двух состояниях: основном и первом возбужденном. Оболочечные расчеты с промежуточной связью показывают, что волновые функции в обоих состояниях почти идентичны. Отсюда следует, что угловые распределения в реакциях $A + {}^3\text{He} \rightarrow \rightarrow B + {}^7\text{Be} (0)$ и $A + {}^3\text{He} \rightarrow \rightarrow B + {}^7\text{Be} (1)$ должны быть подобны, а сечение первой реакции в два раза больше из-за спинового фактора. Известно, что основанное на аналогичных аргументах соответ-

Угловые корреляции и. Измерение угловой корреляции вылетающей в реакции частицы с частицей, образующейся в результате распада конечного состояния остаточного ядра, позволяет сделать довольно определенные выводы о механизме реакции. Такие измерения были проведены в работе [36] при изучении реакции $^{12}\text{C}(^{6}\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*(^{12}\text{C}, \alpha)$. Дейтроны регистрировались под углом 0° или близким к нему, и измерялась угловая корреляция d и α .

В общем случае функция угловой корреляции представляет собой ряд из полиномов Лежандра:

$$W(\theta) = \sum_m a_m P_l^m(\theta). \tag{21}$$

Однако если процесс носит прямой характер, такой, что вылетающий дейтрон сохраняет ориентацию спина ядра ^6Li до реакции, то все коэффициенты a_m , за исключением одного, будут малы. Функция корреляции описывается в этом случае одним полиномом Лежандра, что позволяет однозначно определить спин и четность конечного состояния.

На рис. 12 приведены функции корреляции для трех состояний ядра 14,5; 16,2 и 20,9 Мэв, заселяемых в реакции $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$. Видно, что они с хорошей точностью описываются одним из полиномов Лежандра. Это позволяет сделать

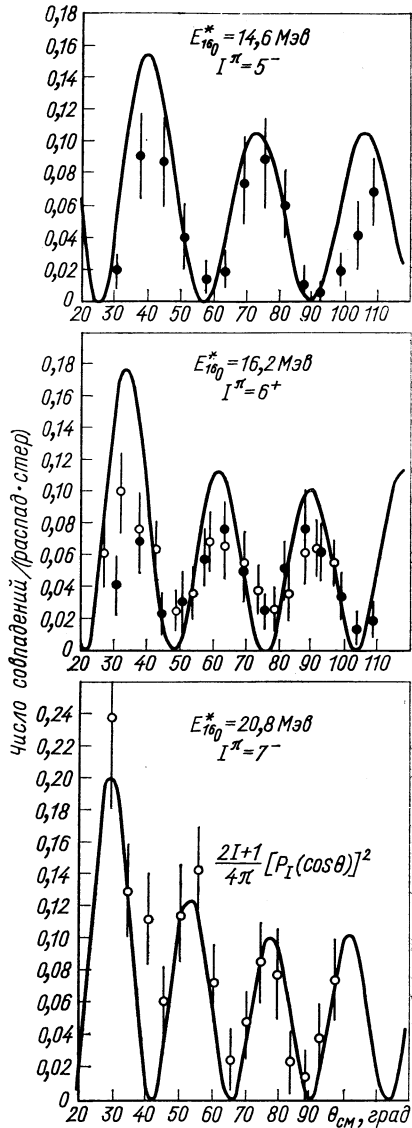


Рис. 12. Функции корреляции в реакции $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$.

вывод, что при возбуждении указанных уровней ^{16}O вклад компаунд-процесса или прямых механизмов, связанных с обменом дейтроном (например, выбива-

ние), не имеет существенного значения в (${}^6\text{Li}$, d)-реакции при вылете дейтронов под малыми углами. Это практически однозначно свидетельствует о том, что в данных случаях имеет место механизм срыва α -частицы.

В ы в о д ы. Имеющиеся данные о характере спектров возбуждения остаточных ядер и угловых распределений вылетающих частиц позволяют без привлечения количественной теории реакций сделать вполне уверенный вывод о том, что в (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях с большой вероятностью происходит механизм передачи α -частичного кластера. Этот механизм является преобладающим в наиболее интенсивных переходах при энергии ионов лития свыше ~ 15 Мэв. Для слабых переходов картина оказывается более сложной, и помимо процесса передачи α -частицы присутствуют и другие механизмы (прямые и непрямые).

Таким образом, (${}^6\text{Li}$, d) и (${}^7\text{Li}$, t)-реакции можно в принципе применить для изучения α -частичных или квартетных возбуждений в ядрах. Однако для получения количественной информации о α -частичной структуре ядра, в частности для извлечения из экспериментальных данных α -частичных спектроскопических факторов или аналогичных им величин, необходимо использовать в той или иной степени теорию реакций.

3. МЕТОДЫ АНАЛИЗА (${}^6\text{Li}$, d)- И (${}^7\text{Li}$, t)-РЕАКЦИЙ

Практические расчеты по формуле (9) очень сложны, несмотря на появление больших ЭВМ. Почти во всех работах спектроскопическую информацию пытаются извлечь с помощью различных приближенных методов, которые будут рассмотрены в порядке их усложнения. В конце этого раздела будут приведены результаты сравнения с экспериментом «точных» расчетов с конечным радиусом взаимодействия.

($2I + 1$) - Метод. Зависимость сечений от кинематических переменных. Этот метод предполагает, что полное сечение (практически в области относительно малых углов) зависит главным образом от фактора ($2I + 1$) и спектроскопического фактора S , т. е.

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} d\sigma/d\Omega d\Omega \approx \text{const} (2I_B + 1) S_{B \rightarrow A+x}. \quad (22)$$

С помощью выражения (22) можно получить относительные величины спектроскопических факторов $S_{Bi \rightarrow A+x}$ для различных уровней остаточного ядра, а если можно нормировать по какому-либо состоянию с уже известной приведенной шириной—то и абсолютные значения.

Привлекательность $(2I + 1)$ -метода состоит в его простоте. Очевидно, что он является очень грубым и может дать только качественную информацию. Заметим, что даже самые точные расчеты по методу искаженных волн из-за многочисленных допущений, (см. выше), могут дать иллюзию согласия с экспериментом, особенно когда есть возможность варьировать многочисленные параметры, входящие в задачу. Применимость $(2I + 1)$ -метода определяется тем, насколько слаба зависимость сечений от кинематических переменных или в какой степени эту зависимость можно учитывать. Рассмотрим существующие данные на этот счет, имея в виду, что определение таких зависимостей позволяет не только ввести необходимые поправки в формулу (22), но и лучше понять механизм реакций.

1. Зависимость сечения от энергии. Известно, что сечения прямых реакций при энергиях, больших кулоновского барьера, меняются довольно плавно. Для реакций с ионами лития данных немного, но имеющиеся согласуются с общей картиной. Это видно из рис. 13 [37], на котором приведены дифференциальные сечения реакций $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ в интервале энергий 20—32 Мэв.

2. Зависимость сечения от переданного момента. Для реакций с ионами лития, как и для других реакций с тяжелыми ионами, большое значение имеет так называемое соответствие угловых моментов. Смысл его состоит в следующем.

В упругое рассеяние в каналах (Aa) и (Bb) основной вклад вносят несколько парциальных волн с моментами, близкими к классическим значениям для касательного столкновения:

$$L_i = k_a R (1 - 2\eta_a/k_a R)^{1/2}; \quad L_f = k_b R (1 - 2\eta_b/k_b R)^{1/2}, \quad (23)$$

где η_a и η_b — кулоновские параметры в каналах (Aa) и (Bb) .

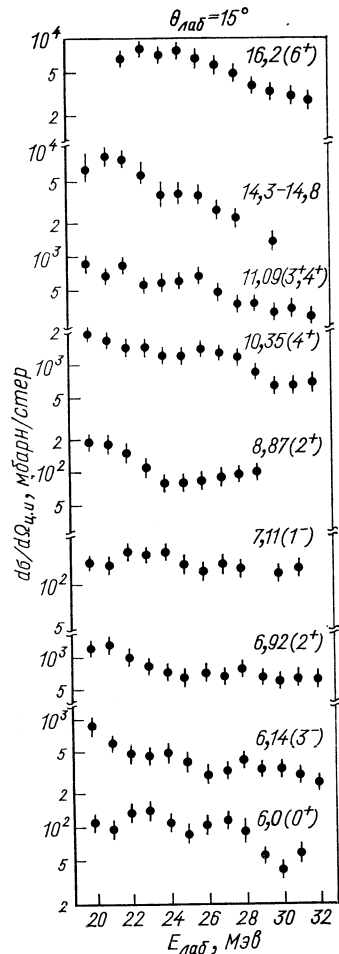


Рис. 13. Зависимость дифференциальных сечений реакций $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ от энергии ионов лития.

Волны, отвечающие моментам, большим L_i и L_f , находятся вне области взаимодействия из-за высокого центробежного барьера. Низкие парциальные волны не дают вклада в упругий канал из-за сильного поглощения в ядерном веществе. Следствием этого является хорошо известная локализация рассеяния сложных частиц на поверхности ядра. В качестве радиуса взаимодействия R в (23) следует принимать значение, при котором коэффициент отражения $|\eta_L| = 0,5$, однако для оценок часто пользуются обычным выражением

$$R \approx r_0 (a^{1/3} + A^{1/3}) \approx r_0 (b^{1/3} + B^{1/3}). \quad (24)$$

В случае реакции передачи радиальные волновые функции в (8) изменяются значительно медленнее, чем искаженные волны, описывающие рассеяние. Следовательно, поведение амплитуды реакции определяется главным образом перекрытием искаженных волн в входном и выходном каналах. Амплитуда реакции $\beta_{i_\alpha l}^{LM}(\theta)$ будет максимальна, если переданный момент L , допустимый законами сохранения, ближе всего соответствует разнице орбитальных моментов L_i и L_f , имеющих основное значение в рассеянии. Это приводит к так называемому условию соответствия угловых моментов:

$$|L_i - L_f| \approx L. \quad (25)$$

При выполнении соотношения (25) реакция хорошо локализована в пространстве, и основной вклад в сечение вносит поверхностная область. В реакциях с тяжелыми ионами, изученных в этих условиях, хорошо проявляется дифракционная структура. С другой стороны, если $|L_i - L_f|$ отличается от L больше чем на 1—2 единицы, значительный вклад в сечение должны вносить низкие парциальные волны в одном или другом канале. Для сильно поглощающихся частиц несоответствие угловых моментов приводит к уменьшению сечения реакции. При использовании $(2I + 1)$ -метода для получения сведений о структуре ядра это необходимо иметь в виду.

Зависимость $|L_i - L_f|$ от энергии возбуждения ядра для реакций $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ приведена в табл. 3. Видно, что с ростом энергии возбуждения становится все более благоприятным образование уровней с большими моментами.

3. Зависимость сечения от Q . В рамках общей теории она довольно сложна. Качественно можно выделить два эффекта: перекрывание хвостов волновых функций переданного кластера для начального и конечного состояний и степень совпадения расстояний максимального сближения в входном и выходном каналах.

Первый из этих эффектов приводит к зависимости

$$\sigma \sim \exp[-(\kappa_i + \kappa_f)R], \quad (26)$$

Таблица 3

 Величины $|L_i - L_f|$, вычисленные [33] для реакции $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ при $E_{^6\text{Li}} = 20 \text{ Мэв}$

Уровни ^{16}O			Уровни ^{16}O		
$E_{\text{возб}}, \text{Мэв}$	I^π	$ L_i - L_f $	$E_{\text{возб}}, \text{Мэв}$	I^π	$ L_i - L_f $
6,92	2+	2,0	14,5	5-	5,2
10,36	4+	3,6	16,2	6+	6,2

где κ — волновые числа, соответствующие энергии связи кластера x в начальном и конечном состояниях:

$$\kappa_i = \sqrt{2\mu\epsilon_{\text{Li}}}/\hbar; \quad \kappa_f = \sqrt{2\mu|Q + \epsilon_{\text{Li}}|}/\hbar. \quad (27)$$

Из (26) и (27) следует, что для переходов с большими значениями $|Q|$ можно ожидать уменьшения сечения по сравнению с переходами в слабо связанные состояния. Для оценок следует учесть обычную кулоновскую поправку к величине κ_f , так как кластер x является заряженной частицей. Для ($^6\text{Li}, d$)- и ($^7\text{Li}, t$)-реакций на легких ядрах получается довольно слабая зависимость от Q . Так, в случае реакции $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ сечение убывает от энергии возбуждения 11 Мэв, где оно достигает максимума, до основного состояния в 3 раза.

Второй эффект связан с тем, что при больших кулоновских параметрах η движение тяжелого иона можно рассматривать квазиклассическим, и, для того чтобы реакция могла идти с заметной вероятностью, должны быть малы расстояния максимального сближения:

$$R_i^m = \eta_i (1 + \text{cosec } \vartheta/2)/k_i; \quad R_f^m = \eta_f (1 + \text{cosec } \vartheta/2)/k_f. \quad (28)$$

Требование $R_i^m \approx R_f^m$ приводит к тому, что имеется некоторое оптимальное значение Q . Зависимость сечения от этого значения, связанная с данным эффектом, имеет вид [38]

$$\sigma \sim \exp(-\alpha |\eta_i - \eta_f|), \quad (29)$$

где α — числовой множитель порядка π .

В реакциях с тяжелыми ионами, такими, как ^{16}O , на ядрах с $Z = 20-30$ наблюдается очень сильная Q -зависимость сечений [4]. Однако для реакций с ионами лития на легких ядрах этот эффект невелик, так как величины $\eta \sim 1$ и движение не является квазиклассическим.

Таким образом, из общих соображений не следует ожидать для ($^6\text{Li}, d$)- и ($^7\text{Li}, t$)-реакций сильной Q -зависимости сечений.

Приближенная эмпирическая Q -зависимость приводится на рис. 14. Она получена с использованием сечений (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^7\text{Li}, t$)-реакций на ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ в предположении, что α -частичные

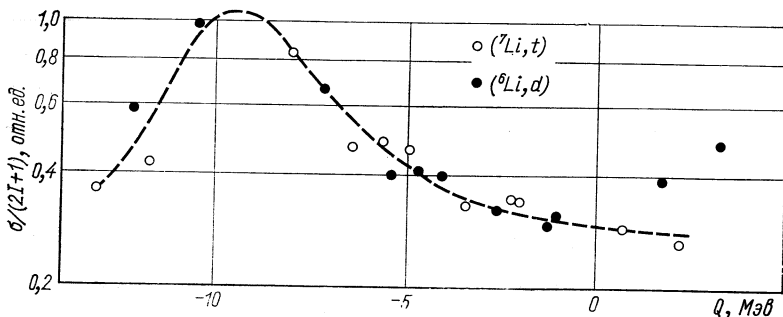


Рис. 14. Q -зависимость (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^7\text{Li}, t$)-реакций на легких ядрах. Сечения образования уровней полос ${}^{16}\text{O}$: 0^+ (осн.) — $2^+ - 4^+ - 6^+$, и ${}^{20}\text{Ne}$: 0^+ (осн.) — $2^+ - 4^+ - 6^+$ и 1^- ($5,80 \text{ Мэв}$) — $3^- - 5^- - 7^-$, в интервале $0 - 60^\circ$ поделены на фактор $(2I + 1)$ и совмещены при одинаковых Q .

приведенные ширины уровней, относящихся к одной из вращательных полос ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ (см. ниже), одинаковы. Зависимость оказывается действительно довольно слабой и имеет приблизительно ожидаемый вид.

Таблица 4

Сечения ($d, {}^6\text{Li}$)- и (${}^3\text{He}, {}^7\text{Be}$)-реакций с образованием основных состояний остаточных ядер

Ядро-мишень	Остаточное ядро	$d\sigma/d\Omega$ в максимуме (мкбарн/стер),		S_α [36]
		($d, {}^6\text{Li}$), $E_d = 19,5 \text{ Мэв}$	${}^3\text{He}, {}^7\text{Be}$ $E_{{}^3\text{He}} = 41 \text{ Мэв}$	
${}^{10}\text{B}$	${}^6\text{Li}$	500		
${}^{11}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	600		
${}^{12}\text{C}$	${}^8\text{Be}$	500	800	0,674
${}^{14}\text{N}$	${}^{10}\text{B}$		40	
${}^{16}\text{O}$	${}^{12}\text{C}$	140	120	0,295
${}^{19}\text{F}$	${}^{15}\text{N}$	140	120	
${}^{20}\text{Ne}$	${}^{16}\text{O}$		75	0,182
${}^{27}\text{Al}$	${}^{23}\text{Na}$		15	
${}^{28}\text{Si}$	${}^{24}\text{Mg}$		35	0,0044
${}^{40}\text{Ar}$	${}^{36}\text{S}$		20	
${}^{40}\text{Ca}$	${}^{36}\text{Ar}$	40	20	0,0043

4. Зависимость сечения от массового числа A . На эксперименте наблюдается очень сильное убывание сечения (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^7\text{Li}, t$)-

реакций, а также обратных (d , ${}^6\text{Li}$)-и (${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$)-реакций с ростом A [14, 19, 76]. Это иллюстрируется данными, приведенными в табл. 4.

Убывание сечений можно связать или с уменьшением α -частичных спектроскопических факторов (вычисленные по модели оболочек величины S_α приведены в последней колонке табл. 4), или с механизмом реакции (если предположить, что истинные значения S_α примерно постоянны). Расчеты методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (см. ниже) говорят в пользу первой альтернативы.

Приближение плоских волн. Поскольку при эксперименте наблюдается в основном довольно простая структура угловых распределений и, как указывалось выше, во многих случаях удается проследить зависимость положения главного максимума от переданного момента, имеет смысл попытаться применить для анализа реакций простые модели, такие, как приближение плоских волн. Рассмотрим, следуя работе [39], применение борновского приближения с плоскими волнами к анализу (${}^7\text{Li}$, t)-реакций.

Предполагается, что налетающее ядро ${}^7\text{Li}$ состоит из α -частицы и тритона в относительном p -расстоянии. Амплитуду реакции можно записать в виде

$$T = \sum_{LM} (I_i M_i, LM | I_f M_f) (1/2\mu_t, 1\mu | 3/2\mu_{\text{Li}}) (2L+1)^{1/2} \beta_L B_L^M, \quad (30)$$

где β_L — коэффициенты разложения волновой функции конечного состояния по конфигурациям остов плюс переданный α -кластер; B_L^M — амплитуда вероятности поглощения α -кластера с квантовыми числами L и M . В приближении плоских волн она имеет вид

$$B_L^M = i^{-(L-1)} (2L+1)^{-1/2} \int \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) \Phi_{\text{Li}}(r) Y_1^\mu(\hat{r}) \times \\ \times V(r) r^2 dr d\Omega \int \mu_L(r_\alpha) Y_L^{M*}(\hat{r}_\alpha) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_\alpha) r_\alpha^2 dr_\alpha d\Omega_\alpha. \quad (31)$$

Здесь $\mathbf{q} = \mathbf{k}_{\text{Li}} - A\mathbf{k}_t/B$ — импульс, вносимый в ядро переданной α -частицей; $\mathbf{k} = \mathbf{k}_t - m_t\mathbf{k}_{\text{Li}}/m_{\text{Li}}$ — импульс, переданный тритону при взаимодействии с α -кластером; $\mathbf{r} = \mathbf{r}_t - \mathbf{r}_\alpha$, \mathbf{r}_t и \mathbf{r}_α — координаты тритона и α -кластера относительно ядра-мишени; $\Phi_{\text{Li}}(r) Y_1^\mu(\hat{r})$ — волновая функция относительного движения тритонного и α -кластера; $U_L(r_\alpha) Y_L^\mu(\hat{r}_\alpha)$ — волновая функция переданного α -кластера в остаточном ядре.

Из (30) после некоторых преобразований получаем

$$B_L^M = (2L+1)^{-1/2} \frac{\hbar^2 P(k)}{2m_\alpha^*} Y_1^\mu(\hat{k}) [4\pi Y_L^{M*}(\hat{\mathbf{q}}) R U_L(R) w_L(qR)], \quad (32)$$

где R — радиус отрезания; m^* — приведенная масса α -частицы и ядра-мишени.

Форм-фактор $P(k)$ описывает внутреннюю структуру налетающего ядра ${}^7\text{Li}$ и имеет вид

$$P(k) = 4\pi \int_0^{\infty} j_1(kr) \Phi_{\text{Li}}(r) r^2 dr, \quad (33)$$

$j_1(kr)$ — сферическая функция Бесселя; $w_L(qR)$ — обычный батлеровский вронскиан [40], содержащий зависимость углового распределения от переданного момента L α -кластера. Обращаем внимание на то, что в приближении плоских волн передаваемый в реакции момент определяется однозначно и совпадает с l . Окончательно

$$d\sigma/d\Omega = \frac{3}{16\pi^2} \cdot \frac{m_{\text{Li}}^* m_i^*}{m_{\alpha}^{*2}} \cdot \frac{k_i}{k_{\text{Li}}} \cdot \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} \cdot \frac{P^2(k)}{R} \sum_L \theta^2(L) w_L^2(qR), \quad (34)$$

где $\theta^2(L)$ — приведенная ширина:

$$\theta^2(L) = \beta_L^2 \theta_0^2(L); \quad \theta_0^2(L) = R^3 v_L^2(R)/3. \quad (35)$$

Чтобы вычислить форм-фактор, необходимо использовать конкретный вид волновой функции ${}^7\text{Li}$. Известно, что осцилляторные волновые функции, применяемые в расчетах по кластерной модели, не дают правильной асимптотики на больших расстояниях. Анализ данных по рассеянию электронов [1] показывает, что кластерная волновая функция основного состояния ${}^7\text{Li}$ не должна иметь узлов. В работе [39] была использована волновая функция вида

$$\Phi_{\text{Li}}(r) = N [1 - \exp(-r/R_0)]^4 \exp(-\alpha r)/r \quad (36)$$

Значение параметра R_0 выбрано для получения наилучшего согласия с экспериментальными угловыми распределениями равным 1,2 ферми, что соответствует среднеквадратическому расстоянию между тритоном и α -кластером 3,54 ферми.

Согласие с экспериментом оказывается примерно таким же, какое получается при применении теории Батлера [40] к (d, p) -, (d, t) -реакциям и др.: приблизительно воспроизводится главный максимум и более или менее правильно предсказывается положение нескольких следующих экстремумов.

В табл. 5 приводятся α -частичные приведенные ширины некоторых уровней ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$, полученные различными методами. Учитывая неточности, свойственные каждому из них, общее согласие вполне удовлетворительно.

Использование описанной схемы расчета требует знания волновой функции налетающего ядра лития, которая недостаточно хорошо известна. Чтобы обойти эту трудность, можно попытаться

Таблица 5

 Альфа-частичные приведенные ширины из (${}^6\text{Li}$, d)-
и (${}^7\text{Li}$, t)-реакций

Ядро	Уровень		S, (2I + 1)-метод		θ_α^2 , отн. ед.		θ_α^2 , рас- сеяние
	Mэв	I π	(${}^6\text{Li}$, d)	(${}^7\text{Li}$, t)	плоские волны [39]	угловая корреляция [36]	
${}^{16}\text{O}$	6,92	2+	0,97	1,07	—	—	—
	10,35	4+	1,00	1,00	—	1,00	0,39
	16,2	6+	1,04	0,80	—	0,63	—
	14,6	5-	0,62	0,59	—	0,81	—
${}^{20}\text{Ne}$	0,00	0+	0,53	0,26	0,25	—	—
	1,63	2+	0,42	0,29	0,13	—	—
	4,25	4+	0,31	0,30	0,20	—	—
	8,79	6+	0,29	0,24	—	—	0,09
	5,79	1-	0,78	0,67	—	—	—
	7,17	3-	0,77	0,75	—	—	0,36
	10,3	5-	0,75	0,70	—	—	0,66

Примечание. Величины S получены из сечений, проинтегрированных в интервале $0-60^\circ$ [26, 27]. Введена поправка на Q-зависимость (см. рис. 14). Величины S — относительные, за единицу приняты значения для уровня 10,35 (4^+) ядра ${}^{16}\text{O}$. θ_α^2 , полученные из опытов по угловой корреляции, также нормированы на этот уровень. θ_α^2 , полученные из данных по рассеянию ${}^{12}\text{C} + \alpha$ и ${}^{16}\text{O} + \alpha$ [77, 78], даны в единицах вигнеровского предела.

ся использовать выражение для сечения [41], содержащее два вронскиана. В этом случае движение передаваемого кластера одинаковым образом описывается в налетающем и в остаточном ядре: в обоих случаях волновая функция аппроксимируется сферической функцией Ханкеля.

При энергиях выше кулоновского барьера такое приближение малооправдано. Применение его к (${}^6\text{Li}$, α)-реакциям [42] показало, что не всегда можно получить даже положение основного максимума.

Несколько другой подход был предложен в работе [43]. Форм-фактор $P(k)$ не вычислялся, а должен быть получен как результат сравнения теории с экспериментом. Выражение для сечения принято в виде:

$$d\sigma/d\Omega = \text{const} (k_b/k_a) (2L + 1) P(k) F_L(qR); \quad (37)$$

$$F_i(qR) = j_i^2(qR) - j_{L-1}(qR) j_{L+1}(qR).$$

Вид $F_L(qR)$ отличается от батлеровского вронскиана в связи с несколько иным определением R, а именно предполагается, что

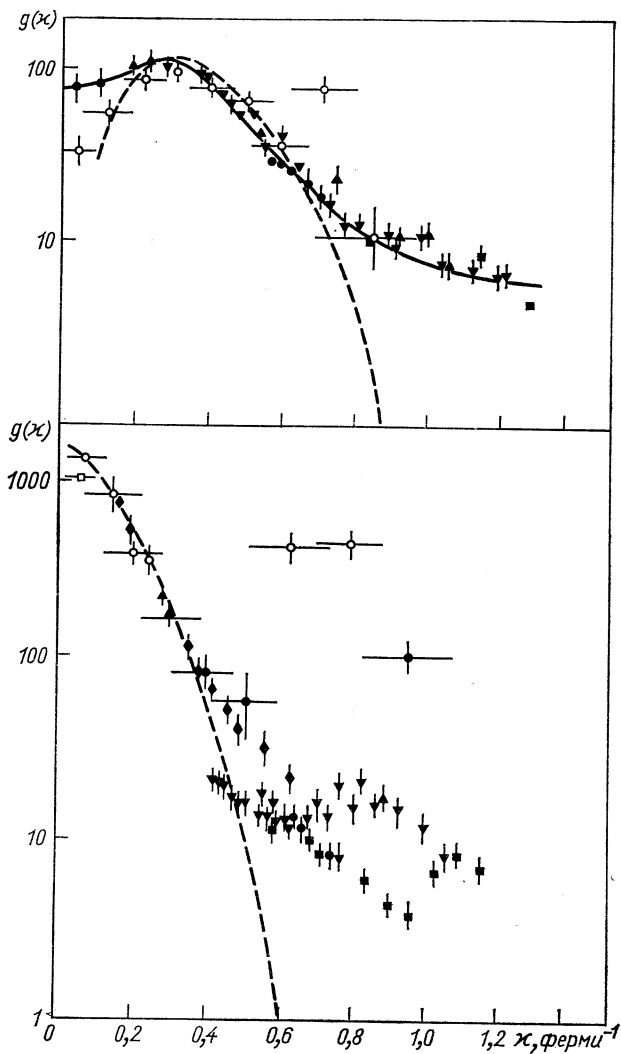


Рис. 15. Импульсные распределения α -частицы и тритона в ${}^7\text{Li}$ и α -частицы и дейтрона в ${}^6\text{Li}$ [43]. Точки получены из анализа (${}^6\text{Li}, d$)- и (${}^7\text{Li}, t$)-реакций; кружочки — из анализа ($\alpha, 2\alpha$)-реакции; пунктирная кривая — асимптотические значения импульсного распределения.

сечение реакции пропорционально вероятности обнаружить в падающей волне кластер x с моментом L в области взаимодействия R . Расчеты сделаны для переходов на различные уровни вращательных полос ядер ^{16}O и ^{20}Ne (^6Li , d)- и (^7Li , t)-реакциях. Предполагая, что α -частичные приведенные ширины в пределах одной полосы одинаковы (см. табл. 5), зависимость $P(k)$, равная

$$P(k) = (d\sigma/d\Omega_{\text{эксц}}/(k_b/k_a)(2L+1)F_L(q, R), \quad (38)$$

должна без какой-либо нормировки получиться из сечений для уровней одной полосы.

Типичные результаты приведены на рис. 15. Для форм-фактора ^7Li точки ложатся на одну и ту же кривую для всех уровней. Вид форм-фактора хорошо согласуется с полученным по формуле (36) и с извлеченным из анализа (α , 2α)-реакции выбивания [44]. Однако для (^6Li , d)-реакции не удается найти какой-либо само-согласующийся вид форм-фактора.

Резюмируя, можно сказать, что плосковолновые подходы, а также полуэмпирический $(2I+1)$ -метод позволяют в первом приближении описать поведение (^6Li , d)- и (^7Li , t)-реакций, хотя некоторые вопросы остаются невыясненными. Учитывая, что взаимодействие тяжелых ионов с ядрами очень сложно, полученную степень согласия можно считать вполне удовлетворительной и свидетельствующей, что относительно простая структура ядер лития действительно во многом определяет ход реакции.

Простые методы анализа еще не исчерпали себя. Представляет интерес применение периферийной модели ядерных реакций [45], в которой основной вклад в амплитуду реакции предполагается от парциальных волн с $l \geq kR$. В работе [46] периферийную модель применяли к анализу некоторых угловых распределений (^6Li , d)- и (^7Li , t)-реакций на ядрах-мишенях ^{12}C и ^{16}O . Некоторые экспериментальные кривые удается удовлетворительно описать в предположении, что основной вклад вносит полюсная диаграмма, однако в некоторых случаях согласие оказывается плохим. Улучшить его можно, если ввести второй полюсный график, соответствующий передаче возбужденной α -частицы и учитывающий, таким образом, некоторые более сложные прямые механизмы. Как отмечалось выше, неполюсные механизмы, безусловно, вносят некоторый вклад в амплитуду (^6Li , d)- и (^7Li , t)-реакций. Однако расчетов по периферийной модели сделано слишком мало, чтобы можно было прийти к определенным выводам о причинах их согласия или расхождения с экспериментом.

Метод искаженных волн. Различные варианты метода искаженных волн отличаются друг от друга теми приближениями, которые делаются при вычислении интеграла (8), помимо допущений общего характера, рассмотренных выше:

1) приближение нулевого радиуса взаимодействия. Оно состоит в том, что взаимодействие берется в виде δ -функции:

$$V(r_{bx}) \varphi_i(r_{bx}) = \text{const } \delta(r_{bx}), \quad (39)$$

благодаря чему шестимерный интервал (8) сразу сводится к трехмерному. Физически условие (39) означает, что передаваемая и улетающая частицы в основном взаимодействуют на очень малых расстояниях (в «точке», рис. 16). Если в налетающем ядре оба кластера не находятся относительно друг друга в S -состоянии, то

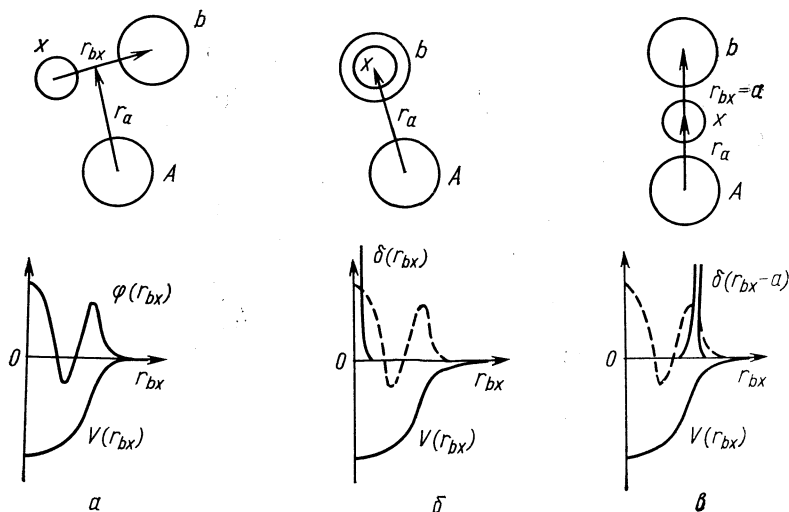


Рис. 16. Различные приближения, используемые в методе искаженных волн: a – общий случай; b – приближение нулевого радиуса взаимодействия; v – приближение фиксированного радиуса взаимодействия. В a и b истинные волновые функции $\varphi(r_{ex})$ заменяются δ -функциями.

соотношение (39) просто неверно, т. е. приближение нулевого радиуса взаимодействия нельзя применять к реакции с ${}^7\text{Li}$;

2) приближение фиксированного радиуса взаимодействия [47]. Предполагается, что основной вклад в реакцию происходит в положении, когда передаваемый кластер и оба остова располагаются на одной прямой (см. рис. 16), а взаимодействие между x и b происходит на фиксированном расстоянии R_0 , т. е.

$$V(r_{bx}) \varphi(r_{bx}) = \text{const } \delta(r_{bx} - R_0). \quad (40)$$

Это приближение можно использовать для реакций с ${}^7\text{Li}$, хотя математическая программа практически совпадает с программой расчетов с нулевым радиусом взаимодействия;

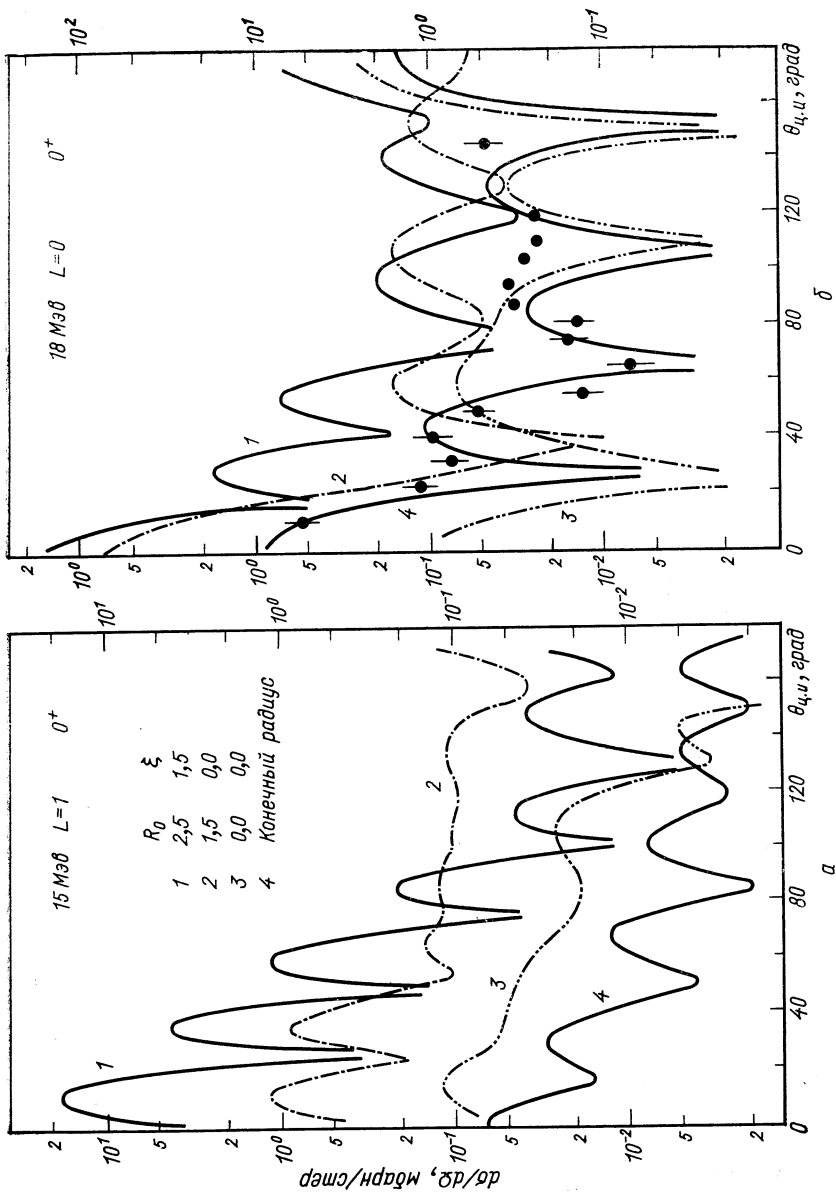


Рис. 17. Дифференциальные сечения реакций $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ (a) и $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ (б), вычисленные в различных приближениях метода искаженных волн.

3) приближение размытого радиуса. Рассмотренное выше приближение можно несколько усложнить размыванием параметра R_0 [21], т. е. введением дополнительного предположения, что вероятность произойти реакции на радиусе R_0 определяется гауссовой функцией:

$$\rho(r_{bx} - R_0) \sim \exp\{-[(r - R_0)/\xi]^2\}. \tag{44}$$

Случай $\xi = 0$ соответствует условию (40), а случай $\xi = 0$ и $R_0 = 0$ — условию (39).

На рис. 17 приведены примеры расчетов [20] для всех трех случаев, а также «точных» расчетов с конечным радиусом взаимодействия. Видно, что формальное применение приближения 1 для

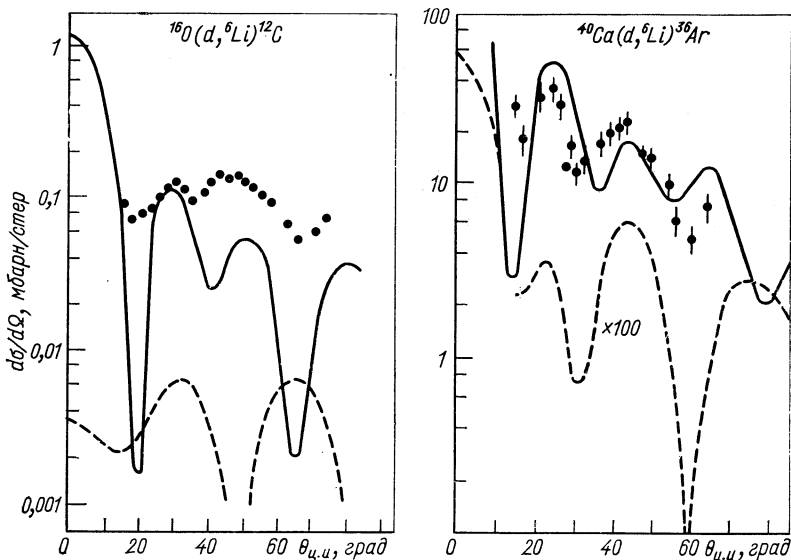


Рис. 18. Влияние волновой функции ${}^6\text{Li}$ на вычисленные сечения $(d, {}^6\text{Li})$ -реакции. Сплошные кривые получены с использованием кластерной волновой функции ${}^6\text{Li}$, пунктирные — оболочечной; точки — эксперимент.

$({}^7\text{Li}, t)$ -реакции, как и следует ожидать, резко отличается от «точных» расчетов. В случае $({}^6\text{Li}, d)$ -реакции согласие оказывается более удовлетворительным. Приближения 2 и 3 для обеих реакций плохо согласуются с точными расчетами даже в области малых углов, а абсолютная величина сечения оказывается сильно завышенной. В работе [15] отмечалось, что приближение 2 удовлетворительно описывает экспериментальные угловые распределе-

ния (${}^7\text{Li}$, t)-реакций, однако это относилось лишь к бесструктурным кривым, подгонку к которым всегда легче осуществить.

По существу, приближенные варианты метода искаженных волн не дают какого-либо улучшения согласия с экспериментом по сравнению с более простыми моделями. Это утверждение относится и к приведенным ширинам: разброс значений θ_{α}^2 , полученных

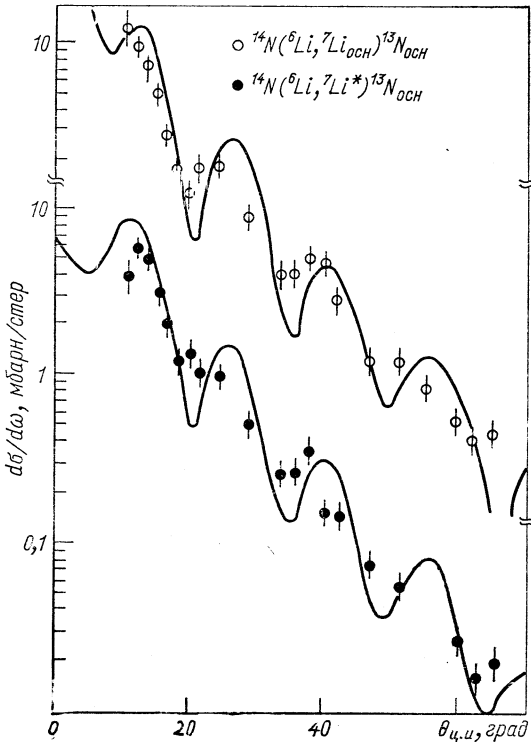


Рис. 19. Угловые распределения ${}^{14}\text{N}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{13}\text{N}$ -реакции. Сплошные кривые вычислены методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия и проведены по экспериментальным точкам без какой-либо нормировки.

с помощью различных вариантов метода искаженных волн (см. [17]), по крайней мере, не меньше, чем в табл. 5; 4) точные расчеты с конечным радиусом взаимодействия. Степень согласия точных расчетов с экспериментом можно проследить на рис. 17—19. В этом случае при сравнении со всеми рассмотренными выше методами следует признать улучшение согласия.

В этих расчетах взаимодействие берется в виде ямы Вудса — Саксона. Параметры выбираются таким образом, чтобы можно было получить экспериментальную энергию связи α -частицы и по возможности фазы рассеяния $\alpha + d$ или $\alpha + t$.

Анализ (d , ${}^6\text{Li}$)-реакций показал [19], что вычисленные сечения очень сильно зависят от вида, волновой функции ядра ${}^6\text{Li}$. Использование оболочечной волновой функции с одним узлом и кластерной вида

$$\Phi_{00}(r) = r^2 [\exp(-c_1 r^2) + c_2 \exp(-c_3 r^2)], \quad (42)$$

не имеющей узлов, дают сечения, отличающиеся на два порядка. Уменьшение сечения при расчетах с оболочечной волновой функции, вероятно, объясняется деструктивной интерференцией вкладов от поверхностной и внутренней частей форм-фактора ${}^6\text{Li}$, имеющих в этом случае разные знаки. Кластерная волновая функция правильно воспроизводит экспериментальную величину сечения (см. рис. 18).

Исследовалось также влияние различных параметров оптического потенциала для ${}^6\text{Li}$ (табл. 6).

Т а б л и ц а 6

П а р а м е т р ы оптического потенциала для ${}^6\text{Li}$ [19]

Набор	$-V$, Мэв	r_{0R} , ферми	a_R , ферми	$-W$, Мэв	r_{0I} , ферми	a_I , ферми	r_{0c} , ферми
А (объемный)	100	1,19	0,48	27,0	1,29	0,26	1,32
В (поверхн.)	35,0	0,79	1,04	8,46	1,21	0,49	1,3
В (поверхн.)	32,6	1,18	0,64	7,4	1,12	1,0	1,3

Все наборы параметров приводят к примерно одинаковой форме угловых распределений и дают сечения одного порядка. В работе [19] отмечалось, что индивидуальный для каждого ядра подбор параметров позволяет получить лучшую подгонку. Вопрос о наилучшем наборе параметров оптического потенциала для описания (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакций требует дальнейшего изучения, так как данные по рассеянию ${}^6\text{Li}$ приводят к несколько другим значениям [48].

Расчеты [19] сумели воспроизвести абсолютную величину сечения (d , ${}^6\text{Li}$)-реакций на ряде ядер от ${}^{11}\text{B}$ до ${}^{40}\text{Ca}$ и объяснить резкий спад сечения с A , который оказался связанным с уменьшением соответствующих спектроскопических факторов, а не с динамикой реакции, как предполагалось [35] на основании вычислений с приближением фиксированного радиуса взаимодействия.

В то же время не удалось получить величину сечения в (d , ${}^6\text{Li}$)-реакции на самом легком из исследовавшихся ядер — ${}^{10}\text{B}$. В работе [19] объяснялось это тем, что оболочечные волновые функции, использовавшиеся для других ядер-мишеней, неприменимы для ${}^{10}\text{B}$.

Таким образом, точные расчеты в рамках метода искаженных волн представляют собой несомненный шаг вперед в описании (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакций. Основные трудности связаны с определением кластерных волновых функций ядер, участвующих в реакции. В тех случаях, когда кластерные эффекты не имеют значение, например в однонуклонной передаче (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$) или (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$), удается получить очень хорошее согласие с экспериментом [50] (см. рис. 19).

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ (${}^6\text{Li}$, d)- И (${}^7\text{Li}$, t)-РЕАКЦИЙ

Четкое проявление механизма передачи α -частицы в (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях позволяет использовать их для проверки многочисленных α -частичных или квартетных моделей и получить данные, необходимые для будущих более строгих теорий, учитывающих четырехчастичные корреляции. В настоящее время накопилось уже довольно много экспериментальных данных о (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях. С точки зрения тех сведений, которые они дают о структуре ядра, их удобно рассматривать в зависимости от массового числа A конечных ядер.

Я д р а p -о б о л о ч к и. С самого появления α -частичной модели ядра считалось, что α -частичная структура особенно резко должна проявляться у ядер p -оболочки, таких, как ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$. Имеются многочисленные расчеты (например, [1]), предсказывающие большие α -частичные приведенные ширины для всех ядер вплоть до ${}^{16}\text{O}$. Экспериментальные данные о α -частичной структуре этих ядер до проведения экспериментов с ионами лития были довольно не определены. Вся совокупность данных о (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях подтверждает наличие в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ α -частичного остова, который может передаваться как единое целое. Альфа-частичная структура ядра ${}^8\text{Be}$ хорошо подтверждается исследованием реакций ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}(\alpha, t){}^8\text{Be}$, в которых ядра лития используются как мишени. Угловое распределение дейтронов в реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$ [51] обнаруживает интенсивный максимум в заднем направлении, что соответствует процессу передачи α -частицы. Интенсивное возбуждение состояний ${}^8\text{Be}$ 0^+ (осн.) — 2^+ (2,9 Мэв) — 4^+ (11,3 Мэв), которые могут рассматриваться как вращательные уровни двух- α -частичной «гантели» — ${}^8\text{Be}$, наблюдается и в реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, t){}^8\text{Be}$ [52].

В ядре ${}^9\text{Be}$, по-видимому, сохраняется двух- α -частичный остов ${}^8\text{Be}$. Подтверждением этому является тот факт, что в реакции передачи двух нуклонов ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$ нижние уровни ${}^9\text{Be}$ засеваются очень слабо [42].

С другой стороны, при передаче трех нуклонов ядру ${}^7\text{Li}$ в реакции ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$ довольно хорошо возбуждаются все известные нижние уровни ${}^{10}\text{Be}$ [53]. Это показывает, что ${}^{10}\text{Be}$ может не иметь в нижних состояниях кластерной структуры $\alpha + \alpha + 2n$, а является нормальным оболочечным ядром. То, что два лишних нуклона «портят» α -частичную структуру ${}^8\text{Be}$, следует и из того факта, что в реакции ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, t){}^{10}\text{B}$ не обнаружено [10, 11] интенсивных переходов при небольших энергиях возбуждения.

Наиболее интересное с точки зрения α -частичных моделей ядро ${}^{12}\text{C}$ нельзя исследовать передачей α -частицы, так как требуемое ядро-мишень ${}^8\text{Be}$ не стабильно. Однако соседнее ядро ${}^{13}\text{C}$, для нижних уровней которого успешно применяется модель слабой связи, можно изучить с помощью $({}^6\text{Li}, d)$ - и $({}^7\text{Li}, t)$ -реакций на ${}^9\text{Be}$. Измерения показывают [54], что в ядре ${}^{13}\text{C}$ весьма интенсивно возбуждаются уровни, которые можно сопоставить α -частичным состояниям ядра ${}^{12}\text{C}$.

Ядра *sd*-оболочки с $A = 16-20$. При изучении реакции ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$ и ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$ было показано [14, 15], что интенсивно возбуждаются уровни ядра ${}^{16}\text{O}$, образующие вращательную полосу: $0^+ (6,05 \text{ Мэв}) - 2^+ (6,52 \text{ Мэв}) - 4^+ (10,35 \text{ Мэв}) - 6^+ (16,2 \text{ Мэв})$. Имеются теоретические основания считать, что эти состояния характеризуются структурой $(p_{1/2})^{-4} (sd)^4$, т. е. четыре частицы — четыре дырки ($4p - 4h$). Данные по рассеянию α -частиц на ${}^{12}\text{C}$ показывают [28], что уровни 4^+ и 6^+ , лежащие выше порога ${}^{12}\text{C} + \alpha$, действительно обладают большой α -частичной приведенной шириной.

В реакциях ${}^{16}\text{O}({}^6\text{Li}, d){}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, t){}^{20}\text{Ne}$ [13, 27] также с большой вероятностью образуются уровни, принадлежащие вращательной полосе 0^+ (осн.) — $2^+ (1,63 \text{ Мэв}) - 4^+ (4,25 \text{ Мэв}) - 6^+ (8,79 \text{ Мэв})$. На рис. 5 были приведены спектры дейтронов и тритонов в этих реакциях, показывающие, что из всего многообразия состояний ${}^{20}\text{Ne}$ интенсивно возбуждаются только уровни упомянутой четной полосы и нечетной полосы $1^- - 3^- - 5^- - 7^-$, начинающейся с уровня $5,80 \text{ Мэв}$. Состояния этих полос, лежащие выше порога ${}^{16}\text{O} + \alpha$, с большой вероятностью возбуждаются при рассеянии α -частиц на ${}^{16}\text{O}$ [29].

Очевидно, что уровни четной полосы ${}^{20}\text{Ne}$, базирующиеся на основном состоянии, принадлежат конфигурации $(sd)^4$, т. е. $4p - 0h$. Возбуждение состояний $4p - 4h$ и $4p - 0h$ является сильным аргументом в пользу модели слабой связи систем четыре частицы — несколько дырок [55]. Согласно этой модели, энергию

уровня со структурой $4p - nh$ можно определить из соотношения

$$\langle p_{1/2}^{-n}, (sd)^4 | H | p_{1/2}^{-n}, (sd)^4 \rangle = \langle (sd)^4 | H_1 | (sd)^4 \rangle + \langle p_{1/2}^{-n} | H | p_{1/2}^{-n} \rangle + \langle p_{1/2}^{-n}, (sd)^4 | V(4p - nh) | p_{1/2}^{-n}, (sd)^4 \rangle. \quad (43)$$

Первый и второй члены правой части приближенно можно заменить энергией связи ^{20}Ne и ^{12}C (для $n = 4$) относительно ^{16}O . Взаимодействие $4p - nh$ можно получить, если известно положение какого-либо состояния такой структуры (в нашем случае

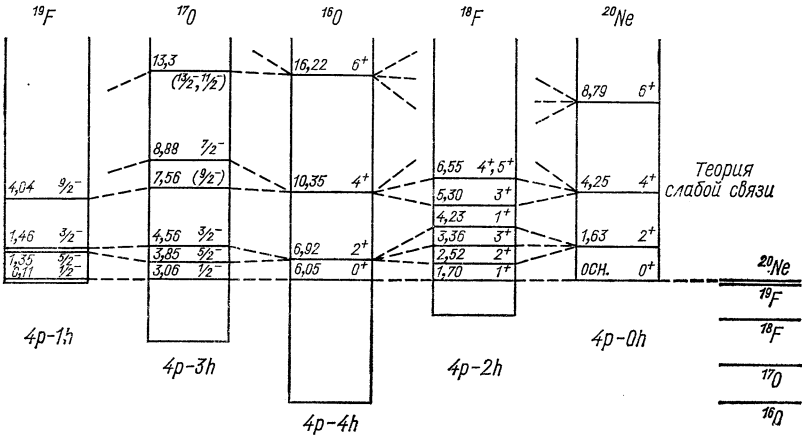


Рис. 20. Уровни четыре частицы — несколько дырок в ядрах с $A = 16-20$, интенсивно возбуждаемые в $(^6\text{Li}, d)$ - и $(^7\text{Li}, t)$ -реакциях. Справа показано положение основных состояний, отсчитываемое от первого уровня $4p - nh$, предсказываемое теорией слабой связи.

при $n = 4$ таким исходным уровнем является уровень 6,05 Мэв ядра ^{16}O). Считая, что $V(4p - nh) \approx nV(4p - 1h)$, можно вычислить положение других начальных четырехчастично-дырочных уровней.

Из модели слабой связи сразу же следует, что и в других ядрах с $A = 16-20$ будут наблюдаться состояния, аналогичные вращательным полосам $0^+ - 2^+ - 4^+ - 6^+$ ^{16}O и ^{20}Ne . В зависимости от спина конфигурации $(p_{1/2})^{-n}$ они будут представлять из себя последовательности мультиплетов $I (I \times 2)$ и т. д.

Изучение $(^6\text{Li}, d)$ - и $(^7\text{Li}, t)$ -реакций на ^{13}C [56, 57], ^{14}N [58] и ^{15}N [16] показало, что в остаточных ядрах ^{17}O , ^{18}F , ^{19}F действительно наблюдаются указанные полосы уровней, причем возбуждение их происходит с большой вероятностью. Эти состояния показаны на рис. 20. Положение уровней хорошо согласуется с расстоянием между членами вращательных полос ядер ^{16}O и ^{20}Ne и результатами расчетов по формуле (43).

Таким образом, схема слабой связи [55] для ядер с $A = 16 - 20$ получает экспериментальное подтверждение. Взаимодействие четыре частицы — одна дырка оказывается очень малым и отталкивательным: $(4p - 1h) = 0,86 \text{ Мэв}$. Важно отметить, что слабость взаимодействия четырех частиц с дырками является основным допущением α -частичной модели. В (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакциях четыре нуклона помещаются в свободную оболочку, сохраняя свою конфигурацию в ядре лития, причем переданная группировка слабо взаимодействует с невозбужденным остовом.

Еще более интересным является возбуждение нечетных состояний ${}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{16}\text{O}$. Выше упоминалось, что в ядре ${}^{20}\text{Ne}$ с большим сечением происходит образование членов полосы $1^- - 3^- - 5^- - 7^-$ (начинающейся с уровня $5,80 \text{ Мэв}$), и α -частичные приведенные ширины этих уравнений велики (см. табл. 5). В ядре ${}^{16}\text{O}$, как показано в работе [36], также интенсивно возбуждаются уровни 5^- и 7^- (образование уровней 1^- и 3^- не наблюдается в спектрах из-за большой ширины).

Вероятная оболочечная конфигурация уровней этой полосы ${}^{20}\text{Ne}$ есть $(sd)^3 (f_{7/2})^1$. Следовательно, передаваемые нуклоны не сохраняют свою первоначальную конфигурацию и, более того, должны образовывать в ${}^{20}\text{Ne}$ α -частицу, находясь в состояниях различной четности.

Альфа-кластерная структура полос отрицательной четности ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ пока еще не получила объяснения. Имеется попытка описать эти α -частичные состояния ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ в рамках квазимолекулярной модели [59]. В этой модели и положительные и отрицательные полосы имеют в обоих ядрах одинаковую внутреннюю структуру, но разные четности при отражении в плоскости, проходящей через ось симметрии квазимолекулы: остов + α -частица.

Ядра sd -оболочки с $A = 21 - 40$. Рассмотренные в предыдущем параграфе α -частичные состояния являются, пожалуй, единственными из всех уровней с энергией возбуждения $\leq 10 \text{ Мэв}$ для ядер с $A > 16$, которым можно надежно приписать структуру остов + α -частичный кластер. Общий результат изучения (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакций состоит в том, что нижние состояния ядер sd -оболочки возбуждаются очень слабо и носят, следовательно, обычный оболочечный или коллективный характер.

Наиболее интересный результат для этой области ядер заключается в том, что вращательные уровни $0^+ - 2^+ - 4^+ - 6^+$ ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{28}\text{Si}$ не являются α -частичными. Сечения их возбуждения на один-два порядка меньше, чем для ядер ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$, и при малых углах не пропорциональны $(2I_f + 1)$. Угловые распределения свидетельствуют о значительной роли процесса, идущего через составное ядро.

Таким образом, природа деформации ядер в начале и середине sd -оболочки оказывается различной: в первом случае она связана

с образованием α -частичного кластера, а во втором происходит обычная деформация ядерной материи.

Обычный, некластерный характер вращательных состояний ^{24}Mg и ^{28}Si является примером обнаруженного общего явления резкого уменьшения α -частичных приведенных ширин по мере заполнения sd -оболочки. Качественно это понятно: α -частица, передаваемая из ^6Li или ^7Li , должна иметь значительный фактор перекрытия с конечной конфигурацией. По мере увеличения размеров ядра и перехода от LS - к jj -связи становится все труднее сконструировать из оболочечных конфигураций кластер, который хорошо перекрывался бы с α -частицей. Оболочечные расчеты [35] предсказывают резкое уменьшение α -частичных спектроскопических факторов (см. табл. 4).

При переходе от ^{20}Ne и ^{40}Ca основное значение в уменьшении S_α приобретает уменьшение вклада члена с максимальной симметрией [44 ... 4].

При энергиях возбуждения ≥ 10 Мэв для всех ядер этой группы наблюдаются довольно сильные переходы. На рис. 21 приведен типичный для этих ядер спектр, полученный в реакции $^{28}\text{Si}(^7\text{Li}, t)^{32}\text{S}$ и $^{28}\text{Si}(^6\text{Li}, d)^{32}\text{S}$ [60]. О природе соответствующих уровней на основании имеющихся данных нельзя сделать однозначных выводов, но можно ожидать проявления следующих трех эффектов. Во-первых, в этой области энергий должны находиться квартетные состояния, предсказываемые в работе [61], которые отвечают возбуждению четырех нуклонов в оболочку $1f_{7/2}$. Положение первого такого состояния, на котором строится вращательная полоса, ожидается в ^{32}S при $E = 6,4$ Мэв. Из рис. 21 видно, что начиная примерно с таких энергий возбуждения в спектрах действительно наблюдаются интенсивные линии, которые в принципе могут соответствовать переходам на соответствующие вращательные квартетные состояния. К сожалению, значения спинов уровней в этой области энергий возбуждения не известны. Кроме того, определенная трудность в интерпретации данных уровней как квартетных состояний состоит в том, что ни в ^{16}O , ни в ^{20}Ne не было обнаружено состояний, соответствующих возбуждению четырех нуклонов в оболочку $1f_{7/2}$.

Во-вторых, при энергиях возбуждения около 20 Мэв могут находиться квазисвязанные состояния, существование которых было предсказано Жилле [62]. Пикам в спектре ($^6\text{Li}, d$)- или ($^7\text{Li}, t$)-реакции, отвечающим таким состояниям, должны соответствовать провалы в кривой гигантского резонанса. Кривые гигантского резонанса для ^{28}Si и ^{32}S обнаруживают тонкую структуру в области энергии 17—20 Мэв [63], т. е. там же, где еще наблюдаются переходы в реакциях передачи α -частицы. Однако точность измерений недостаточна для количественного сравнения положений пиков и провалов.

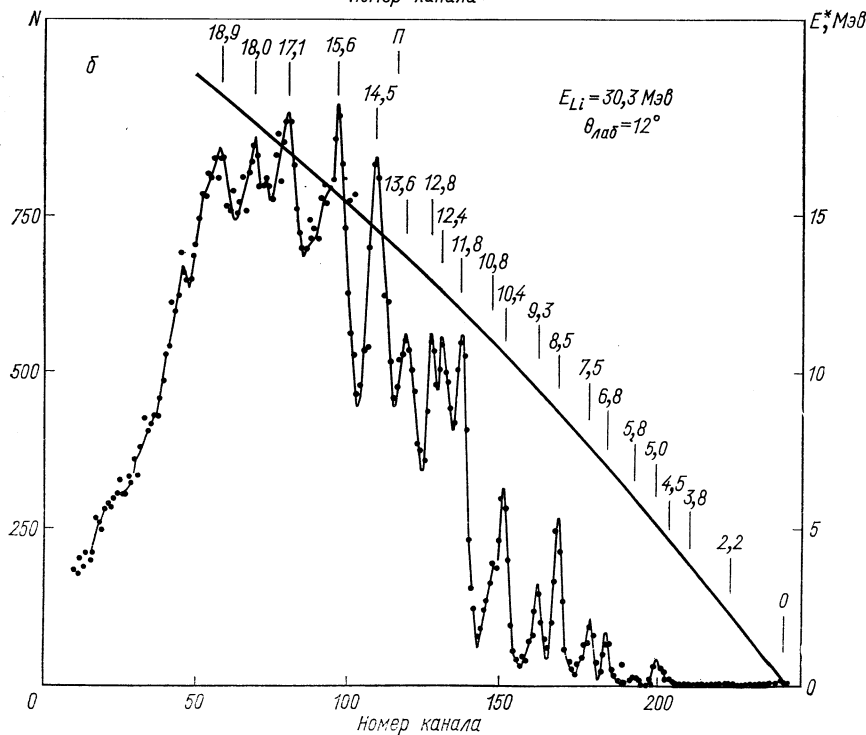
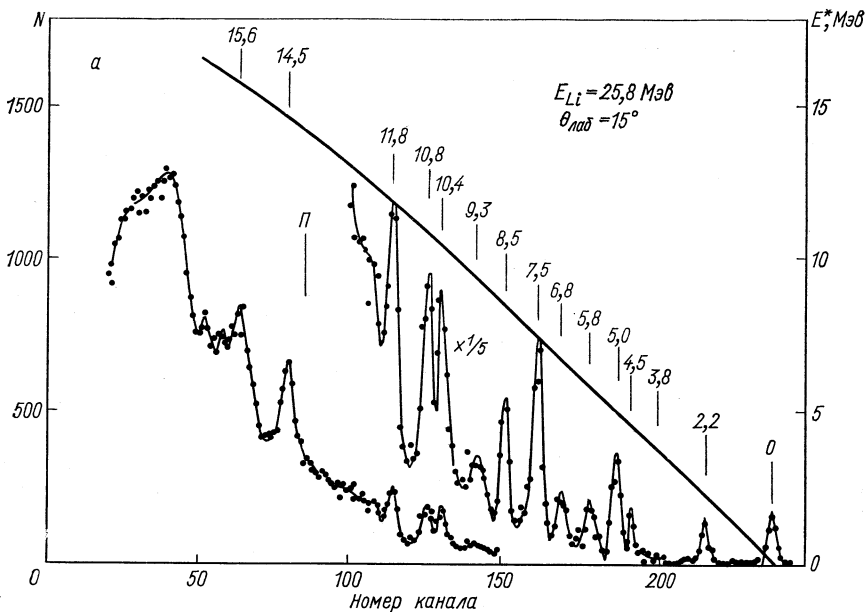


Рис. 21. Спектры реакций $^{28}\text{Si}(^6\text{Li}, \alpha)^{32}\text{S}$ (а) и $^{28}\text{Si}(^7\text{Li}, \alpha)^{32}\text{S}$ (б). Стрелкой с буквой П обозначено положение эффективного порога $^{32}\text{S} \rightarrow ^{28}\text{Si} + \alpha$.

Наконец, при энергиях возбуждения 12—15 $Mэ$ в ядрах этой группы расположены α -частичные пороги и, следовательно, согласно гипотезе Базя [64], могут существовать α -частичные пороговые состояния. Как видно из рис. 21, один из наиболее интенсивных пиков почти точно соответствует положению порога в ^{32}S .

Таким образом, при энергиях свыше 10 $Mэ$ в ядрах sd -оболочки наблюдаются многочисленные α -частичные состояния, которые могут иметь разнообразное происхождение. В этой же области с помощью резонансных реакций были обнаружены [65] α -частичные уровни, соответствующие возбуждению остова ^{28}Si (1,6 $Mэ$) + α .

Я д р а с $A \geq 40$. Сечения реакций передачи α -частицы для ядер этой области продолжают убывать и составляют (для переходов между основными состояниями) 20—30 *мкбарн/стер* для ^{40}Ca и 3 *мкбарн/стер* для ^{58}Ni [35]. В нижних состояниях этих ядер не наблюдается заметной тенденции к образованию α -частичных кластеров. Так, не обнаружено существенного различия в сечениях и угловых распределениях реакций $^{40}Ca(^3He, ^7Be)^{36}Ar$ и $^{40}Ar(^3He, ^7Be)^{36}S$, хотя и высказывались предположения, что степень α -кластеризации основного состояния ^{40}Ca значительно больше, чем ^{40}Ar . Точно так же уровни вращательных полос $0^+—2^+—4^+$ ^{44}Ti и ^{40}Ca (начиная с уровня 3,35 $Mэ$), которые с точки зрения модели слабой связи аналогичны соответствующим полосам ^{20}Ne и ^{16}O , возбуждаются довольно слабо [60, 67] и не выделяются по сравнению с другими состояниями. В этом отношении картина оказывается такой же, как и в случае ядер ^{24}Mg и ^{28}Si , но проявляется в еще более резкой форме.

О возбуждении высоколежащих уровней ядер этой области данных почти нет. Предварительные эксперименты [60] показывают, что сечения здесь, по-видимому, больше, чем для нижних состояний.

6. ОСОБЕННОСТИ ДРУГИХ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ С ИОНАМИ ЛИТИЯ

Открытие механизма срыва α -частицы в ($^6Li, d$)- и ($^7Li, t$)-реакциях делает обоснованным предположение, что и в ($^6Li, \alpha$)- и ($^7Li, \alpha$)-реакциях будет происходить передача дейтрона и тритона с возбуждением состояний остаточных их ядер. Однако по сравнению с реакцией передачи α -частицы в этом случае положение оказывается более сложным.

Во-первых, дейтронный и тритонный кластеры выражены в 6Li и 7Li менее определенно, чем α -частичный остов, и поэтому наряду с передачей этих кластеров вполне вероятны и другие прямые механизмы (см. рис. 1).

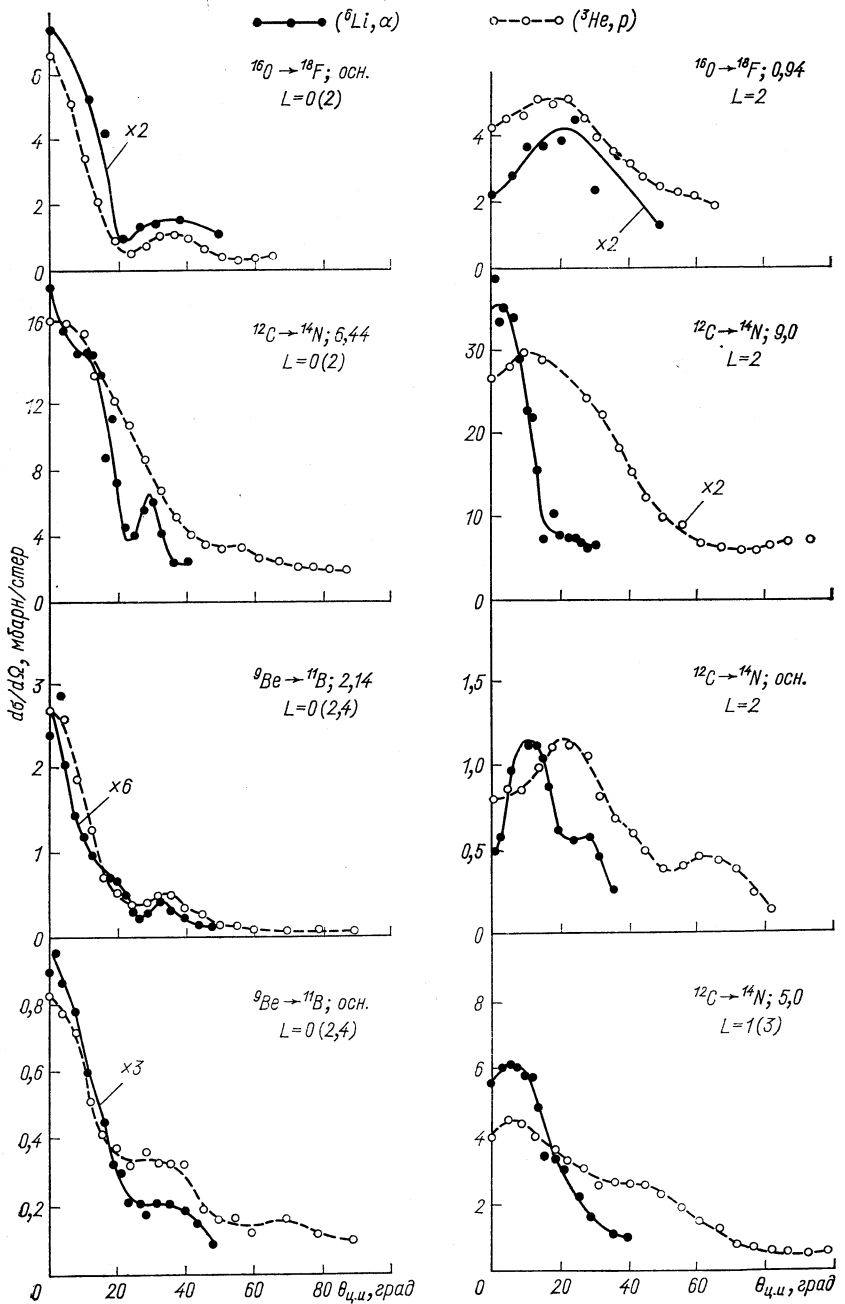


Рис. 22. Угловые распределения (${}^6\text{Li}, \alpha$)- и (${}^3\text{He}, p$)-реакций.

Во-вторых, само понятие кластерного состояния в случае тритона и особенно дейтрона значительно менее определено, чем в случае α -частицы. Из-за сравнительно небольших энергий связи дейтрона и тритона вероятнее всего, что и соответствующие кластерные состояния будут иметь сложную многочастичную природу, и наряду с большой кластерной приведенной шириной они будут обладать большими приведенными ширинами и в других каналах, например однонуклонных.

В связи с этим определение механизма (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^7\text{Li}$, α)-реакций и отождествление дейтронных и тритонных состояний является в большинстве случаев неоднозначной задачей. По существу, об этих реакциях правильнее говорить как о процессах двух- и трехнуклонной передачи, частным случаем которых может явиться передача дейтронного и тритонного кластера.

Рассмотрим коротко некоторые результаты исследования (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^7\text{Li}$, α)-реакций, а также (${}^6\text{Li}$, t)- и (${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{He}$)-реакций.

(${}^6\text{Li}$, α)-Реакции двухнуклонной передачи. Эти реакции оказываются во многом похожи на (${}^3\text{He}$, p)-реакции. Угловые распределения хотя не идентичны, но в своих основных чертах близки (рис. 22) [68]. Сечения возбуждения меняются от уровня к уровню примерно одинаковым образом. В качестве примера в табл. 6 приведены данные по возбуждению различных уровней ядра ${}^{14}\text{N}$ [68, 69].

(${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^3\text{He}$, p)-реакции проявляют некоторую избирательность к возбуждению состояний, которые можно рассматривать как двухнуклонные (например, имеющие конфигурацию $(sd)^2$ в случае ядра ${}^{14}\text{N}$, хотя наблюдается образование и других уровней).

Основное различие (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^3\text{He}$, p)-реакций состоит в том, что в (${}^3\text{He}$, p)-реакции возможны переходы с $\Delta T = 0, 1$, в (${}^6\text{Li}$, α)-реакции — только с $\Delta T = 0$.

Представляет интерес сравнить (${}^6\text{Li}$, α)-реакции с (α , d)-реакциями, в которых также происходит передача протона и нейтрона, но структура падающего ядра сильно отличается от ${}^6\text{Li}$, «дейтрон» в α -частице совсем не похож на дейтронный кластер в ${}^6\text{Li}$. Оказывается, что (α , d)-реакции довольно сильно отличаются от (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^3\text{He}$, p)-реакций (табл. 7). В значительной степени это объясняется кинематическими причинами: из-за большой отрицательной величины Q в (α , d)-реакциях передается момент порядка $\Delta L \sim 4-5$, в (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^3\text{He}$, p)-реакциях — $\Delta L \sim 0-2$. Поэтому в первых с наибольшей вероятностью возбуждаются уровни с большими спинами, а во вторых — со сравнительно малыми.

Все различия между (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^3\text{He}$, p)-реакциями, с одной стороны, и (α , d)-реакцией — с другой, не могут, по-видимому,

быть объяснены одними кинематическими причинами. Однако основная масса данных, связанная с возбуждением нижних уровней, хорошо объясняемых оболочечной моделью, говорит о том,

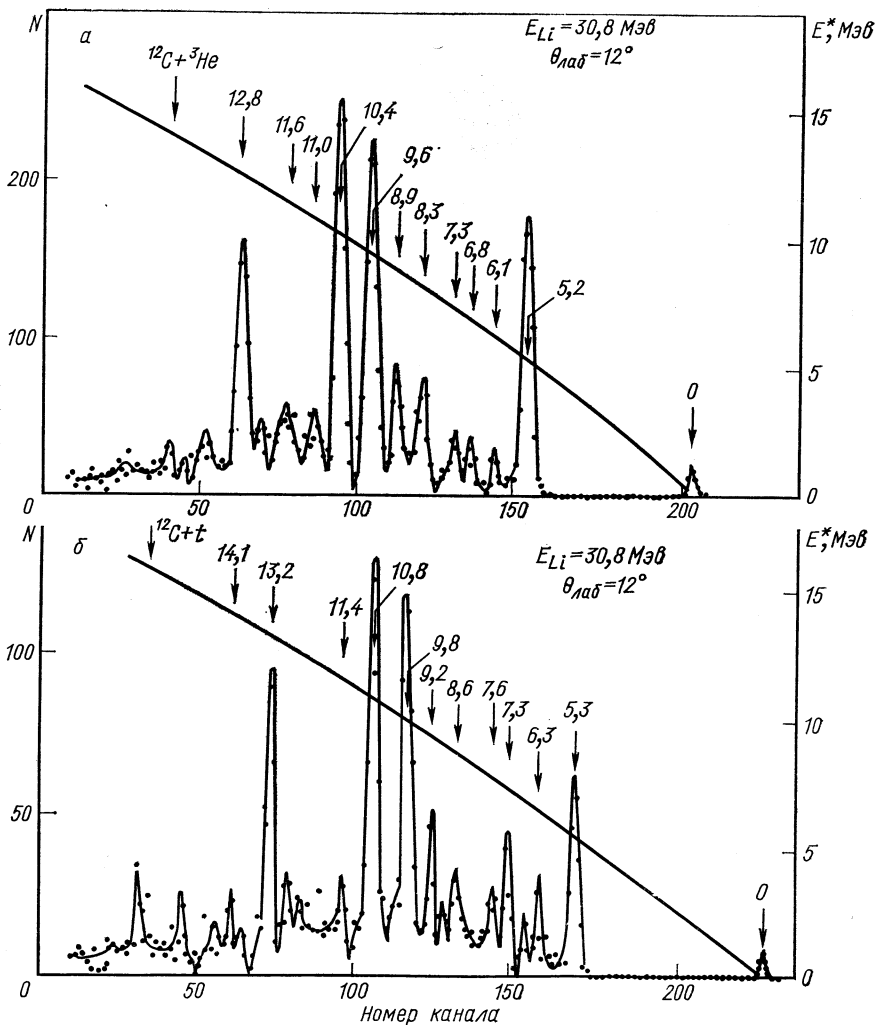


Рис. 23. Спектры реакций $^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, t){}^{15}\text{O}$ (а) и $^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^3\text{He}){}^{15}\text{N}$ (б).

что во всех трех реакциях идет процесс передачи протона и нейтрона, и выделить механизм передачи дейтронного кластера как целого однозначным способом не удается.

$({}^7\text{Li}, \alpha)$ -, $({}^6\text{Li}, t)$ -, $({}^6\text{Li}, {}^3\text{He})$ -Реакции трехнуклонной передачи. Эти реакции, особенно первые две, довольно интенсивно изучались последнее время [71—72]. Рассмотрим для примера реакции на ядре-мишени ${}^{12}\text{C}$. Как и следует ожидать, реакции

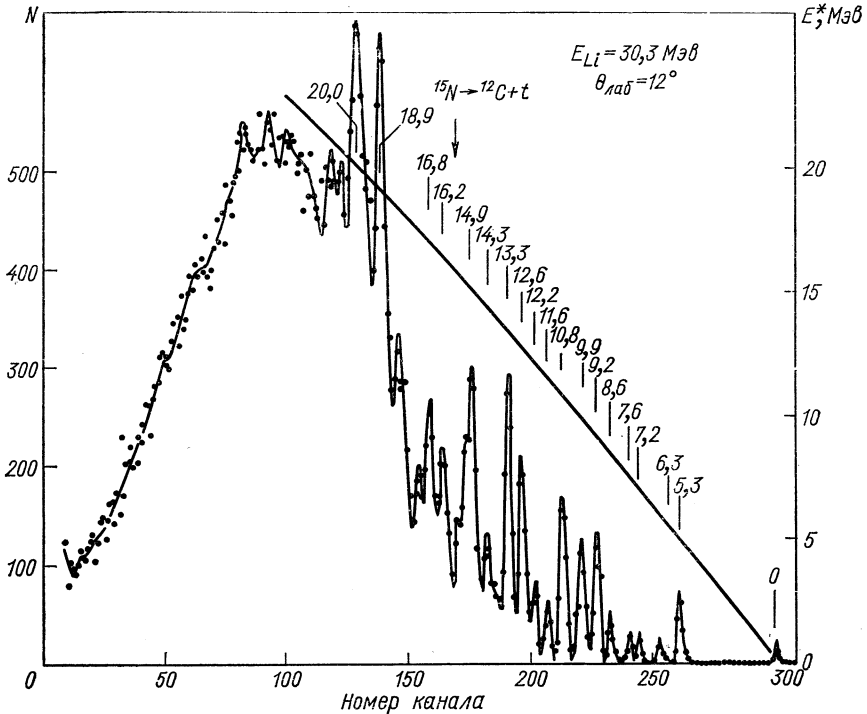


Рис. 24. Спектр α -частиц в реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{15}\text{N}$. Стрелкой обозначено положение эффективного порога ${}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + t$.

${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, t){}^{15}\text{O}$ и ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^3\text{He}){}^{15}\text{N}$, приводящие к образованию зеркальных ядер ${}^{15}\text{O}$ и ${}^{15}\text{N}$, оказываются очень похожими [71]: их спектры (рис. 23) практически одинаковы вплоть до энергии возбуждения порядка 15 МэВ , а угловые распределения также в пределах погрешности совпадают. По абсолютной величине сечения близки при малых энергиях возбуждения, а для высоколежащих уровней сечение $({}^6\text{Li}, {}^3\text{He})$ -реакции в $1,5$ — 2 раза больше сечения $({}^6\text{Li}, t)$ -реакции, что, по-видимому, связано с кулоновскими эффектами.

В реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{15}\text{N}$ до энергий возбуждения 12 МэВ образуются те же состояния, что и в реакциях $({}^6\text{Li}, {}^3\text{He})$, и примерно с таким же распределением интенсивностей (на рис. 24 приведен спектр из работы [14]). По абсолютной величине сечение

Таблица 7

Сечения возбуждения уровней ядра ^{14}N в (α, d) -, $(^6\text{Li}, \alpha)$ - и $(^3\text{He}, p)$ -реакциях

Уровень ^{14}N			Конфигурация	$\sigma(0-90^\circ)/(2I+1)$, отн. ед.		
$E, \text{Мэв}$	J^π	T		$(^6\text{Li}, \alpha)$	$(^4\text{He}, p)$	(α, d)
0,00	1+	0	$(p)^{-2}$	1,0	1,0	1,0
3,95	1+	0	$(p)^{-2}$	1,2	1,3	0,3
4,91	0-	0	} $(p)^{-3}(sd)^1$	2,6	3,6	1,6
5,10	2-	0				
5,69	1-	0	} $(p)^{-3}(sd)^1$	2,0	1,6	0,8
5,83	3-	0				
6,21	1+	0	} $(sd)^2$	3,7	5,2	1,2
6,44	3+	0				
7,03	2+	0	$(p)^{-2}$	0,7	0,5	0,1
8,98	2+	0	$(sp)^2$	5,0	4,0	$\ll 1$

$(^7\text{Li}, \alpha)$ -реакции в 2—2,5 раза превосходит сечение $(^6\text{Li}, ^3\text{He})$ -реакции. Эти данные говорят о том, что во всех трех реакциях осуществляется в основном один и тот же механизм. Структура уровней ядер ^{15}N и ^{16}O при $E^+ \leq 10 \text{ Мэв}$ хорошо описывается моделью оболочек, в связи с чем можно считать, что таким механизмом является передача трех нуклонов, и выделять передачу тритонного кластера нет никаких оснований.

Резкое различие $(^7\text{Li}, \alpha)$ -реакции, с одной стороны, и $(^6\text{Li}, ^3\text{He})$ - и $(^6\text{Li}, t)$ -реакций — с другой, имеет место при энергиях возбуждения вблизи порога $^{12}\text{C} + t$ или $^{12}\text{C} + ^3\text{He}$. В спектре $(^7\text{Li}, \alpha)$ -реакции наблюдаются очень интенсивные группы, отвечающие энергии возбуждения ядра ^{15}N 12,6 и 14,9 Мэв (в последнем случае, по-видимому, возбуждается несколько состояний). В то же время в $(^6\text{Li}, t)$ - и $(^6\text{Li}, ^3\text{He})$ -реакциях соответствующие уровни если и возбуждаются, то с сечением в несколько десятков раз меньше. Это явление будет рассмотрено более подробно ниже.

Следует обратить внимание на одну интересную особенность $(^6\text{Li}, t)$ -реакции на ядрах-мишенях со слабо связанным нейтроном $^9\text{Be}(^6\text{Li}, t)^{12}\text{C}$ и $^{13}\text{C}(^6\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ [71]. В остаточном ядре ^{16}O наряду с возбуждением различных уровней, образование которых естественно для процесса трехнуклонной передачи, наблюдались переходы в α -частичные состояния типа $4p - 4h$ (например, 10,35 Мэв, 4^+). Такие переходы могут происходить за счет примеси конфигурации $2p - 2h$ к уровням $4p - 4h$ или в результате более сложного, чем трехнуклонная передача, прямого механизма, в котором подхватывается слабосвязанный нейтрон и передается α -частица [14]. В пользу второго предположения говорит тот факт, что в реакции $^9\text{Be}(^6\text{Li}, t)^{12}\text{C}$ интенсивно образуются уровни, которым различными моделями приписывается α -частичная структура, например 7,65 Мэв (0^+). Для окончательного отве-

та на вопрос о механизме (${}^6\text{Li}$, t)-реакции требуются дополнительные экспериментальные данные.

Возбуждение пороговых состояний в (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^7\text{Li}$, α)-реакциях. Выше упоминалось о том, что в спектрах

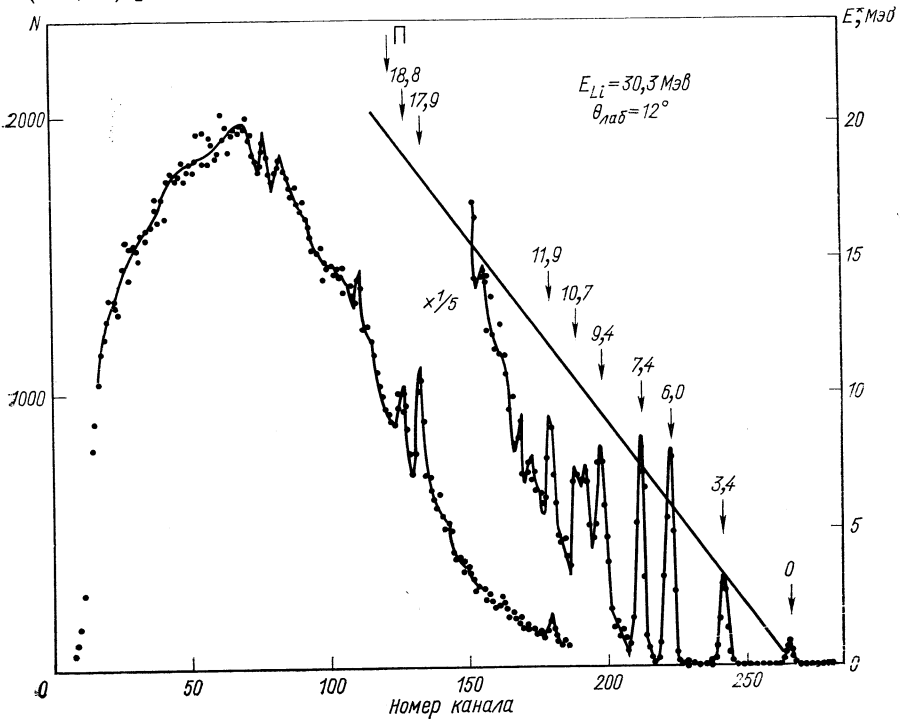
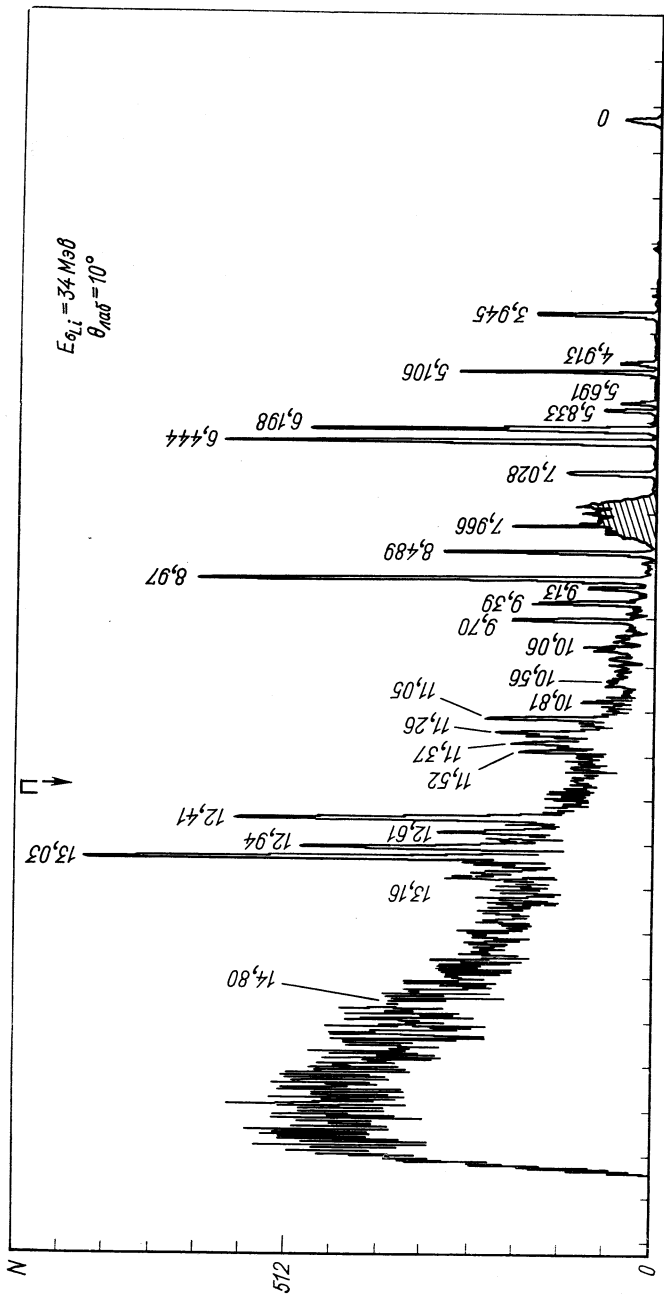


Рис. 25. Спектр α -частиц в реакции ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$. Стрелкой с буквой Π обозначено положение эффективного порога ${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + t$.

(${}^6\text{Li}$, d)- или (${}^7\text{Li}$, t)-, (${}^6\text{Li}$, α)- и (${}^7\text{Li}$, α)-реакций наблюдаются очень интенсивные группы, расположенные вблизи порогов распада остаточных ядер на ядра-мишени и соответственно α -частицу, дейтрон или тритон. Пороговый эффект не носит кинематического характера, т. е. не связан с какой-либо особенностью амплитуды реакции при $Q = \Pi + \epsilon_{\text{Li}}$, а отражает существование ядерных состояний со специфической структурой. Это следует из того, что не наблюдалось особого усиления переходов в α -частичные вращательные состояния ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$, расположенные вблизи порога, и, кроме того, Q -зависимость реакций с ионами лития оказалась довольно слабой и плавной.

Идея о пороговых состояниях [64] заключается в том, что если ядро A имеет уровень вблизи порога развала на кластер K и остов $(A - K)$, то соответствующая волновая функция будет иметь «хвост»,



Расстояние вдоль фокальной плоскости

Рис. 26. Спектр α -частиц в реакции $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha)^{14}\text{N}$. Стрелкой с буквой П обозначено положение эффективного порога $^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$.

далеко выходящий за обычные размеры ядра. Остаточное взаимодействие между нуклонами, образующими кластер K , способствует их вытягиванию на периферию. Результатом является образование квазимолекулярного состояния $(A - K) + K$ (или группы близлежащих состояний) с большим, чем обычно, радиусом.

В настоящее время теория не определяет числа и точного положения пороговых состояний. Утверждается лишь, что такие уровни располагаются при энергии несколько ниже порога $\Pi +$ кулоновский V_K и центробежный барьеры. Поскольку спины пороговых состояний также не предсказываются, то их появление следует ожидать в районе величины $\Pi + V_K$, называемой эффективным порогом.

Естественно, следует ожидать, что в реакциях передачи с ионами лития пороговые состояния в силу своей предельной квазимолекулярной природы должны принадлежать к числу наиболее интенсивно возбуждаемых. Опыт подтверждает это. Особенно характерны спектры реакции ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$ (рис. 25) и ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{N}$ (рис. 26). В реакции ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$ образуется несколько нижних состояний ядра ${}^{10}\text{Be}$, далее следует «щель» шириной 6 $Mэв$, в которой не наблюдается ни одного уровня, и, наконец, появляются две самые интенсивные линии спектра, соответствующие энергиям возбуждения 17,9 и 18,8 $Mэв$. С учетом возможной неточности калибровки в этой части спектра такие группы могут соответствовать уровням 17,8 и 18,5 $Mэв$, проявляющимся в резонансной реакции ${}^7\text{Li} + T$. Порог развала ${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + T$ равен 17,25 $Mэв$, барьер составляет примерно 2 $Mэв$ (при $r_0 = 1,4$), таким образом, $\Pi_{\text{эфф}} = 19 Mэв$, и полученные результаты очень хорошо согласуются с предположением, что указанные состояния являются пороговыми. Аналогичные выводы можно сделать и относительно спектра реакции ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{N}$, где последние эксперименты [73] с хорошим разрешением позволили расщепить наблюдавшийся ранее околопороговый пик на три узкие и очень интенсивные линии.

Как видно из приведенных примеров, возбуждение пороговых состояний является наиболее вероятным процессом в $({}^6\text{Li}, \alpha)$ - и $({}^7\text{Li}, \alpha)$ -реакциях. Имея в виду структуру этих состояний, а также структуру ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, можно утверждать, что именно в этом случае имеет место передача дейтрона или тритона как кластера. При этом интересно отметить, что пороговые состояния совсем не проявляются в других реакциях, в которых передается та же комбинация нуклонов. В предыдущем параграфе это иллюстрировалось на примере $({}^6\text{Li}, t)$ - и $({}^6\text{Li}, {}^3\text{He})$ -реакций. Этот результат говорит о том, что компонента ${}^3\text{He} + T$ волновой функции ядра ${}^6\text{Li}$ проявляется в реакциях передачи совсем по-другому, чем компонента $\alpha + d$: для возбуждения порогового кластерного состояния с большим радиусом необходимо хорошее

пространственное разделение кластеров и в налетающем ядре. Очевидно, что это с гораздо большей вероятностью имеет место для конфигурации ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$. В то же время реакции ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ и ${}^6\text{Li}(p, pt){}^3\text{He}$ ведут себя примерно одинаково, т. е. таким образом, как будто происходит квазисвободное рассеяние на дейтронном или тритонном кластере.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор посвящен анализу результатов, полученных при изучении $({}^6\text{Li}, \alpha)$ -, $({}^7\text{Li}, \alpha)$ -, $({}^6\text{Li}, d)$ -и $({}^7\text{Li}, t)$ -реакций, в которых может происходить передача двух, трех или четырех нуклонов как кластера: дейтронного, тритонного и α -частичного. Наиболее четкие данные в настоящее время получены для $({}^6\text{Li}, d)$ -и $({}^7\text{Li}, t)$ -реакций, и им в обзоре уделено наибольшее внимание. Несмотря на несовершенство теории, анализ экспериментальных результатов позволяет сделать вывод, что преобладающим механизмом этих реакций действительно является передача α -частицы. Благодаря этому открылась возможность изучать в ядрах многочастичные возбуждения квартетного типа: четыре сильно взаимодействующих нуклона плюс невозмущенный остов. Оказалось, что при сравнительно малых энергиях возбуждения (≤ 10 Мэв), которые преимущественно исследовались до сих пор, такие состояния встречаются лишь как исключение, но зато весьма распространены при больших энергиях возбуждения. В некоторых случаях природу этих α -частичных состояний можно объяснить существующими моделями ядер, однако в некоторых случаях она остается пока непонятой. Во всяком случае, результаты исследования $({}^6\text{Li}, d)$ - и $({}^7\text{Li}, t)$ -реакций показывают, что взаимодействие нуклонов в ядре не сводится только к выделению среднего поля и парных корреляций, но существенное значение, по крайней мере в легких ядрах, приобретает четырехчастичные корреляции.

Поведение $({}^6\text{Li}, \alpha)$ - и $({}^7\text{Li}, \alpha)$ -реакций оказалось менее однозначным, и в большинстве случаев можно говорить лишь о том, что в них происходит передача двух или трех нуклонов, не конкретизируя механизма. Эти реакции позволяют получить весьма богатую спектрометрическую информацию, однако ее анализ занял бы слишком много места, и поэтому они рассмотрены весьма кратко. Наиболее яркий качественный эффект, проявляющийся в $({}^6\text{Li}, \alpha)$ - и $({}^7\text{Li}, \alpha)$ -реакциях, — возбуждение пороговых дейтронных и тритонных состояний путем передачи дейтронного и тритонного кластеров. В других реакциях передачи двух и трех нуклонов, в частности в $({}^6\text{Li}, t)$ - и $({}^6\text{Li}, {}^3\text{He})$ -реакциях, пороговые состояния практически не возбуждаются. В $({}^6\text{Li}, t)$ -реакции проявляется специфический механизм, позволяющий в принципе изучать α -частичные состояния, построенные на возбужденном остовете.

Указанные реакции далеко не исчерпывают всего многообразия процессов, происходящих при взаимодействии ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ с ядрами. Недостаток места не позволил рассмотреть упругое рассеяние ядер лития [74], дающее параметры оптического потенциала, необходимые для анализа реакции передачи, и обнаружившее неожиданное поведение под большими углами; реакции расщепления ядер лития [6, 7, 14], которые происходят с сечениями, сравнимыми с геометрическим; (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$)-реакцию [75], в которой происходит одновременный переворот спина и изоспина; особенности резонансных реакций с ионами лития, и в частности возбуждение входных состояний. Исследование процессов с ионами лития продолжает интенсивно развиваться и уже превратилось, по существу, в целую область физики ядерных реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., «Высшая школа», 1969.
2. Almquist E., Bromley D. A., Kuhner J. A. Phys. Rev. Lett., 1960, 4, 515.
3. Danos M., Gellat V. Phys. Rev., 1967, 161, 11034.
4. Morrison G. C. In: Proc. of Symposium on Heavy Ion Reactions and Many-Particle Excitations. Saclay, 1971.
5. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат, 1963.
6. Ollerhead R. W., Chasman C., Bromley D. A. Phys. Rev., 1964, 134, 1374.
7. Anderson C. F. In: Proc. of the Second Conference on Reactions between Complex Nuclei, 1960.
8. Mizera P. F., Gerhart J. B. Phys. Rev., 1968, 170, 839.
9. Vasiliev P. I. e. a. Nucl. Instr. and Methods, 1969, 71, 201.
10. Давыдов В. В. и др. Международная конференция по физике тяжелых ионов, Дубна, 1966.
11. Chuev V. I. e. a. Arkiv fys., 1967, 36, 263.
12. Bethge K. e. a. Phys. Lett., 1967, 24B, 663.
13. Middleton R. e. a. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 118.
14. Ogloblin A. A. In: Proc. of International Conference on Nuclear Reactions with Heavy Ions, Heidelberg, 1969.
15. Bethge K. Ibid.
16. Middleton R. Ibid.
17. Bethge K. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, 20, 255.
18. Greider K. R. In: Proc. of International Conference on Nuclear Reactions with Heavy Ions, Heidelberg, 1969.
19. Gutbrod H. H., Yoshida H., Bock R. Nucl. Phys., 1971, A165, 240.
20. Kobo K., Hirata M. INS-report-166, 167, 1971.
21. Rotter I. Nucl. Phys., 1969, A135, 378.
22. Ogloblin A. A. In: Intern. Symposium on Nucl. Structure, Dubna, 1968.
23. Bassani G. e. a. In: Proc. of Symposium on Heavy Ion Reactions and Many-Particle Excitations, Saclay, 1971.
24. Zisman M. S., McClatchie E. A., Harvey B. G. Phys. Rev., 1970, 20, 1271.
25. Fullbright H. W. e. a. Phys. Rev.
26. Гольдберг В. З. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, XXXIII, 566.
27. Гольдберг В. З. и др. Там же, с. 579.
28. Carter E. B., Mitchell G. F., Davis R. H. Phys. Rev., 1964, 1338, 1421.
29. Hout W. F., Metha M. R., Davis R. H. Phys. Rev., 1967, 160, 782.
30. Middleton R. Preprint Pen. Univ, 1968.

31. Scholz W. e. a. Phys. Rev. Lett., 1969, 18, 949.
32. Meier-Ewert K., Bethge K., Pfeiffer K.-O. Nucl. Phys., 1968, A110, 142.
33. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 1952, 87, 366.
34. Richter A. e.a. Z. Naturforsch. a, 1966, 21, 1002.
35. Detraz C., Dohm H. H., Hafner H. Nucl. Phys., 1970, A147, 488.
36. Artemov K. P. e.a. Phys. Lett., 1971, 37B, 61.
37. Bassand G. e. a. Comptes Rendus d'activite, Iocet. 1969-30 sep. 1970, Saclay, DPhN.
38. Goldfarb L. G. B. In: Proc. of International Conference on Nuclear Reactions with Heavy Ions, Heidelberg, 1969.
39. Neogy P. e.a. Phys. Rev., 1970, C2, 2149.
40. Батлер С. Ядерные реакции срыва.
41. Nevdafechin V. Progress in Nuclear Physics, 1969.
42. Давыдов В. В. и др. «Ядерная физика», 1968, 7, 758.
43. Davidov V. V., Pavlichenkov I. M. Phys. Lett., 1969, 29B, 551.
44. Pizzi J. R. e.a. Phys. Lett., 1968, 28B, 32.
45. Долинский Э. И. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1970, 34, 165.
46. Dolinsky E. I. e. a. Phys. Lett., 1970, 33B, 147.
47. Pühlhofer F. e.a. Nucl. Phys., 1970, A147, 258.
48. Давыдов В. В. и др. Тр. Международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна, 11—17 февр. 1971, с. 484.
49. Chuev V. I. e. a. Proceedings of Symposium on Heavy Ion Reactions and Many-Particle Excitations, Saclay, 1971.
50. Zeidman V. e.a. In: Proc. of Symposium on Heavy Ion Reactions and Many Particle Excitations, Saclay, 1971.
51. Тепло И. Б. Диссертация, 1970.
52. Оглоблин А. А., Чуев В. И. «Ядерная физика», 1965, 2, 670.
53. Глухов Ю. Л. и др. Препринт ИАЭ-2033, 1970.
54. Гольдберг В. З. и др. Препринт ИАЭ-2031, 1970.
55. Arima A., Horvici H., Sebe T. Phys. Lett., 1966, 24B, 129.
56. Гольдберг В. З. и др. «Ядерная физика», 1970, 12, 30.
57. Bethge K. Symposium on Heavy Ion Reactions and Many-Particle Excitations, Saclay, 1971.
58. Middleton R. e.a. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 1398.
59. Horivchi H., Ikeda L. Progr. Theor. Phys., 1968, 40, 277.
60. Гольдберг В. З. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, 33, 586.
61. Arima A., Gillet V., Ginocchio J. N. Phys. Rev. Lett.
62. Gillet V., Melkanoff M. A., Raynal J. Nucl. Phys., 1967, A97, 631.
63. Wu C. P., F. W. K. Firk, Phillips T. W. Nucl. Phys., 1970, A147, 19.
64. Baz A. Adv. Phys., 1959, 8, 349.
65. Караджев К. В. и др. «Ядерная физика». 1966, 4, 909.
66. Zafiratos C. D. e.a. Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 437.
67. Cotton E. In: Proc. of International Conference on Nuclear Reactions with Heavy Ions, Heidelberg, 1969.
68. Сакута С. Б. Диссертация, 1970.
69. Zafiratos C. D., Lilley J. S., Slee F. W. Phys. Rev. 1967, 154, 887.
70. Глухов Ю. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, 33, 601.
71. Давыдов В. В. и др. Препринт ИАЭ-2039, 1970.
72. Bassani G. e. a. In: Proc. of Symposium on Heavy Ion Reactions and Many-Particle Excitations, Saclay, 1971.
73. Univ. of Rochester, NSRL. Annual Report, 1971.
74. Давыдов В. В. и др. Тр. Международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна, 11—17 февраля 1971.
75. Chuev V. I. e.a. Phys. Lett.
76. Detraz C. Nucl. Phys., 1971, A177, 258.
77. Lane A. M. Rev. Mod. Phys., 1960, 32, 519.
78. Aizenberg-Selove F. Preprint LAP-103, 1971.