

УДК 539.17

**ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ КЛАСТЕРНОГО
ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР**

Н. А. Буркова, К. А. Жаксыбекова, М. А. Жусупов

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан

ВВЕДЕНИЕ	821
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ $A(\gamma, a)b$. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ	826
РЕАКЦИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ${}^7\text{Li}(\gamma, \alpha)$	829
ФОТОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$	846
КЛАСТЕРНЫЕ КАНАЛЫ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА ${}^9\text{Be}$ С ОБРАЗОВАНИЕМ ИЗОТОПОВ ${}^{8,7,6}\text{Li}$	861
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	882
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	883

УДК 539.17

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ КЛАСТЕРНОГО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Н. А. Буркова, К. А. Жаксыбекова, М. А. Жусупов

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алма-Ата, Казахстан

На основе развиваемой авторами потенциальной теории кластерного фоторасщепления легких ядер детально обсуждаются характеристики двухчастичных процессов $A(\gamma, a)b$ на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ в области энергий от порога до $E_\gamma \sim 100$ МэВ. Основными моментами теории являются использование для ядер волновых функций потенциальной кластерной модели — αnp , αt и $2\alpha n$, а также корректный учет взаимодействия частиц в конечном состоянии. На примере ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ продемонстрирована возможность перехода от трехтельных волновых функций в различные кластерные каналы. В рамках этой теории рассмотрены также реакции радиационного захвата $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ и ${}^7\text{Li}d \rightarrow {}^9\text{Be}\gamma$. Анализ характеристик процессов проведен практически на микроскопическом уровне: особенности полных сечений, энергетических и угловых распределений, асимметрии и поляризации частиц связываются с энергетической и угловой зависимостью амплитуд мультипольных и парциальных переходов и их интерференцией, с узловой структурой волновых функций кластерной модели, с резонансами в рассеянии частиц и т.д. Показано, что теория не только воспроизводит практически все наблюдаемые характеристики, но и позволяет делать успешные предсказания.

On the basis of developing potential theory of cluster disintegration of light nuclei the detailed study of two-cluster processes $A(\gamma, a)b$ within the energy range from threshold up $E_\gamma \sim 100$ MeV to on ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^9\text{Be}$ nuclei is implemented. Using of corresponding potential model cluster wave functions αnp , αt , and $2\alpha n$, as well as correct account of final state interactions are the basic standpoints of the given theory. In case of ${}^6\text{Li}$ and ${}^9\text{Be}$ nuclei the projection of three-cluster wave functions onto different two-cluster channels has been performed. The radiative capture reactions $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ and ${}^7\text{Li}d \rightarrow {}^9\text{Be}\gamma$ are also treated within the developed theory. The analysis of observables for the whole set of two-cluster fragmentation reactions was done practically on the microscopic level, i. e., the peculiarities of total cross sections, differential energy and angular distributions, asymmetry and polarization are correlated to energy and angular behavior of multipole and partial transition amplitudes, node structure of cluster wave functions, resonances in scattering channels and others. It was demonstrated that the given theory may not only explain practically all available experimental observables but gives also successful predictions.

*Памяти нашего друга и коллеги Рудольфа
Амаяковича Эрамжяна, в содружестве с
которым начиналась эта работа*

ВВЕДЕНИЕ

Появление той или иной модели атомного ядра, как правило, вызвано целью объяснить (по возможности на единой основе) ряд свойств ядерной структуры, которые становятся известны из эксперимента: коллективные свойства,

явления кластеризации, проявление оболочечной структуры и отклонения от нее и т. д. Использование различных математических методов не обязательно означает противопоставление отдельных модельных подходов к описанию структуры ядра, а скорее служит принципу взаимодополняемости различных моделей [1].

Так, наряду с микроскопическими моделями многонуклонных систем (метод резонирующих групп — МРГ, метод генераторных координат, метод K -гармоник и др.) интенсивно развиваются и модели, в которых ядро представляется состоящим из небольшого числа кластеров — простые бинарные системы, а также мультикластерные динамические модели с паули-проектированием (МДМП). Как мы постараемся показать дальше, кластерный подход, при кажущейся простоте, содержит в себе глубокие физические предпосылки, при этом во многом опирается на «опыт» микроскопических моделей, а в приложении к описанию ядерных реакций с участием кластеров и структуры ядра позволяет провести ясную, обоснованную интерпретацию полученных результатов.

На наш взгляд, следует выделить два основных момента, определяющих содержание кластерного подхода к описанию структуры атомного ядра:

- в кластерном подходе полагается, что свойства ядра как составной системы определяются функцией взаимного движения фрагментов, т. е. фактически потенциалом взаимодействия кластеров;
- в то же время общим требованием к любой модели является учет тождественности нуклонов, т. е. следует найти способ удовлетворить фундаментальному физическому принципу — принципу Паули.

Исходя из данных положений, можно сравнивать различные кластерные модели между собой; установить взаимосвязь с микроскопическими моделями (в дальнейшем обсуждаются МРГ и трансляционно-инвариантная модель оболочек — ТИМО); наконец, определить круг вопросов, требующих экспериментальной проверки для выявления достоинств и недостатков той или иной модели, выяснения области их применимости.

Один из методов описания составных систем был развит в работах База [2, 3]; суть его состоит во введении отталкивательного кора в потенциалах взаимодействия, препятствующего перекрытию кластеров на малых расстояниях и тем самым имитирующего учет принципа Паули. Это приводит к тому, что волновые функции (ВФ) взаимного движения фрагментов «вымирают» на малых расстояниях.

На первый взгляд в пользу рассматриваемой в [2] концепции кластерного взаимодействия свидетельствуют результаты исследований МРГ [4]. Хорошо известно, что в рамках МРГ фазово-эквивалентные локальные потенциалы имеют кор. Однако здесь есть некоторое противоречие: проектирование многочастичных функций МРГ на некоторый фиксированный кластерный канал

приводит к ВФ взаимного движения кластеров с узлом во внутренней области [5–10].

В 1970-е гг. как некоторый контраргумент концепции отталкивательного кора развивается теория взаимодействия легких фрагментов (αt , αd , τt и т. д.) на основе глубоких притягивающих потенциалов с запрещенными состояниями (ПЗС). В основополагающих работах [11–16] предлагается новая физическая интерпретация кластерного взаимодействия, а именно: потенциал взаимодействия составной системы $A_1 + A_2 > 4$ притягивающий и глубокий, т. е., на языке модели оболочек, содержит состояния типа $s^{4+b}p^{A-4-b}$, запрещенные принципом Паули, ортогональные основному и низколежащим возбужденным разрешенным состояниям. Исключение запрещенных состояний из спектра решений приводит к тому, что ВФ взаимного движения фрагментов имеют узлы во внутренней области, как и следует из МРГ. Заметим, что еще одно следствие ПЗС касается асимптотического поведения фаз упругого рассеяния — фазы в каждой парциальной волне должны быть положительными и нормированными согласно обобщенной теореме Левинсона [11, 12]

$$\delta(0) - \delta(\infty) = \pi(n + m),$$

где n — число разрешенных, а m — запрещенных принципом Паули состояний.

Благодаря относительной простоте математического аппарата бинарные кластерные модели на основе ПЗС послужили конструктивными элементами при построении более сложных моделей легких ядер. Так, несомненным успехом МДМП уже общепризнана $\alpha 2N$ -модель для триплета ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Be}$ [17–19], разработанная В. И. Кукулиным и сотрудниками из НИИЯФ МГУ. Эта модель была всесторонне апробирована при описании статических и динамических свойств шестинуклонных систем, наиболее полные результаты и прекрасный литературный обзор современного состояния этих исследований представлены в работе Р. А. Эрамжяна и коллег в [20].

В рамках МДМП-подхода сегодня также построены и широко используются ВФ ядер с $A = 5$ в tNN -представлении [21], с $A = 9$ — $2\alpha N$ -модель [22], а также совсем новые результаты получены для ядер с $A = 8$ — αtN -модель [23].

Отметим также, что кластерная модель с ПЗС была применена для описания составных систем с числом нуклонов $A_1 + A_2 \leq 4$ [24]. Очевидно, что в этом случае не возникает запрета на состояния с числом нуклонов в s -оболочке свыше четырех. Однако в случае рассеяния возникают дополнительные правила отбора не только по орбитальному L , спиновому S и изоспиновому T квантовым числам, но и по схемам Юнга $[f_x] = [f_{A_1}] \times [f_{A_2}]$, характеризующим орбитальную симметрию при перестановке нуклонов. Таким образом, взаимодействие легчайших ядер подчиняется сложной мультиплетной симметрии, что, вообще говоря, не имеет аналогов в МРГ.

В то же время хорошо известно, что любая модель (теория) содержит в себе утверждение, которое нельзя ни доказать, ни опровергнуть, не выходя за рамки данной модели. В настоящее время, благодаря простоте, в кластерном подходе с ПЗС, а также в МДМП рассчитано большое число статических и динамических характеристик легких ядер (в работе обсуждаются ядра p -оболочки ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$) [25–38], при этом многие полученные результаты не уступают по точности данным МРГ. Однако даже хорошее совпадение с экспериментом не позволяет детерминировать различные физические предпосылки, заложенные в той или иной модели.

В настоящей работе будет показано, что ответ на вопрос об адекватности различных потенциальных подходов можно получить при исследовании всевозможных характеристик ядерных реакций в процессах фрагментации с участием неполяризованных и линейно поляризованных фотонов, а также при подключении поляризационных наблюдаемых.

Выбор в пользу фотоядерных процессов сделан по ряду причин. Во-первых, в данных реакциях одновременно задействованы как связанные состояния, так и состояния рассеяния кластеров; налетающая частица — фотон — не вносит искажений в начальном канале; операторы взаимодействия хорошо изучены, т. е. исключаются неопределенности, связанные со знанием элементарных амплитуд, любые приближения в ходе расчетов можно оценить количественно.

Вторая причина непосредственно связана с тем, что, с одной стороны, накоплен значительный экспериментальный материал как в области низких энергий по процессам радиационного захвата, например, $\alpha + \tau \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$, $\alpha + t \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ [39], $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ [40], $\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$ [41, 42] и т. д., имеющим важное значение для понимания процессов, протекающих в звездах, так и по прямым фотоядерным процессам ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ [43–45], ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$ [44, 46], ${}^6\text{Li}(\gamma, d)\alpha$ [47] в широком диапазоне энергий.

С другой стороны, в рамках ПЗС и МДМП удалось воспроизвести и объяснить практически все известные к тому времени характеристики указанных процессов [25–34]. Так, например, в работах [29, 34] впервые был оценен вклад дипольного парциального сечения в процесс радиационного захвата $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$, который является единственным источником образования ядер лития в Большом взрыве [34], были также рассчитаны астрофизический S -фактор и скорость реакции, что привело к целой серии работ по данной тематике (современное состояние таких исследований обсуждается далее).

Кроме этого, были сделаны предсказания по асимметрии углового распределения вторичных частиц в процессах ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ и ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$ с линейно поляризованными фотонами, которые нашли в дальнейшем блестящее подтверждение в экспериментах, выполненных в Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) [33].

Накопленный нами ранее опыт исследований фотоядерных реакций расщепления и радиационного захвата ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$, ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$, ${}^6\text{Li}(\gamma, d)\alpha$, $\alpha(d, \gamma){}^6\text{Li}$ неполяризованными и линейно поляризованными фотонами, проведенных в αt -, αd -, αnp -, τt -кластерных моделях [25–34], предоставляет исключительную возможность для изучения фоторасщепления ${}^9\text{Be}$ в двухчастичных каналах с образованием изотопов лития ${}^{6,7,8}\text{Li}$.

В значительной мере стимулом для проведения таких исследований является работа экспериментаторов из Японии [48], в которой представлены наиболее полные на сегодняшний день результаты измерений энергетических и угловых распределений вторичных частиц $p, d, t, {}^3\text{He}$ в реакциях ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}(\gamma, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$, ${}^9\text{Be}(\gamma, p_{0+1}){}^8\text{Li}$, полученные на одной установке с использованием одной и той же систематической методики обработки экспериментальных данных, а также более ранняя работа [49] по реакции радиационного захвата поляризованных дейтронов на ядре ${}^7\text{Li}$ при $E_d = 6$ МэВ ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$.

В настоящей работе приводятся результаты проектирования $2\alpha n$ -волновой функции ядра ${}^9\text{Be}$ на кластерные каналы $p + {}^8\text{Li}$, $d + {}^7\text{Li}$, $t + {}^6\text{Li}$, рассчитанные спектроскопические S -факторы сравниваются с имеющимися экспериментальными данными [50].

Детально обсуждается ${}^7\text{Li}d$ -канал: ВФ ${}^7\text{Li}d$ были успешно апробированы при описании экспериментальных характеристик процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$ [51]. Следует отметить особенность полученной нами радиальной ВФ относительного ${}^7\text{Li}d$ -движения: она представляет собой суперпозицию S - и D -компонент, причем вес D -компоненты составляет примерно 68 % по сравнению с S , и при этом она не обусловлена тензорными взаимодействиями. Это совершенно необычный результат по сравнению с происхождением несферической D -компоненты в легких ядрах типа $d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^6\text{Li}$ и т. д., вес которой, как правило, порядка 4 % [52].

В рамках изложенной концепции [50, 51, 53] в настоящей работе исследуются также угловые распределения для реакции радиационного захвата ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d = 6$ МэВ [49]. Это представляется актуальным, поскольку теоретические расчеты, представленные в работе [49], по существу являются фитом.

Еще один эффект, который обсуждается в настоящем обзоре, также связан с исследованием процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$. В работе [51] было показано, что имеется взаимная корреляция между резонансами в p - и f -волнах ${}^7\text{Li}d$ -относительного движения, причем резонанс в p -волне наблюдается в области очень низких энергий. Таким образом, актуально исследовать его с позиции получения дополнительной информации о природе экспериментально наблюдаемого резонанса при $E_d = 365$ кэВ [54] в обратной реакции радиационного захвата.

Отметим, что в настоящем обзоре на примере процессов ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$, ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$, ${}^6\text{Li}(\gamma, d)\alpha$, $\alpha(d, \gamma){}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ будет показано, что потенциальная теория кластерного фоторасщепления легких ядер позволяет объяснить практически все качественные особенности, наблюдаемые в экспериментах, т. е. сегодня, с точки зрения аналитических возможностей, не имеет аналогов ни в рамках МРГ, ни в рамках других моделей.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ $A(\gamma, a)b$. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ

Дифференциальное сечение процесса двухчастичного фоторасщепления $A(\gamma, a)b$ в системе центра масс может быть представлено в следующем общем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\gamma) = \frac{\mu q}{4\pi(2J_i + 1)} \sum_{\substack{m_a, m_b \\ M_i, \lambda=\pm 1}} |M_{fi}(k_\gamma, \lambda)|^2, \quad (1)$$

где μ — приведенная масса частиц a и b ; q — импульс относительного движения, J_i, M_i — полный момент и его проекция в начальном канале; m_a, m_b — проекции полных моментов кластеров a и b .

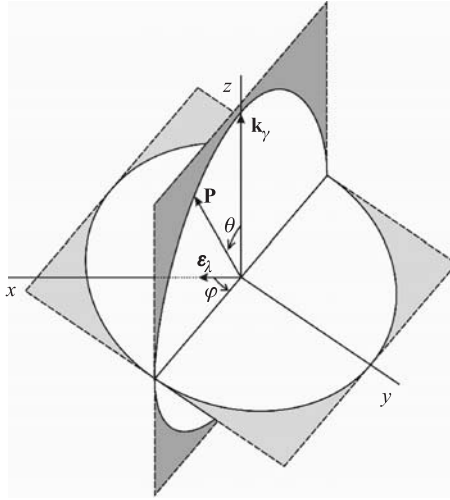


Рис. 1.

На рис. 1 представлена геометрия процесса $A(\gamma, a)b$.

После проведения мультипольного разложения матричные элементы $M_{fi}(\mathbf{k}_\gamma, \lambda)$ с учетом ориентации $\mathbf{k}_\gamma \parallel z$ можно представить в виде

$$M_{fi}(k_\gamma, \lambda) = - \sum_{J, \lambda} \sqrt{2\pi(2J+1)} \times \\ \times i^J (T_{J\lambda}^{\text{el}} + \lambda T_{J\lambda}^{\text{mag}}). \quad (2)$$

Поскольку рассматриваемая нами область энергий γ -квантов лежит значительно ниже порога образования мезонов, то для мультипольных операторов $T_{J\lambda}$ используется импульсное приближение [55, 56].

В то же время для большинства рассматриваемых далее фотопроцессов с хорошей точностью применимо также длинноволновое приближение. В этом случае операторы магнитного и электрического переходов

ранга J имеют следующий явный вид:

$$T_{J\lambda}^{\text{el}} = -\frac{k_\gamma^J}{(2J+1)!!} \left(\frac{J+1}{J}\right)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \hat{e}_i r_i^J Y_{J\lambda}(\Omega_i) + i \frac{k_\gamma}{2M_N(J+1)} \hat{\mu}_i \hat{\sigma}_i [\mathbf{r}_i \times \nabla_i (r_i^J Y_{J\lambda}(\Omega_i))] \right\}, \quad (3)$$

$$T_{J\lambda}^{\text{mag}} = i \frac{k_\gamma^J}{(2J+1)!!} \left(\frac{J+1}{J}\right)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \hat{\mu}_i \hat{\sigma}_i + \frac{2}{J+1} \hat{e}_i \hat{\mathbf{L}}_i \right\} \frac{\hbar}{2M_N} \nabla (r_i^J Y_{J\lambda}(\Omega_i)), \quad (4)$$

где $\hat{e}_i = e \frac{1 + \hat{\tau}_3(i)}{2}$, $\hat{\mu}_i = e \left[\frac{\mu_p + \mu_n}{2} + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \hat{\tau}_3(i) \right]$ — операторы электрического заряда и магнитного момента i -го нуклона; M_N — масса нуклона. Операторы (3), (4) представлены в однонуклонных переменных. Их следует записать в относительных *стандартных* координатах Якоби [4, 16], которые в дальнейшем используются при построении соответствующих кластерных ВФ.

Конвективная часть оператора $T_{J\lambda}^{\text{el}}$ получена с учетом теоремы Зигерта [55, 56].

В случае линейно поляризованных фотонов дифференциальное сечение представляется в виде

$$\frac{d\sigma^\alpha}{d\Omega}(\varphi_\alpha, \theta; E_\gamma) = \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} [1 + P_\gamma \Sigma(\theta, E_\gamma) \cos 2\varphi_\alpha], \quad (5)$$

где φ_α — угол между вектором поляризации ϵ_λ и плоскостью реакции; P_γ — степень поляризации фотонного пучка; $\Sigma(\theta, E_\gamma)$ — асимметрия углового распределения вторичных частиц [57].

Фиксируя поляризацию γ -кванта в направлении оси x ($\varphi_\alpha = 0^\circ$), получим следующее выражение для дифференциального продольного сечения:

$$\frac{d\sigma^\parallel}{d\Omega}(\theta, E_\gamma) = \\ = \frac{\mu q}{2\pi(2J_i + 1)} \sum_{M_{S_a}, M_{S_b}, M_J} |M_{fi}(\mathbf{k}_\gamma, \lambda = -1) + M_{fi}(\mathbf{k}_\gamma, \lambda = +1)|^2. \quad (6)$$

В случае поляризации γ -кванта в направлении оси y ($\varphi_\alpha = 90^\circ$) имеем поперечное дифференциальное сечение

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^\perp}{d\Omega}(\theta, E_\gamma) &= \\ &= \frac{\mu q}{2\pi(2J_i + 1)} \sum_{M_{S_a}, M_{S_b}, M_J} |M_{fi}(\mathbf{k}_\gamma, \lambda = -1) - M_{fi}(\mathbf{k}_\gamma, \lambda = +1)|^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Усредненное по поляризации фотона дифференциальное сечение выражается через $\frac{d\sigma^\parallel}{d\Omega}$ и $\frac{d\sigma^\perp}{d\Omega}$:

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma^\parallel}{d\Omega} + \frac{d\sigma^\perp}{d\Omega} \right). \quad (8)$$

Асимметрия углового распределения вторичных частиц $\Sigma(\theta, E_\gamma)$ в случае полностью поляризованного пучка фотонов выражается через продольное и поперечное дифференциальные сечения следующим образом:

$$\Sigma(\theta, E_\gamma) = \left[\frac{d\sigma^\parallel}{d\Omega} - \frac{d\sigma^\perp}{d\Omega} \right] \left[2 \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} \right]^{-1}. \quad (9)$$

Поляризация частиц со спином s_a , образовавшихся в реакции $A(\gamma, \mathbf{a})b$ в случае неполяризованных фотонов и ядра-мишени, выражается через матрицу плотности:

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} \rho_{m_{s_a} m'_{s_a}}^a = \frac{\mu q}{4\pi(2J_i + 1)} \sum_{M_J, \lambda} M_{M_J \lambda}^{m_{s_a}} \left(M_{M_J \lambda}^{m'_{s_a}} \right). \quad (10)$$

Компоненты вектора поляризации определяются как след от произведения матрицы плотности ρ и соответствующей компоненты спина \mathbf{s} . В силу P -инвариантности процесса фоторасщепления отличной от нуля будет только P_y -компонента вектора поляризации [57].

Далее, для расчетов соответствующих матричных элементов процесса $A(\gamma, \mathbf{a})b$ следует определить волновые функции в начальном и конечном состоянии. При этом ВФ ядра A характеризуется полным угловым моментом и четностью J_i^π и его проекцией M_i , полным изотопическим спином T и его проекцией M_T ; аналогичный набор квантовых чисел $j^\pi m, t m_t$ характеризует фрагменты a и b .

Для простого бинарного случая ВФ в связанном состоянии может быть представлена в факторизованном виде:

$$\Psi_A = \hat{\Psi}_a \hat{\Psi}_b \Phi(\mathbf{R}_{ab}), \quad (11)$$

где $\hat{\Psi}_a$ и $\hat{\Psi}_b$ — внутренние антисимметризованные ВФ кластеров a и b ; $\Phi(\mathbf{R}_{ab})$ — функция их относительного движения. Выражение (11) является

приближенным, поскольку здесь опускается операция явной антисимметризации \hat{A} по нуклонам из разных кластеров, а принцип Паули учитывается эффективно в рамках ПЗС.

Далее будут рассмотрены более сложные случаи, когда кластерная структура исходного ядра не совпадает с конфигурацией конечного канала.

ВФ в непрерывном спектре строится следующим образом:

$$\Psi_{j_a m_a; j_b m_b} = 4\pi \sum_{s m_s, \ell m_\ell, j_f m_f} i^\ell \exp [i(\delta_{\ell j_f} + \sigma_\ell)] R_{\ell j_f}(q R_{ab}) Y_{\ell m_\ell}^*(\Omega_q) \times \\ \times C_{j_a m_a j_b m_b}^{s m_s} C_{s m_s \ell m_\ell}^{j_f m_f} G_{s \ell}^{j_f m_f}(\Omega_{R_{ab}}), \quad (12)$$

где $\delta_{\ell j_f}$ — ядерная фаза; σ_ℓ — кулоновская фаза; $R_{\ell j_f}$ — радиальная функция рассеяния кластеров; $Y_{\ell m_\ell}$ — угловая сферическая функция; $C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{j m_j}$ — коэффициенты Клебша–Гордана; $G_{s \ell}^{j m_j}$ — спин-угловая функция [58]. Здесь также введены обозначения: $\mathbf{s} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2$ — спин канала; ℓ — орбитальный угловой момент, $\mathbf{j}_f = \mathbf{s} + \ell$ — полный угловой момент.

Для удобства дальнейшего анализа приведем формальное выражение для дифференциального сечения (1) в виде разложения по полиномам Лежандра $P_n(\cos \theta)$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu q}{4\pi(2J_i + 1)} \sum_n a_n(q) P_n(\cos \theta), \quad (13)$$

где коэффициенты разложения a_n в наиболее общем виде получены в [59]. Они выражаются через квадраты соответствующих интегралов перекрывания радиальных ВФ связанного состояния, функций рассеяния и радиальной части операторов электромагнитных переходов (3), (4)

$$I_{\ell j_f}(q) = \int R_{j_l}(R_{ab}) R_{\ell j_f}(q R_{ab}) R_{ab}^{J+2} dR_{ab} \quad (14a)$$

и их билинейные комбинации

$$A_{\ell j_f, \ell' j'_f}(q) = \cos(\delta_{\ell j_f} + \sigma_\ell - \delta_{\ell' j'_f} - \sigma_{\ell'}) I_{\ell j_f}(q) I_{\ell' j'_f}(q). \quad (14б)$$

В тех случаях, когда спин-орбитальное взаимодействие в канале рассеяния не учитывается, в формулах (14a), (14б) следует опустить индексы j_f .

2. РЕАКЦИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$

2.1. Глубокий локальный потенциал и фазы αt -рассеяния. Успешное описание данной фотоядерной реакции во многом объясняется тем, что ранее был установлен потенциал αt -системы, хорошо воспроизводящий соответствующие фазовые сдвиги в значительном энергетическом интервале с учетом

обобщенной теоремы Левинсона [11]. Этот потенциал является суперпозицией ядерного, спин-орбитального и кулоновского взаимодействий:

$$V(r) = V_c(r) + V_{s.o}(r) + V_{Coul}(r), \quad (15)$$

где центральный потенциал имеет вудс-саксоновскую форму

$$V_c(r) = -V_0/\{1 + \exp [(r - R_0)/a]\}. \quad (16)$$

Кулоновское взаимодействие выбиралось в виде

$$V_{Coul} = \begin{cases} \frac{z_1 z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right), & r < R_c, \\ \frac{z_1 z_2 e^2}{r}, & r \geq R_c. \end{cases} \quad (17)$$

Спин-орбитальное слагаемое

$$V_{s.o}(r) = V_1(\mathbf{ls}) \frac{d}{dr} V_c(r). \quad (18)$$

Далее использовался следующий набор параметров:

$$\begin{aligned} V_0 &= V_{00} + \Delta V(-1)^{l+1}, \\ V_{00} &= 95 \text{ МэВ}, \quad \Delta V = 11,5 \text{ МэВ}, \quad V_1 = 0,015(3 + (-1)^{l+1}) \text{ МэВ}, \\ R_0 &= 1,8 \text{ фм}, \quad a = 0,7 \text{ фм}. \end{aligned} \quad (19)$$

Отсюда для нечетных ℓ , воспроизводящих спектр низколежащих уровней «нормальной» четности, имеем $V_0 = 110 \text{ МэВ}$, $V_1 = 0,06 \text{ МэВ}$. Глубина центрального потенциала зависит только от четности орбитального момента. Однако зависимость от ℓ эквивалентных локальных межкластерных потенциалов МРГ [4, 12] в потенциальной модели имитируется различной узловой структурой состояний для каждой парциальной волны.

Поскольку в основном состоянии ядра ${}^7\text{Li}$ орбитальный момент относительного движения αt -кластеров равен $L = 1$, то $E1$ -мультиполь приводит к s - и d -волнам непрерывного спектра, а $E2$ — к p - и f -волнам:

$$P_{3/2^-} \Rightarrow \begin{cases} \xrightarrow{E1} s(1/2^+) + d(3/2^+, 5/2^+), \\ \xrightarrow{E2} p(1/2^-, 3/2^-) + f(5/2^-, 7/2^-). \end{cases} \quad (20)$$

В скобках указаны значения полного момента и четности j^π , соответствующие расщеплению состояний спин-орбитальным взаимодействием. $M1$ - и $M2$ -мультиполи приводят к тем же волнам, но в несколько иной комбинации.

Экспериментальные данные по фазам рассеяния в перечисленных волнах ограничены $E_{с.ц.м} \leq 10$ МэВ [60, 61]. Параметры потенциала (19) были подобраны именно по этим данным. Далее, исходя из построенного потенциала фазы были продолжены во всю интересующую нас область энергий ($E_{с.ц.м} \leq 100$ МэВ). Энергетическая зависимость рассчитанных фаз приведена на рис. 2, откуда видно, что s -фаза рассеяния монотонно убывает с ростом энергии; d -фаза почти не меняется с увеличением энергии вплоть до $E_{с.ц.м} \sim 10$ МэВ, а затем монотонно убывает, данная фаза слабо расщепляется спин-орбитальным взаимодействием; p -фаза монотонно убывает с

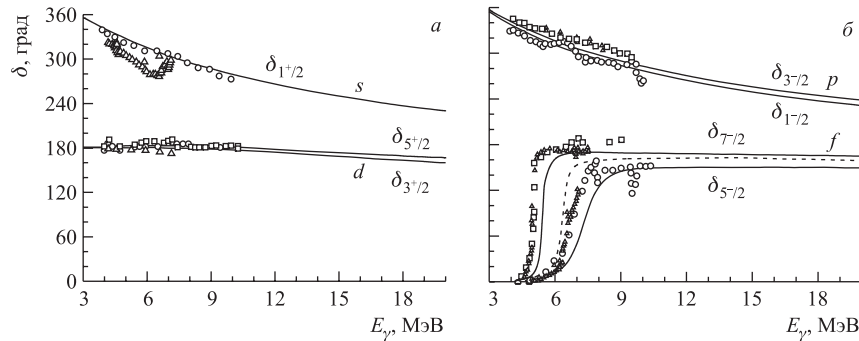


Рис. 2. Фазы упругого αt -рассеяния. Расчет с потенциалом (15)–(19) [27] — сплошные кривые. Экспериментальные данные: \square — для $j = l + 1/2$; \circ — для $j = l - 1/2$ [60]; \triangle — данные работы [61]

ростом энергии и также слабо расщепляется спин-орбитальным взаимодействием. Энергетическое поведение f -фазы, обозначенной штриховой кривой на рис. 2, б, показывает, что в $\alpha + t$ -системе проявляется резонанс при $E_{с.ц.м} \sim 3,5$ МэВ. Спин-орбитальное взаимодействие играет здесь уже заметную роль: $\delta_{5/2^-}$ -фаза проходит через $\pi/2$ при $E_{с.ц.м} \sim 4,7$ МэВ ($E_\gamma \sim 7,2$ МэВ), а $\delta_{7/2^-}$ -фаза — при $E_{с.ц.м} \sim 2,7$ МэВ ($E_\gamma \sim 5,2$ МэВ). Соответствующие экспериментальные значения энергий возбуждения: $E_{5/2^-}^* = (6,64 \pm 0,1)$ МэВ и $E_{7/2^-}^* = (4,65 \pm 0,05)$ МэВ. Начиная с $E_{с.ц.м} \sim 10$ МэВ f -фаза выходит на плато. При использованных нами параметрах потенциала в области резонанса f -фаза немного смещена относительно экспериментальных данных. Такая же энергетическая зависимость имеет место в МРГ [62]. В то же время в работе [36] уже в рамках потенциальной кластерной модели удалось лучше воспроизвести энергетическое поведение этой фазы благодаря более тщательной подгонке варьируемых параметров. Поскольку отклонение рассчитанной f -фазы от полученной из обработки экспериментальных данных приведет практически только к небольшому смещению резонансов, мы не ставим себе целью детальное ее воспроизведение.

2.2. Волновая функция ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -модели. Радиальная ВФ основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ была получена решением уравнения Шредингера вариационным методом для приведенного выше потенциала. При этом использовалось разложение радиальной функции по гауссову базису

$$R_{lj}(r) = r^l \sum_{i=1}^N C_i \exp(-\alpha_i r^2), \quad (21)$$

C_i и α_i — соответствующие вариационные параметры приведены в работе [35]. Гауссовский базис обеспечивает быструю сходимость вариационного ряда. Расчет хорошо воспроизводит энергию связи, среднеквадратичный радиус, магнитный и квадрупольный моменты ядра ${}^7\text{Li}$, положение связанного

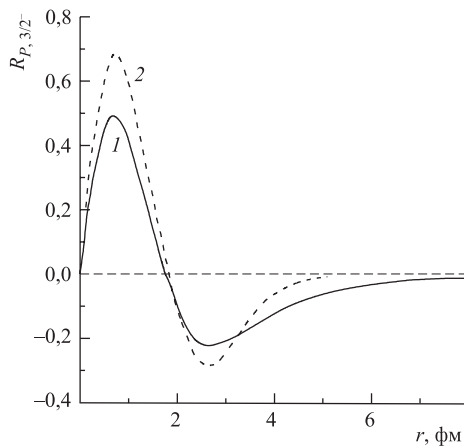


Рис. 3. Радиальная волновая функция αt -относительного движения основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$. 1 — расчет с глубоким притягивающим потенциалом; 2 — расчет в ТИМО (осцилляторный параметр $r_0 = 1,6$ фм)

первого возбужденного состояния с $j^\pi = 1/2^-$ и низколежащих состояний с $j^\pi = 7/2^-$ и $5/2^-$, также имеющих αt -кластерную структуру.

Отметим, что в (21) и далее переменная $r \equiv R_{\alpha t}$ соответствует координате относительного движения α -частицы и трития.

Из рис. 3 видно, что кластерная волновая функция имеет узел при $r = 1,8$ фм, примерно совпадающий с узлом $3P$ -волновой функции модели оболочек ($r = 1,9$ фм). Однако, в отличие от последней, кластерная функция имеет правильную, экспоненциальную асимптотику, что существенно для случая поверхностного характера ядерных реакций при низких энергиях.

Отметим также, что функция потенциальной кластерной модели хорошо перекрывается с проекцией функции МРГ на αt -канал.

2.3. Мультипольный анализ характеристик процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$. В рассмотренном нами диапазоне энергий E_γ от порога реакции до $E_\gamma \sim 100$ МэВ в расчетах учитывались $E1$ -, $E2$ -, $E3$ - и $M1$ -, $M2$ -переходы. При этом все расчеты проведены с учетом спин-орбитального взаимодействия в конечном канале, конвективных и спиновых составляющих оператора взаимодействия, в операторной части также использовались функции Бесселя вместо длинноволнового приближения по мере возрастания энергии падающих фотонов.

Далее при анализе полученных результатов будет показано, что реальный вклад в дифференциальное сечение дают только $E1$ - и $E2$ -мультиполи, поэтому переходы высшего ранга не обсуждаются, подробности изложены в [27].

Специального рассмотрения требует $M1$ -мультиполь. Этот переход приводит к $p(1/2^-, 3/2^-)$ -волнам непрерывного спектра, и его интенсивность в длинноволновом приближении определяется радиальным интегралом

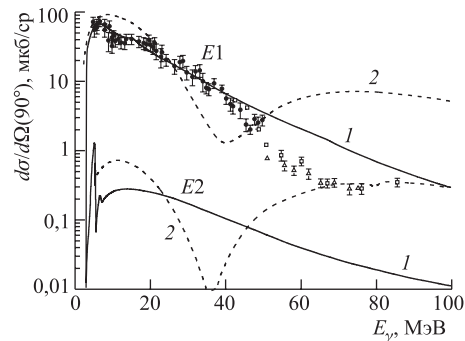
$$\int R_{p_{1/2^-, 3/2^-}}(qr)R_{p_{3/2^-}}(r)r^2 dr. \quad (22)$$

Поскольку радиальная функция связанного состояния $R_{1,3/2^-}(r)$ ортогональна функции рассеяния $R_{p_{3/2^-}}(qr)$, то соответствующий интеграл (22) равен нулю. Заметим, что p -волна рассеяния расщепляется слабо (рис. 2, б), т. е. радиальные функции непрерывного спектра $R_{p_{3/2^-}}(qr)$ и $R_{p_{1/2^-}}(qr)$ различаются незначительно, и, как следствие, интеграл (22) мал, поэтому вклад $M1$ -мультиполя несущественен.

2.3.1. Дифференциальные характеристики процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ для угла вылета тритонов $\theta_t = 90^\circ$. В настоящем параграфе проводится анализ дифференциальных сечений процесса ${}^7\text{Li}\gamma \rightarrow t\alpha$ с целью показать, что:

- в области энергий $E_\gamma \lesssim 20$ МэВ быстрое изменение фаз упругого αt -рассеяния определяет характер изменения парциальных сечений, обусловленных $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -мультипольными переходами, которые исчерпывают суммарное сечение процесса ${}^7\text{Li}\gamma \rightarrow t\alpha$;
- особенности потенциального αt -взаимодействия, а именно наличие и положение узла в ВФ относительного движения определяют динамику образования α -частицы и трития при фоторасщеплении ${}^7\text{Li}$.

Рис. 4. Парциальные $E1$ - и $E2$ -дифференциальные сечения процесса ${}^7\text{Li}\gamma \rightarrow t\alpha$: 1 — расчет с потенциалом (15)–(19); 2 — плосковолновое приближение [27]. Эксперимент: ● — данные из работ [43, 44]; □, △ — результаты [33], полученные с реальными и виртуальными фотонами соответственно



Заметим, что для угла вылета тритонов $\theta_t = 90^\circ$ нет интерференции между различными мультиполями, при этом, как показывают наши расчеты, практически во всем энергетическом интервале от порога до $E_\gamma \leq 100$ МэВ доминирует $E1$ -переход (рис. 4). Таким образом, энергетические распреде-

ления $d\sigma/d\Omega(E_\gamma, 90^\circ)$ содержат практически в чистом виде информацию об амплитудах $P \xrightarrow{E_1} s + d$.

Для наглядности интерпретации полученных результатов приведем вид дифференциального сечения $d\sigma(E_1; \theta_t, E_\gamma)/d\Omega$ без учета спин-орбитального взаимодействия:

$$\frac{d\sigma(E_1; \theta_t, E_\gamma)}{d\Omega} = \frac{4f_{E_1}(E_\gamma, \theta_t)}{27} \times \\ \times \{ [I_s^2(q) + 2I_d^2(q)] P_0(\cos \theta) + [2A_{sd}(q) - I_d^2(q)] P_2(\cos \theta) \}. \quad (23)$$

Здесь кинематический фактор равен

$$f_{E_1}(E_\gamma, \theta_t) = \alpha \frac{\mu q k_\gamma}{\hbar c} \frac{35}{24} 10^3 J(\Omega_{л.с}, \Omega_{с.п.м}), \quad (24)$$

где угол θ_t связан с углом θ следующим образом:

$$\cos \theta = \frac{p_t}{q} \cos \theta_t - \frac{\mu k_\gamma}{m_\alpha q}; \quad (25)$$

p_t, θ_t — импульс и угол вылетающих ядер трития; θ — угол вектора q .

Якобиан перехода от лабораторной системы к системе центра масс

$$J(\Omega_{л.с}, \Omega_{с.п.м}) = p_t^2 / q (p_t - \mu k_\gamma \cos \theta_t / m_\alpha). \quad (26)$$

В дальнейшем обсуждается область энергий $E_\gamma < 50$ МэВ. Как видно из рис. 4, при увеличении энергии фотонов результаты теоретического расчета заметно завышены по сравнению с имеющимися экспериментальными данными. Мы полагаем, что такое расхождение связано с тем, что в спиновой части операторов взаимодействия не учитываются обменные мезонные токи (ОМТ), а в конвективной части ОМТ учтены эффективно, посредством теоремы Зигерта, и считаем чрезвычайно перспективными дальнейшие исследования в этом направлении.

Итак, рассмотрим подробнее энергетическую область $E_\gamma < 50$ МэВ, для которой имеются экспериментальные данные (рис. 5). Отметим, что экспериментальные данные не согласуются между собой. Нижняя группа точек — результат измерения на пучке реальных фотонов [44], верхняя группа точек получена методом виртуальных фотонов [43]. Подобная неопределенность, конечно, затрудняет однозначную интерпретацию полученных результатов. Однако наиболее характерные черты эксперимента в обоих методах одинаковы: дифференциальные сечения выходят на максимум в районе $E_\gamma \sim 6-8$ МэВ, далее в области $E_\gamma \sim 10-15$ МэВ проявляется плечо, а затем с ростом энергии сечения медленно спадают.

Обратимся к результатам расчета, приведенным на рис. 5. На рис. 5, *a* сравниваются результаты наших расчетов, выполненных с потенциалом Вудса–Саксона из работы [35]. Кривые 1 и 2 различаются небольшой вариацией глубины потенциала центрального взаимодействия, которая приводит к отклонению рассчитанных фаз рассеяния от экспериментальных в пределах ошибки измерения не более 5%. Таким образом имитировалось «рассогласование» волновых функций непрерывного спектра и связанного состояния. Как хорошо видно, область $E_\gamma > 20$ МэВ не чувствительна к такой вариации, в то время как в области меньших энергий сечение сильно зависит от выбора потенциала взаимодействия [27, 28]. Однако наличие двух групп экспериментальных данных не позволяет однозначно детерминировать параметры потенциалов.

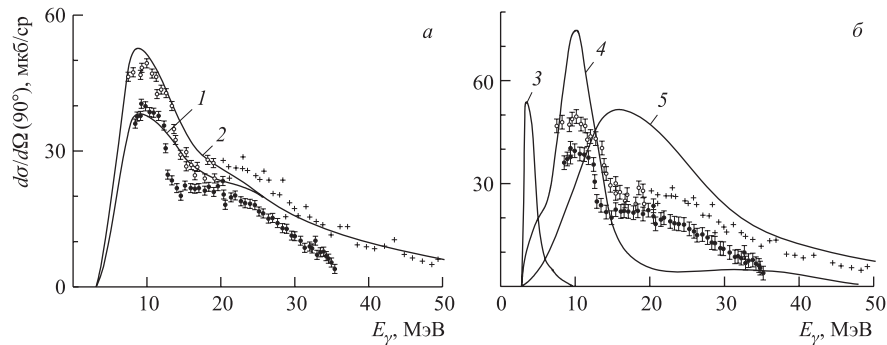


Рис. 5. Дифференциальные сечения фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -канале. Экспериментальные данные: ● — [44]; ○, + — [43]. Теоретический расчет: 1, 2, 4, 5 — [27]; 3 — [43]

На рис. 5, *b* показано, как влияет наличие и положение узла в кластерных волновых функциях на форму дифференциальных сечений. Кривая 3 получена Скопиком [43] в кластерной модели для αt -потенциала, воспроизводящего энергию связи ядра, среднеквадратичный радиус и низкоэнергетические фазы αt -рассеяния. Однако узел волновой функции смещен в точку $r = 4,5$ фм по сравнению с ВФ работы [27]. Кривая 4 рассчитана с безузловой функцией типа $R_{1P}(r)$ для связанного состояния, полученной в мелком потенциале, воспроизводящем энергию связи и среднеквадратичный радиус ядра ${}^7\text{Li}$. Кривая 5 получена в модели оболочек, в этом случае ВФ имеет узел, но при этом у нее «жесткая» асимптотика [27].

Таким образом, только кривые 1 и 2 (рис. 5, *a*), полученные в предложенном нами потенциальном подходе, наилучшим образом передают все особенности экспериментального сечения: положение и величину максимума, плечо и протяженную асимптотику.

Новую дополнительную информацию для интерпретации полученных результатов можно получить из анализа энергетической зависимости парциальных сечений, формирующих $E1$ -переход (рис. 6): $d\sigma^s/d\Omega(P \rightarrow s)$ и

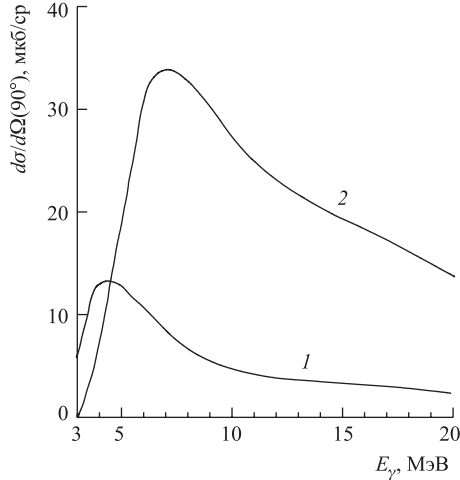


Рис. 6. Парциальные дифференциальные сечения $d\sigma^s/d\Omega$ ($P \rightarrow s$) (1), $d\sigma^d/d\Omega$ ($P \rightarrow d$) (2)

$d\sigma^d/d\Omega(P \rightarrow d)$. При околопороговых энергиях из-за отсутствия центробежного барьера более интенсивными являются переходы в s -состояния континуума, при энергиях $E_\gamma \sim 5$ МэВ сечения $d\sigma^s/d\Omega(P \rightarrow s)$ и $d\sigma^d/d\Omega(P \rightarrow d)$ сравниваются, а затем уже доминируют $P \rightarrow d$ -переходы. Следует отметить, что примерно такое же соотношение вкладов s - и d -волн было получено в расчетах αt -радиационного захвата, выполненных в модели непроницаемой сферы [63] и МРГ [39, 62] в области низких энергий.

Энергетическую зависимость парциальных дифференциальных сечений, представленных на рис. 6, можно проиллюстрировать наглядно, анализируя подынтегральные выражения $I_s(q)$ и $I_d(q)$ интегралов (14а), входящих в s - и d -амплитуды $E1$ -перехода: $I_l(E_\gamma, r) = R_l(q, r)R_{P,3/2^-}(r)r^3$.

На рис. 7 приводится радиальная зависимость выражений $I_s(E_\gamma, r)$ и $I_d(E_\gamma, r)$ для $E_\gamma = 4, 6$ и 9 МэВ; все функции представлены в одних и тех же относительных единицах; стрелкой указано положение узла при $r \simeq 1,8$ фм кластерной ВФ $R_{P,3/2^-}(r)$ основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$; заштрихованные области взаимно скомпенсированы и не дают вклада в интегралы перекрывания.

Поскольку для s -волны не возникает препятствий в виде центробежного барьера, то s -волновая функция непрерывного спектра осциллирует быстрее, чем d -волновая функция. Это легко прослеживается на рис. 7, а–в. В итоге мы видим, что действительно внутренняя область ядра «вырезается» в результате осцилляций s -волны непрерывного спектра, а величина интеграла перекрывания определяется площадью под кривой в интервале $3,5 \lesssim r \lesssim 12$ фм. Область больших r (> 12 фм) дает несущественный вклад в интеграл $I_s(q)$ из-за быстрого спадания ВФ $R_{P,3/2^-}(r)$ на асимптотике.

Для d -волны наличие центробежного барьера приводит к тому, что первый узел в функции рассеяния появляется только при $r = 3,2$ фм. Внутренняя

область, как видно из рис. 7, *z-e*, также вырезается, но уже в силу наличия центробежного барьера, т. е. по иной причине, чем для I_s -интегралов.

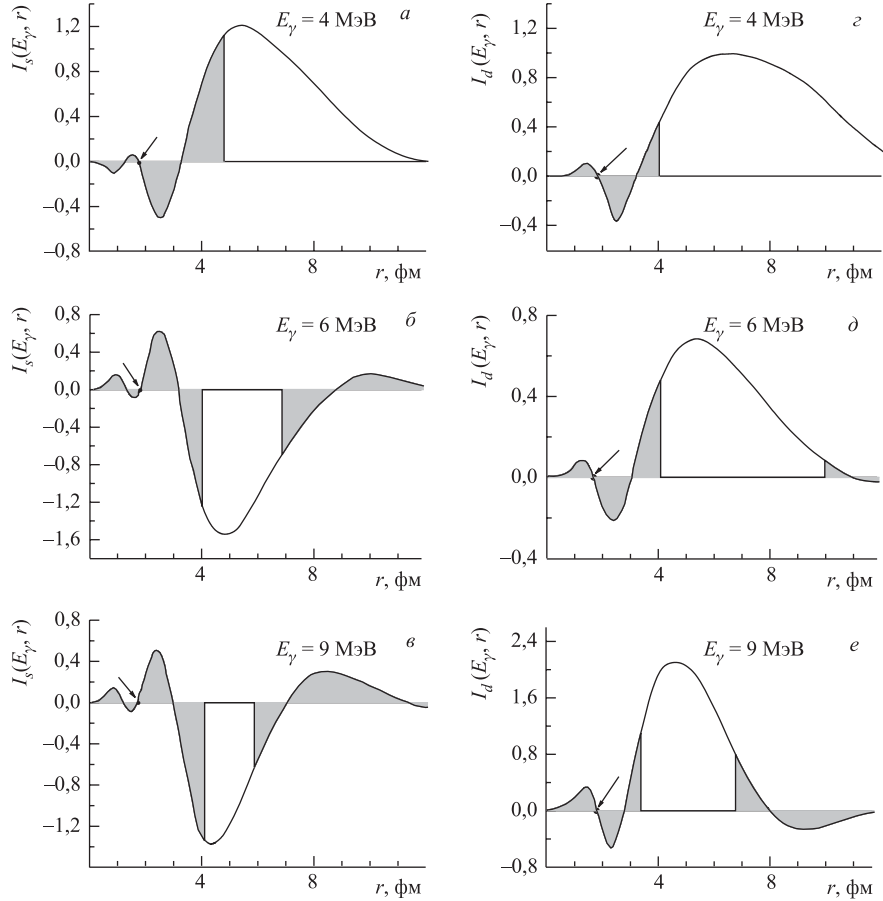


Рис. 7. Радиальная зависимость $I_s(E_\gamma, r)$ (*a-e*) и $I_d(E_\gamma, r)$ (*z-e*)

Таким образом, спадание парциальных $E1$ -сечений связано в основном с узлами волновой функции рассеяния, число которых растет с увеличением энергии фотонов. При этом узлы втягиваются в область меньших r , приводя к быстрому уменьшению сечения с ростом энергии. Основной вклад в интеграл перекрытия приходится на область $r \geq 4$ фм, что и определяет поверхностный характер реакции в области небольших энергий. Что касается узла ВФ связанного состояния, то его наличие и положение определяют вклад от внутренней области подынтегральных выражений.

В связи с вышеизложенным интерпретация результатов, представленных на рис. 5, б для различных кластерных моделей, становится наиболее прозрачной.

Прокомментируем ее еще раз:

- кривая 3 получена Скопиком [43] в кластерной модели для αt -потенциала, воспроизводящего энергию связи, среднеквадратичный радиус и фазы упругого αt -рассеяния. Однако узел волновой функции связанного состояния смещен в точку $r = 4,5$ фм. Но именно здесь расположены максимумы кривых $I_s(E_\gamma, r)$ и $I_d(E_\gamma, r)$, что быстро обращает в нуль соответствующие интегралы из-за значительной компенсации положительных и отрицательных вкладов. Именно этот факт является причиной необычного вида кривой 3;

- кривая 4 на рис. 5, б рассчитана с безузловой функцией типа R_{1P} для связанного состояния, полученной в мелкой потенциальной яме, воспроизводящей энергию связи и среднеквадратичный радиус ядра ${}^7\text{Li}$. Она наглядно демонстрирует то, каким образом отсутствие внутреннего узла волновой функции уменьшает сечение. Действительно, в этом случае, например, в $P \rightarrow d$ -переходе область пространства от 0 до 3 фм, которая в случае узловой функции на рис. 5, б при $E_\gamma = 9$ МэВ дает примерно нулевой вклад, для безузловой функции будет целиком вычитаться от основной площади (при $r > 3$ фм), что и приводит к сильному сокращению интеграла перекрывания и в результате ведет к очень быстрому спаданию сечения;

- что касается расчета в модели оболочек [64] (кривая 5 на рис. 5, б), максимумы кривых для $I_s(E_\gamma, r)$ и $I_d(E_\gamma, r)$ из-за более быстрого спадания осцилляторных радиальных волновых функций проявляются при значительно больших E_γ , что и приводит к более медленному спаданию сечений с увеличением энергии.

В заключение отметим, что для угла $\theta_t = 90^\circ$ абсолютно доминирует $E1$ -переход (см. рис. 4). Это означает, что дифференциальное сечение $d\sigma(\theta_t = 90^\circ, E_\gamma)/d\Omega$ содержит в себе информацию только об амплитудах $I_s(q)$ и $I_d(q)$. Ниже мы покажем, что подключение поляризационных характеристик в совокупности с $d\sigma(\theta, E_\gamma)/d\Omega$ позволяет фактически «восстановить» каждую из этих амплитуд. Очевидно, что аналогичной возможности наблюдать $E2$ -переход в чистом виде нет. Далее будет показано, что $E2$ -мультиполь проявляется в характеристиках, связанных с интерференцией с $E1$ -мультиполем. Все это еще раз говорит о важности получения надежных экспериментальных данных по αt -каналу фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$ в широком диапазоне энергий E_γ .

2.3.2. Угловые дифференциальные характеристики процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$. Роль квадрупольных переходов. В настоящем параграфе остановимся на различных интерференционных явлениях, которые наблюдаются в процессе ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ для углов вылета вторичных тритонов $\theta_t \neq 90^\circ$ и обусловлены

в области энергий $E_\gamma \lesssim 20$ МэВ преимущественно интерференцией $E1$ - и $E2$ -мультиполей.

Специфической чертой $E2$ -переходов является наличие резонансов в f -волне αt -рассеяния. Но даже с учетом резонанса вклад этого мультиполя существенно меньше вклада $E1$. Резонансное поведение f -волны проявляется в дифференциальном сечении $d\sigma/d\Omega$ исключительно благодаря различному характеру интерференции в передней и задней полусферах. Далее приведем несколько примеров расчетов характеристик процесса фоторасщепления ${}^7\text{Li}$ в αt -канале, в которых наиболее ярко проявляется $E2$ -мультиполь [27, 30].

На рис. 8 представлены энергетические распределения вторичных тритонов при фиксированных углах $\theta_t = 30^\circ$ и 150° . Из рисунка хорошо виден различный характер интерференции, деструктивный или конструктивный, в зависимости от угла вылета тритонов. Резонансное поведение f -волны проявилось в энергетической зависимости сечения в виде расщепившегося максимума и наличия небольшого плеча, отвечающего выходу из области «сильного» $7/2^-$ -резонанса.

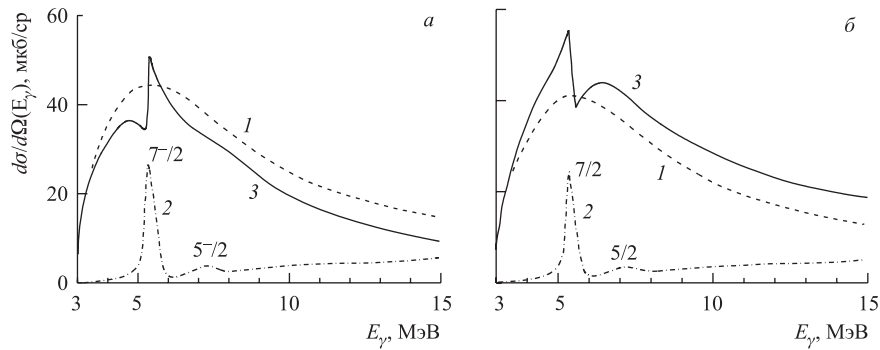


Рис. 8. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ для углов $\theta_t = 30^\circ$ (а) и 150° (б). Расчет: 1 — $E1$ -переход; 2 — $E2$ -переход ($\times 10$); 3 — результат интерференции

Следующий интересный пример проявления интерференции между $E1$ - и $E2$ -мультиполями — это сравнение угловых распределений ядер трития при фиксированных значениях $E_\gamma = 4, 5$ и 9 МэВ, т. е. в области энергий до f -резонанса, в окрестности резонанса и после. Интерференция $E1$ - и $E2$ -мультиполей при $E_\gamma = 4$ и 9 МэВ лишь несколько увеличивает сечение в задней полусфере и уменьшает его в передней полусфере (рис. 9, а, б). Следует обратить внимание на то, что характер углового распределения при этих двух значениях энергии кардинально различается. Это различие связано с

$E1$ -мультиполем из-за изменения веса I_s - и I_d -амплитуд в дифференциальном сечении при $E_\gamma = 4$ и 9 МэВ.

Области энергий $E_\gamma \sim 5$ МэВ соответствует примерное равенство парциальных сечений $d\sigma^s/d\Omega$ и $d\sigma^d/d\Omega$ (рис. 6). В результате угловые распределения $d\sigma^{E1}/d\Omega$ близки к изотропным, что и показывает расчет, представленный на рис. 9, б (кривая 1). В то же время энергии $E_\gamma \sim 5$ МэВ соответствуют области сильного $7/2^-$ -резонанса. Как следствие, учет квадрупольного перехода приводит к кардинальному качественному и количественному изменению суммарного сечения по сравнению с чисто дипольным. Несомненно, было бы актуальным установленные теоретически эффекты проверить экспериментально именно в этом интервале энергий.

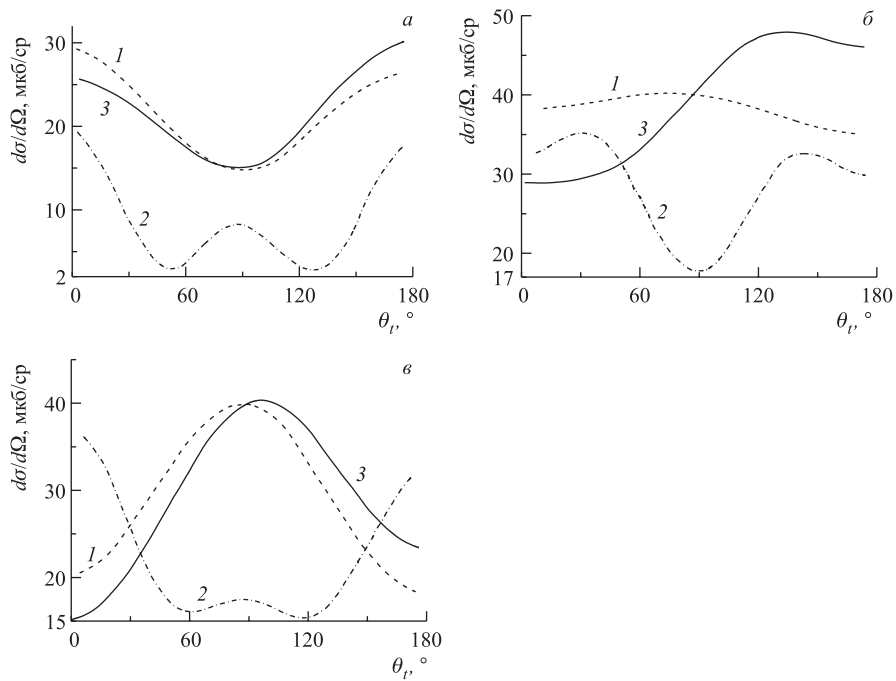


Рис. 9. Угловые распределения тритонов для энергии фотонов $E_\gamma = 4$ МэВ (а), $E_\gamma = 5$ МэВ (б), $E_\gamma = 9$ МэВ (в): 1 — чистый $E1$ -переход; 2 — чистый $E2$ -переход ($\times 10$); 3 — суммарное сечение

В то же время есть возможность сравнить результаты теоретических расчетов, выполненных в кластерном подходе, с экспериментальными данными работы [45], представленными на рис. 10.

Новейшие данные по дифференциальным сечениям для процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ получены в рамках сотрудничества специалистов из ХФТИ и экспериментаторов из Сан-Пауло (Бразилия) [45] — светлые кружки на рис. 10. Измерения проводились с монохроматическими фотонами для двух узких интервалов $E_\gamma = 6,4\text{--}6,7$ МэВ и $E_\gamma = 8,5\text{--}9,0$ МэВ. Здесь же приведены результаты измерений, полученные с помощью реальных фотонов [44] — полоса 1 и методом виртуальных фотонов [43] — полоса 2. Для удобства сравнения этих трех групп экспериментальных данных между собой и с результатами нашего теоретического расчета в кластерном подходе авторы [45] нормировали все представленные данные на точку $\theta_t = 90^\circ$. Как хорошо видно из рис. 10, экспериментальные данные, полученные с реальными фотонами, прекрасно согласуются между собой, но существенно отличаются от сечений, измеренных методом виртуальных фотонов. Теоретический расчет также хорошо описывает данные, полученные методом реальных фотонов.

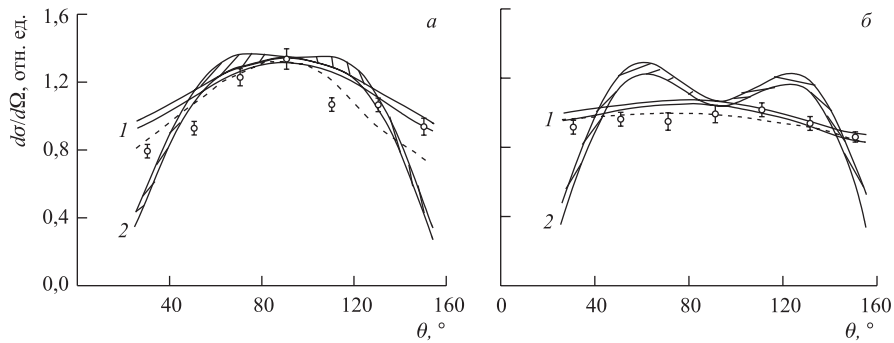


Рис. 10. Угловые распределения ядер трития в процессе ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$: а) $E_\gamma = 8,80$ МэВ; б) $E_\gamma = 6,56$ МэВ. Эксперимент: 1, \circ — данные, полученные с помощью реальных фотонов, взятые из работ [44] и [45] соответственно; 2 — данные, полученные методом виртуальных фотонов [43]. Теоретический расчет [27] — пунктирная кривая

Таким образом, удастся ответить на вопрос 20-летней давности о реальных и виртуальных фотонах, который мы обсуждали подробно в п. 2.3.1 (рис. 5, а): именно угловые распределения, отражающие интерференционные эффекты, позволяют качественно оценить отличия, связанные с методикой эксперимента. При этом именно теоретически было предсказано, в каких областях энергий эти эффекты проявляются наиболее ярко.

2.3.3. Поляризационные характеристики процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$. Преимуществом кластерных моделей является то, что в рамках одного подхода, фактически основанного только на знании стартового потенциала межкластерного взаимодействия, можно рассчитать практически все характеристики изучае-

мой реакции. В настоящем параграфе приводятся примеры поляризационных характеристик процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ — асимметрия углового распределения вторичных частиц $\Sigma(\theta, E_\gamma)$ при расщеплении ядра ${}^7\text{Li}$ линейно поляризованными фотонами и поляризация ядер трития $P_y(\theta, E_\gamma)$ при неполяризованных начальных фотонах и ядрах ${}^7\text{Li}$.

Как было показано в п. 2.3.1, для угла $\theta_t = 90^\circ$ абсолютно доминирует $E1$ -мультиполь и интерес представляет конкуренция переходов в s - и d -состояния непрерывного спектра. В то же время в наших ранних работах [25, 27, 30] аналитически было показано, что поведение соответствующих амплитуд можно непосредственно наблюдать в экспериментах с линейно поляризованными фотонами. Дело в том, что для угла $\theta_t = 90^\circ$ дифференциальные продольное $d\sigma^\parallel/d\Omega$ и поперечное $d\sigma^\perp/d\Omega$ сечения выражаются через интегралы перекрытия $I_s(q)$ и $I_d(q)$ следующим образом:

$$\frac{d\sigma^\parallel}{d\Omega}(\theta_t = 90^\circ; E_\gamma) \sim I_s^2(q) + 4I_d^2(q) - 4A_{sd}(q), \quad (27)$$

$$\frac{d\sigma^\perp}{d\Omega}(\theta_t = 90^\circ; E_\gamma) \sim I_s^2(q) + I_d^2(q) + 2A_{sd}(q). \quad (28)$$

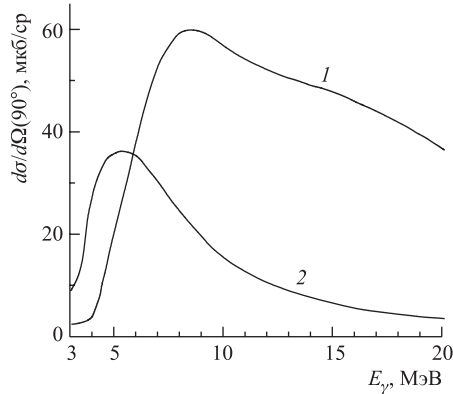


Рис. 11. Дифференциальные продольное (1) и поперечное (2) сечения реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ с линейно поляризованными фотонами [27, 33]

Рассчитанные продольное и поперечное сечения представлены на рис. 11, из которого следует практически очевидный результат для энергетической зависимости асимметрии $\Sigma(\theta = 90^\circ, E_\gamma)$: в области $E_\gamma \leq 5$ МэВ асимметрия отрицательная, а при $E_\gamma \sim 5,5$ МэВ — переходит через ноль. Далее, по мере того, как возрастает $I_d(q)$, величина $\Sigma(\theta = 90^\circ, E_\gamma)$ стремится к константе, что и показано на рис. 12. В дальнейшем такая энергетическая зависимость была блестяще подтверждена экспериментально.

Недавно были проведены расчеты характеристик процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ также в диапазоне энергий $E_\gamma \leq 100$ МэВ [65] с использованием двух чисто притягивающих потенциалов [11, 36] и двух их спектрально- и фазово-эквивалентных суперсимметричных партнеров с отталкивательным кором. Использовались как простая двухкластерная модель, так и модель условий ортогональности Сайто. Авторы [65] отмечают, что

несколько лучшее описание экспериментальных данных, особенно в области энергий $E_\gamma > 60$ МэВ, где результаты наших расчетов завьшены по сравнению с данными эксперимента (см. рис. 4), достигается при использовании модели Саито и потенциалов притяжения. Однако в расчетах [65] использованы операторы электромагнитных переходов без учета теоремы Зигерта (ОМТ также не включены в явном виде), что приводит к заметно заниженным значениям сечений при больших энергиях E_γ , при этом теряется структура при $E_\gamma \sim 10\text{--}20$ МэВ, которая четко прослеживается в экспериментах (рис. 5). Детальный анализ причин такой энергетической зависимости дифференциальных сечений проведен нами в [27]. Следует отметить интересный результат, полученный авторами [65] для асимметрии Σ : в области $E_\gamma \sim 35$ МэВ имеется узкий глубокий минимум и величина Σ достигает отрицательных значений ($\sim -0,8$). Точность экспериментальных данных пока не позволяет проверить этот эффект (см. экспериментальные данные на рис. 12, б). В то же время такая аномалия, возможно, должна проявляться и в других характеристиках процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ и представляет интерес для экспериментальных исследований, например, в MAXLAB [47].

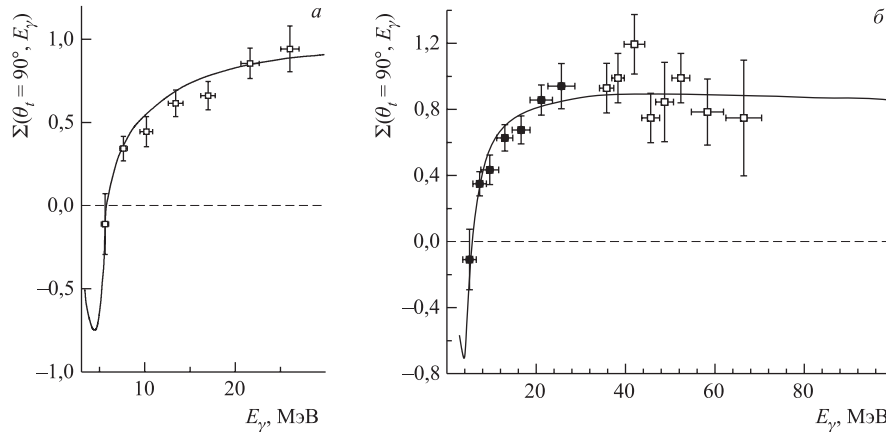


Рис. 12. Асимметрия углового распределения ядер трития в реакции $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$. Эксперимент — [33], теоретический расчет — в рамках кластерной αt -модели [27]

Для углов $\theta_t \neq 90^\circ$ было показано еще одно проявление интерференции $E1$ - и $E2$ -мультиполей, которое наблюдается в асимметрии углового распределения тритонов $\Sigma(\theta, E_\gamma)$. На рис. 13 приводится пример расчета $\Sigma(\theta, E_\gamma)$ для углов $\theta_t = 30, 60, 120$ и 150° . Для чистого $E1$ -мультиполя должно выполняться равенство $\Sigma(\theta, E_\gamma) = \Sigma(\pi - \theta, E_\gamma)$. Интерференция $E1$ - и $E2$ -мультиполей нарушает это соотношение: при $E_\gamma \sim 5,4$ МэВ появляется структура, обусловленная резонансом $7/2^-$. Наиболее отчетливо это видно для угла $\theta_t = 150^\circ$. Второй резонанс, $5/2^-$, реально не проявляется.

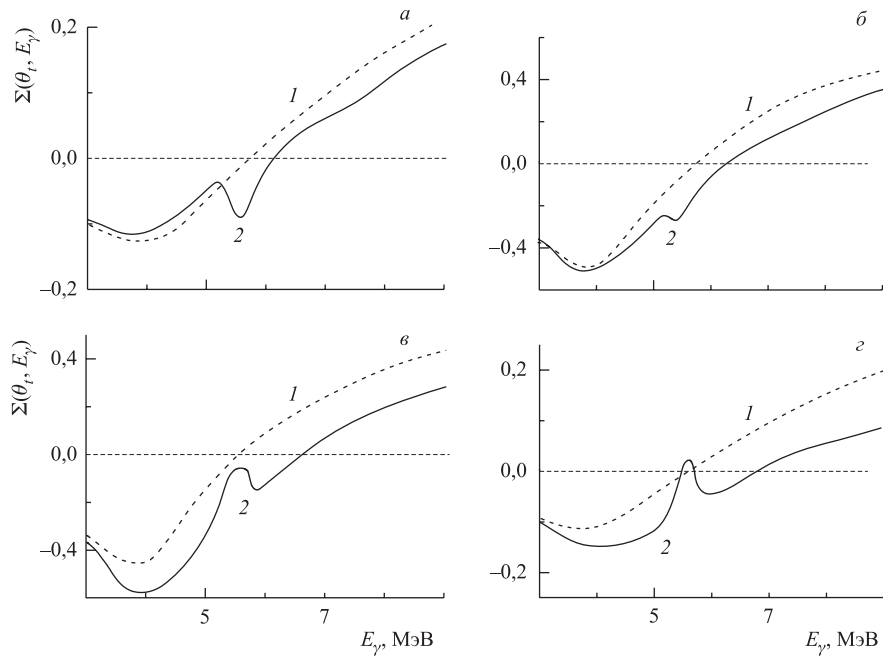


Рис. 13. Энергетическая зависимость асимметрии вылета вторичных тритонов в процессе $\gamma + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ при фиксированных углах θ_t : а) 30° ; б) 60° ; в) 120° ; г) 150° . 1 — чистый E1-переход; 2 — суммарный результат с учетом E1- и E2-переходов

Более тонкой характеристикой, чувствительной к обоим резонансам, является поляризация ядер трития $P_y(\theta, E_\gamma)$ в процессе ${}^7\text{Li}\gamma \rightarrow t\alpha$ с неполяризованной мишенью и пучком γ -квантов. Как видно из рис. 14, для углов $\theta_t = 30$ и 150° в поляризации наблюдается структура, соответствующая $7/2^-$ - и $5/2^-$ -резонансам. При углах $\theta_t = 60, 90$ и 120° виден только сильный $7/2^-$ -резонанс.

В результате можно сделать следующий вывод: поляризационные наблюдаемые $\Sigma(\theta, E_\gamma)$, $P_y(\theta, E_\gamma)$ могут служить эффективным инструментом исследования узких резонансов в процессах типа ${}^7\text{Li}\gamma \rightarrow t\alpha$ даже при условии, что они возникают в малых по абсолютному значению, по сравнению с электрическим дипольным, квадрупольных переходах.

Полученный результат представляется важным с точки зрения обоснования возможности исследования в поляризационных экспериментах резонансной структуры, обусловленной не обязательно кластерной природой, но и любыми проявлениями коллективных эффектов. Так, в работе [66] предсказывается целая серия резонансов такого типа. Предполагается, что в кластер-

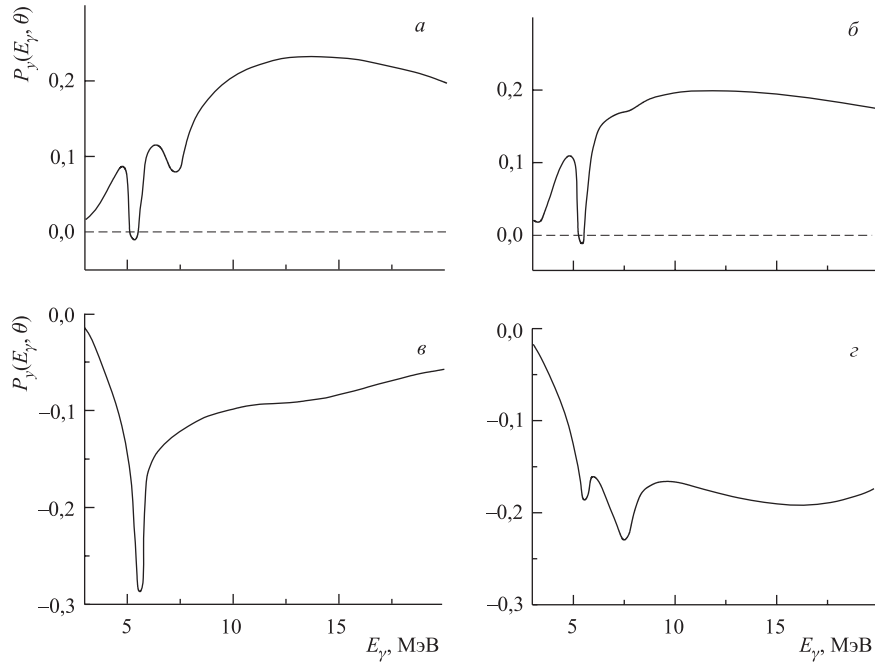


Рис. 14. Поляризация ядер трития в процессе ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \text{t} + \alpha$ при фиксированных углах θ_t : а) 30° ; б) 60° ; в) 120° ; г) 150°

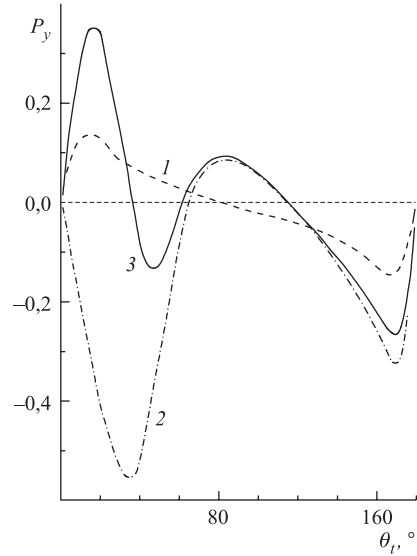


Рис. 15. Поляризация ядер трития в процессе ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \text{t} + \alpha$ при $E_\gamma = 70$ МэВ. Теоретический расчет в потенциальной αt -модели: 1 — чистый $E1$ -конвективный переход; 2 — суммарный вклад всех мультиполей с учетом только конвективных переходов; 3 — суммарный вклад конвективных и спиновых переходов [25, 28]

ном подходе при E_γ свыше 30 МэВ таких резонансов не возникает. Однако очень интересные данные для изобар-аналоговой системы $\alpha + \tau$ были получены в [67]: анализ энергетической зависимости фазовых сдвигов ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ упругого рассеяния в области энергий $E_{\text{с.п.м}} \sim 11\text{--}41$ МэВ показывает ярко выраженную резонансную структуру при $E_{\text{с.п.м}} \sim 30$ МэВ в $j^\pi = 9/2^+$ - и $11/2^-$ -фазах в волнах с $\ell = 4$ и 5. Вполне вероятно, что в $\alpha + t$ -канале возможны резонансы потенциальной природы в высших волнах. Результаты работы [67] заслуживают внимания теоретиков в будущем.

Приведем еще один интересный результат по поляризации вторичных тритонов. На рис. 15 представлена угловая зависимость $P_y(\theta)$ при $E_\gamma = 70$ МэВ. Отметим, что при углах $\theta_t < 30^\circ$ большую роль играет спиновая часть в гамильтониане взаимодействия, которая, в свою очередь, чувствительна к явному учету обменных мезонных токов. Несомненно, полученный результат представляет интерес для дальнейших экспериментальных исследований.

3. ФОТОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$

В настоящем разделе обсуждается ядро ${}^6\text{Li}_{\text{g.s.}}$ ($J^\pi, T = 1^+, 0$), для которого реализуются два кластерных канала фоторасщепления — $\alpha + d$ и $\tau + t$, каждый из которых имеет свою специфику как с точки зрения механизма протекания реакции, так и с точки зрения проявления особенностей структуры ядра ${}^6\text{Li}$.

Так, в случае реакции прямого фоторасщепления ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + d$ (и радиационного захвата $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$) в силу правил отбора по изотопическому спину изовекторный дипольный переход строго запрещен, т. е. первым разрешенным является $E2$ -переход. Тем не менее нами был поставлен и детально исследован вопрос о возможности вклада изоскалярного $E1$ -перехода в этом процессе [34]. Поскольку процесс радиационного захвата играет очень важную роль в понимании образования изотопов ${}^6\text{Li}$ в Большом взрыве, работа [34] вызвала в дальнейшем большой интерес и появилось значительное число новых публикаций, посвященных этому вопросу. Далее приводится ретроспективный обзор и обсуждение современного состояния исследований в этом направлении, особое внимание уделяется астрофизическим приложениям этой задачи.

В то же время с точки зрения структуры ядра ${}^6\text{Li}$ интерпретация процесса ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + d$ представляется вполне прозрачной, так как в настоящее время не вызывает сомнений ярко выраженная αd -кластеризация этого ядра, что также находит подтверждение и в рамках трехчастичной αnp -модели [17–19].

В случае фоторасщепления ядра ${}^6\text{Li}$ в τt -канале нет запрета по изоспину для $E1$ -перехода, т. е. на первый взгляд ситуация аналогична фоторасщеп-

лению ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -канале, если исходить из того, что ядро ${}^6\text{Li}$ представляет собой бинарную τt -систему. С другой стороны, можно описывать канал ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow \tau + t$, исходя из αd -конфигурации ${}^6\text{Li}$. При этом очевидно, что такой подход предполагает разрушение α -частичного остова и подразумевает совершенно иной механизм реакции ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow \tau + t$. Таким образом, большой интерес представляет вопрос о возможности детерминировать два различных представления исходного ядра ${}^6\text{Li}$. Далее, именно в этом ключе обсуждаются различные экспериментальные характеристики этого канала. В заключение заметим, что, поскольку при решении поставленной задачи задействованы как простая бинарная модель, так и МДМП-представление ${}^6\text{Li}$, начнем обсуждение с реакции ${}^6\text{Li} + \gamma \rightarrow \tau + t$.

3.1. Реакция фоторасщепления ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$. Исследованию процесса ${}^6\text{Li}(\gamma, \tau)t$ посвящено большое число как экспериментальных, так и теоретических работ [44, 46, 68–70]. Однако ситуация неоднозначна как в эксперименте, так и в теории.

Во-первых, измерения, выполненные с использованием разных методик, дают сильно различающиеся результаты. Так, дифференциальные сечения под углом 90° , полученные с реальными фотонами [44, 68], в несколько раз меньше данных, полученных путем пересчета обратной реакции $\tau t \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ [69], а также измерений с виртуальными фотонами [46]. Тем самым вопрос о том, какие результаты брать за основу при сравнении с теорией, остается открытым.

Во-вторых, имеются неясности и в теории. Так, микроскопический расчет данного канала в МРГ в рамках αd -структуры основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ выполнен в [69] без учета в операторе $E1$ -перехода теоремы Зигерта. Далее, нет однозначных экспериментальных данных по фазам τt -рассеяния, поэтому в кластерных расчетах при выборе потенциала τt -взаимодействия за основу берутся фазы, рассчитанные на основе МРГ.

Для описания основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ в τt -представлении использовались кластерные волновые функции, найденные путем решения уравнения Шредингера с глубоким локальным потенциалом [36]. Данная модель хорошо передает энергию связи ядра в этом канале и положение низколежащих уровней ядра ${}^6\text{Li}$ как с изоспином $T = 0$, так и с $T = 1$.

Во втором случае используется ВФ ядра ${}^6\text{Li}$, построенная в трехтельной $\alpha n p$ -модели, в которой принцип Паули учитывается эффективно посредством глубокого αN -потенциала, содержащего запрещенное состояние в s -волне. Детали расчетов содержатся в работе [17]. Далее использовались две версии ВФ ядра ${}^6\text{Li}$. В обоих случаях для NN -взаимодействия валентных нуклонов выбирался потенциал Рейда с мягким кором [20]. В первой версии [18] в качестве αN -потенциала был выбран известный потенциал Сака–Биденхарна–Брейта, а во второй версии [19, 20] — αN -потенциал, содержащий зависимость от четности орбитального момента и более точно воспроизводящий

s -, p - и d -фазы упругого рассеяния. В дальнейших расчетах были апробированы обе версии ВФ, однако они дают очень близкие результаты для характеристик процессов фоторасщепления ядра ${}^6\text{Li}$.

ВФ относительного движения τ - и t -кластеров была получена в результате интегрирования антисимметризованной αnp -функции по внутренним переменным этих фрагментов [26].

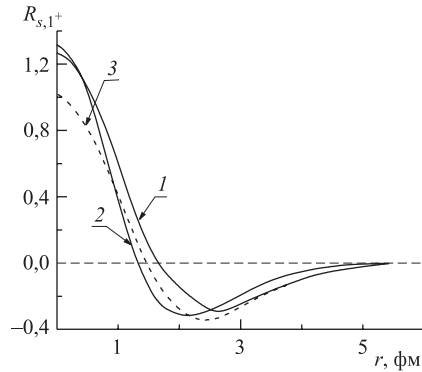


Рис. 16. Радиальные волновые функции τt -относительного движения в основном состоянии ядра ${}^6\text{Li}$. Теоретический расчет [26]: 1 — проекция αnp -волновой функции с постантисимметризацией \hat{A} ; 2 — кластерная бинарная τt -модель; 3 — проекция αd -волновой функции на τt -канал

Полученные радиальные функции приведены на рис. 16. В соответствии с правилами ТИМО это одноузловые функции типа R_{2S} . Видно, что ВФ, полученные в τt -модели, сильнее локализованы во внутренней области ядра, что и следовало ожидать, учитывая большую энергию связи ядра ${}^6\text{Li}$ в τt -канале, что, в свою очередь, отражается на глубине τt -потенциала [36]. Узел радиальной функции, рассчитанной в τt -модели, находится при меньших r , чем узел функции, полученной в αnp -модели.

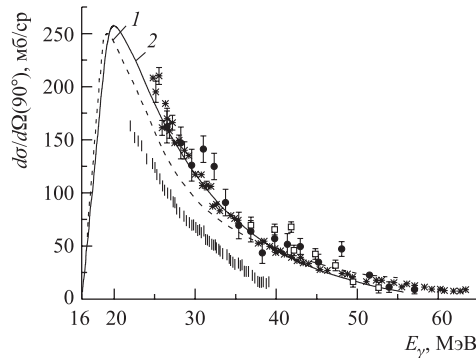


Рис. 17. Дифференциальное сечение реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \tau + t$. Эксперимент: * — [46]; ||| — [44]; □, ● — [33]. Теоретический расчет [26, 28]: 1 — бинарная кластерная τt -модель; 2 — антисимметризованная αnp -модель

В расчете дифференциальных сечений учитываются электрические и магнитные мультиполи вплоть до $J = 2$. $E1$ -мультиполь доминирует при $\theta = 90^\circ$. На рис. 17 приведены результаты расчетов [26, 28] для двух версий ВФ: вплоть до $E_\gamma \approx 40\text{--}50$ МэВ дифференциальные сечения мало различаются,

т. е. практически не чувствительны к виду используемых радиальных функций. При этом вычисления дифференциальных сечений согласуются с экспериментальными данными, полученными методом виртуальных фотонов. Однако остается открытым вопрос о причинах различий в дифференциальных сечениях, полученных с реальными и виртуальными фотонами.

Различие между радиальными функциями проявляется заметно при $E_\gamma > 55$ МэВ. Как видно из рис. 18, *а*, для радиальной функции относительного τt -движения, полученной в αnp -модели, $E1$ -мультипольное сечение $d\sigma(E1; \theta = 90^\circ)/d\Omega$ спадает очень быстро с увеличением энергии и имеет минимум при $E_\gamma \approx 65$ МэВ. В результате $M1$ -мультиполь становится доминирующим в области энергий $E_\gamma \approx 65-75$ МэВ. Для радиальной τt -функции, полученной в кластерной τt -модели, $E1$ -мультиполь в области энергий до $E_\gamma \approx 100$ МэВ превосходит и $M1$ - и $E2$ -мультиполи (рис. 18, *б*).

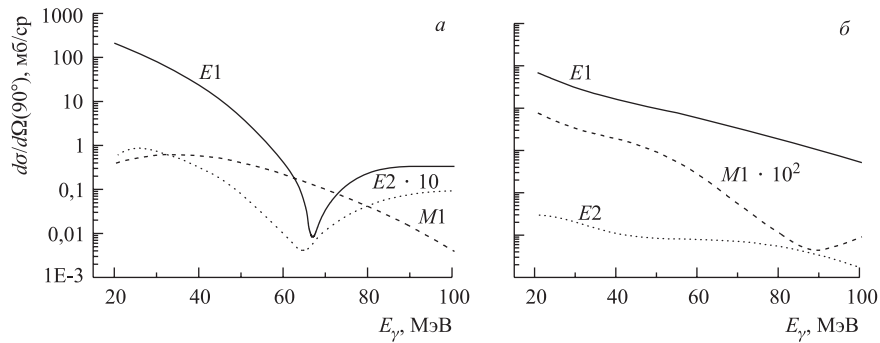


Рис. 18. Парциальные дифференциальные сечения реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \tau + t$. Расчет [26]: *а*) антисимметризованная αnp -модель; *б*) бинарная кластерная τt -модель

Различная энергетическая зависимость парциальных мультипольных сечений в реакции ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$ для τt - и αnp -моделей проявляется в асимметрии углового распределения тритонов при фоторасщеплении ${}^6\text{Li}$ поляризованными фотонами. Данная величина может быть представлена в этом случае через парциальные $E1$ - и $M1$ -дифференциальные сечения следующим образом:

$$\Sigma(\theta, E_\gamma) = \frac{d\sigma^{E1}/d\Omega}{d\sigma^{E1}/d\Omega + 2d\sigma^{M1}/d\Omega}. \quad (29)$$

Тогда очевидно, что в области $E_\gamma \approx 60$ МэВ для двух указанных моделей асимметрия при $\theta = 90^\circ$ будет вести себя различным образом: в αnp -модели здесь будет минимум, а в τt -модели асимметрия практически не отличается от 1 (рис. 19).

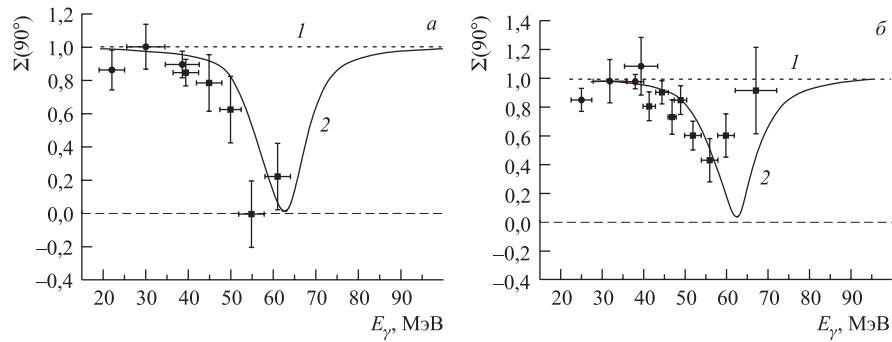


Рис. 19. Асимметрия углового распределения ядер трития в процессе $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \tau + t$. Эксперимент [32, 33]: а) каналный пучок; б) когерентный тормозной пучок. Теоретический расчет [26]: 1 — бинарная кластерная τt -модель; 2 — антисимметризованная $\alpha n p$ -модель

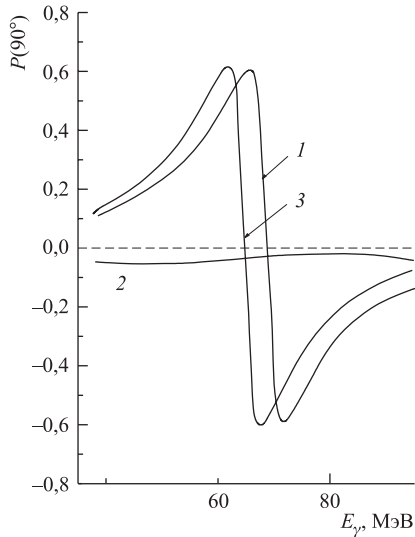


Рис. 20. Поляризация вторичных ядер трития в реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \tau + t$. Расчет выполнен с ВФ, представленными на рис. 16

щепления как ядра ${}^7\text{Li}$, так и ${}^6\text{Li}$ целиком связано с корректным учетом кластерной структуры этих ядер.

Как и в случае фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$, теоретические данные по асимметрии Σ были получены в 1987 г. [25, 26, 28], а спустя некоторое время они получили подтверждение в экспериментах, специально поставленных в Харьковском физико-техническом институте [32, 33]. Отметим, что согласующееся с экспериментом поведение асимметрии связано с учетом искажений в конечном состоянии.

На рис. 20 приведена энергетическая зависимость поляризации ядер трития при фоторасщеплении неполяризованного ${}^6\text{Li}$ неполяризованными фотонами. Хорошо видно, что эта характеристика также чрезвычайно чувствительна к виду начальной ВФ ядра ${}^6\text{Li}$.

Особо отметим, что успешное предсказание энергетической зависимости в случае двухчастичного фоторасщепления

3.2. Проявление кластерной структуры ядра ${}^6\text{Li}$ в реакциях фоторасщепления и радиационного захвата в αd -канале. Для теории фотоядерных реакций особый интерес представляют процессы двухчастичного фоторасщепления легких самосопряженных ядер ($N = Z$) с образованием частиц с нулевым изотопическим спином типа ${}^4\text{He}(\gamma, d)d$, ${}^6\text{Li}(\gamma, d)\alpha$, ${}^{16}\text{O}(\gamma, \alpha){}^{12}\text{C}$ и т.д. Сечения всех указанных реакций необычайно малы из-за того, что, согласно правилам отбора по изотопическому спину, $E1$ -переходы в случае $\Delta T = 0$ сильно подавлены и определяющую роль начинают играть $E2$ -мультиполи, величина которых, в свою очередь, определяется кинематическим фактором подавления, который входит в операторы электромагнитных переходов $T_{\lambda}^{\text{el}} \sim (k_{\gamma} r)^J$. Вследствие малости сечений указанные процессы плохо исследованы экспериментально, особенно в околобарьерной области.

Более широко известны обратные реакции радиационного захвата, важные для астрофизических и термоядерных приложений. Так, сечение обсуждаемой здесь реакции $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ измеряется в нанобарнах [54, 40]. Для сравнения укажем, что сечение реакции радиационного захвата α -частиц другим, более тяжелым изотопом водорода — тритием, т.е. реакции $\alpha t \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$, примерно на три порядка больше [39]. В последней реакции, как известно, доминирующим является $E1$ -мультиполь. Что касается $M1$ -переходов, то они также подавлены в случае $\Delta T = 0$ (это так называемое «правило Морпурго» [71]), причем степень подавления по сравнению с переходами с изменением изоспина $\Delta T \neq 0$ определяется фактором $(\mu_p - \mu_n)^2 / (\mu_p + \mu_n)^2 \approx 30$, где μ_p, μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона соответственно.

Для обсуждаемой нами реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ $M1$ -переход вообще запрещен для захвата из s -состояния рассеяния в доминирующую S -компоненту ВФ основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ из-за ортогональности этих функций. Возможен $M1$ -переход из d -состояния рассеяния в D -компоненту ВФ ядра ${}^6\text{Li}$, но он пренебрежимо мал как из-за малости последней, так и за счет фактора проницаемости для d -волны рассеяния.

Что касается области низких энергий, то имеется единственная экспериментальная работа [40], в которой приведены полные сечения процесса $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ в области $E_d = 1-4$ и $8,3$ МэВ в системе центра масс. К ним может быть добавлено сечение при $E_d = 0,713$ МэВ, полученное пересчетом радиационной ширины 3^+ -резонанса в αd -системе [54]. Кроме этого, в области сверхнизких энергий $E_{\text{с.п.м}} < 0,7$ МэВ имеются экспериментальные данные, полученные из кулоновской диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ в αd -канал [72].

Однако к ним необходимо относиться с осторожностью, так как процессы кулоновской диссоциации не являются прямыми и по методике постановки эксперимента соответствуют методу виртуальных фотонов, а, как было показано для дифференциальных сечений реакций ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ (рис. 5) и ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$ (рис. 17), имеется большое различие в экспериментальных данных, полученных с реальными и виртуальными фотонами.

Кроме того, в работах [73, 74] указывается, что имеет место общая проблема извлечения информации из реакций кулоновской диссоциации легких ядер в поле тяжелых, связанная с корректным учетом взаимодействия легких фрагментов, которое усложняется за счет действия ядерного поля тяжелой мишени.

Таким образом, мы привели по возможности полный обзор имеющейся сегодня экспериментальной информации по фотопроцессам на ядре ${}^6\text{Li}$ в αd -канале. Рассмотрим теперь возможные механизмы реакций ${}^6\text{Li} + \gamma \rightleftharpoons \alpha + d$.

Хотя $E1$ -переходы в реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ запрещены правилами отбора по изоспину, нарушение симметрии углового распределения γ -квантов относительно угла $\theta = 90^\circ$, характерное для случая чистых $E2$ -переходов, свидетельствует о заметной интерференции этих мультиполей при низких энергиях [40]. Аналогичная проблема с появлением $E1$ -переходов возникает и в сходных процессах $dd \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$, ${}^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$ и др., в которых изоспины всех частиц равны нулю. При этом в исключительно важной для понимания звездной эволюции реакции радиационного захвата α -частиц углеродом экспериментально доказано, что при $E_\alpha = 1$ МэВ вклад $E1$ -перехода даже превышает вклад от $E2$. Поэтому возникает естественный вопрос о том, какие причины приводят к появлению $E1$ -мультиполя.

Как и любые квантово-механические правила отбора, правила отбора по изоспину являются приближенными, но выполняются они с высокой степенью точности. Одной из главных причин нарушения правил отбора по изоспину в четных ядрах считается примесь к основной компоненте ВФ с $T = 0$ компоненты с $T = 1$. Величина этой примеси определяется, согласно теории возмущений, матричным элементом от оператора кулоновского взаимодействия для состояний с одинаковыми квантовыми числами J^π , но с различными изоспинами. Именно эта причина определяет $E1$ -сечение в реакции ${}^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$ при астрофизических энергиях ($\approx 0,3$ МэВ над порогом развала ядра ${}^{16}\text{O}$ по этому каналу [41]). Связано это со структурой околопороговых состояний ядра ${}^{16}\text{O}$ с J^π , $T = 1^-, 0$: вкладом асимптотики ВФ связанного уровня при $E = 7,12$ МэВ, лежащим всего на 45 кэВ ниже указанного порога, и p -резонансом в $\alpha + {}^{12}\text{C}$ -системе при энергии $E_\alpha = 2,4$ МэВ, что соответствует уровню в спектре ядра ${}^{16}\text{O}$ при энергии $E = 9,59$ МэВ [54].

Предполагается, что дипольный переход обусловлен примесью $T = 1$ в ВФ указанных состояний, возникающей за счет кулоновского взаимодействия с дипольными состояниями с J^π , $T = 1^-, 1$, лежащими в ${}^{16}\text{O}$ при энергиях выше 12 МэВ [54]. Степень данного изоспинового смешивания на нынешнем уровне развития теории оценить трудно. Поэтому считают, что она определяется эффективным дипольным зарядом d^* , на который умножается точный оператор дипольного перехода. В настоящее время данный способ учета вклада $E1$ -мультиполя лежит в основе большинства исследований ре-

акции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. При этом величина d^* изменяется в широких пределах от $d^* = 8$ [42] до $d^* = 30-35$ [75].

Если же считать изоспин хорошим квантовым числом, т. е. ограничиться ВФ с $T = 0$, то обычно в длинноволновом приближении рассматриваются две малые поправки к оператору $E1$ -перехода: это спиновая часть оператора взаимодействия и слагаемое $-\frac{1}{10}ek_\gamma^3 \sum_i r_i^3 Y_{1m}(\Omega_i)$, связанное с учетом эффекта запаздывания. В случае разрешенных переходов обе эти поправки являются величинами одного порядка и они пренебрежимо малы по сравнению с основным, линейным по k_γ слагаемым. Тем не менее отметим, что учет спинового члена оказался важным для $E1$ -радиационного захвата тождественных частиц $dd \rightarrow ^4\text{He}\gamma$ [76], а вторая поправка оказалась существенной в реакции $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ [77].

Для рассматриваемой нами реакции $\alpha d \rightarrow ^6\text{Li}\gamma$ эти две поправки оказались пренебрежимо малыми [29]. Что касается изоспинового смешивания уровней, то величина кулоновского смешивания уровней в αd -системе мала — примерно в 6 раз меньше, чем в $\alpha^{12}\text{C}$ -системе. Околопороговых состояний отрицательной четности в ^6Li нет [54]. Уровня с квантовыми числами J^π , $T = 1^+$, 1, который мог бы примешиваться к основному состоянию с J^π , $T = 1^+$, 0, в эксперименте пока вообще не обнаружено. Таким образом, отпадает и третья возможность появления $E1$ -перехода в процессе $\alpha d \rightarrow ^6\text{Li}\gamma$.

Имеется еще одна причина возникновения $E1$ -мультиполя, связанная с явно выраженной αd -структурой ядра ^6Li , вследствие которой для подсистем центр заряда не совпадает с центром масс системы. Действительно, для ядра A , состоящего из подсистем a и b , дипольный оператор $\mathbf{d} = \sum_i^z \hat{e}_i(\mathbf{r}_i - \mathbf{R})$, где \mathbf{R} — координата центра масс всей системы. Последнее выражение можно представить в виде суммы $\mathbf{d} = \mathbf{d}_a + \mathbf{d}_b + \mathbf{d}_\rho$. Здесь \mathbf{d}_a и \mathbf{d}_b — дипольные операторы, действующие в каждой из подсистем, а

$$\mathbf{d}_\rho = e\rho \frac{m_a m_b}{m_a + m_b} \left[\frac{Z_a}{m_a} - \frac{Z_b}{m_b} \right]. \quad (30)$$

Здесь ρ — координата относительного движения кластеров a и b . Применяя эту формулу для расчета реакции $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li} + \gamma$, получаем, что в αd -системе из-за того, что $m_\alpha - 2m_d \neq 0$, появляется небольшой дипольный момент $d_\rho = 4,3 \cdot 10^{-4} e\rho$, который и приводит к возникновению $E1$ -перехода как в радиационном захвате α -частиц, так и в процессе фоторасщепления ядра ^6Li на α -частицу и дейтрон. Поскольку квантовые состояния ядер характеризуются определенной четностью, то, разумеется, дипольный электрический момент основного состояния ядра ^6Li , определяемый как квантово-механическое среднее от оператора дипольного момента $\langle d_\rho \rangle$, равен нулю.

Таким образом, в [34] нами был предложен следующий вид оператора $E1$ -перехода, построенного с учетом указанных выше поправок:

$$\hat{T}_{1\lambda} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{6}} i e k_{\gamma}^2 \frac{\mu_p + \mu_n}{M_N} \rho [\mathbf{Y}_1 \otimes \mathbf{S}_1]_{1\lambda} - \frac{1}{45} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} i e k_{\gamma}^3 \rho^3 Y_{1\lambda}(\Omega_{\rho}) + \sqrt{\frac{4\pi}{3}} i e k_{\gamma} \frac{m_{\alpha} - 2m_d}{m_{\alpha} + m_d} \rho Y_{1\lambda}(\Omega_{\rho}). \quad (31)$$

Отметим, что полные сечения фоторасщепления и радиационного захвата связаны между собой принципом детального равновесия [58,59]. В подбарьерной области энергий происходит усиление $E1$ -мультиполя по сравнению с $E2$ из-за различий в проницаемости потенциального барьера. Действительно, поскольку основному состоянию ядра ${}^6\text{Li}$ отвечает орбитальный момент $L = 0$, то $E1$ -переход реализуется из состояний αd -рассеяния с $\ell = 1$, а $E2$ — из состояний с $\ell = 2$. Для легких пар частиц, типа dd или αd , кулоновский барьер мал по сравнению с центробежным и поэтому для проницаемости выполняется соотношение $P_{\ell=1} \gg P_{\ell=2}$, что и благоприятствует $E1$ -мультиполю при низких энергиях.

На рис. 21 показано рассчитанное в [29, 78] отношение полных сечений и парциальных проницаемостей потенциальных барьеров для $E1$ - и $E2$ -переходов в реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$.

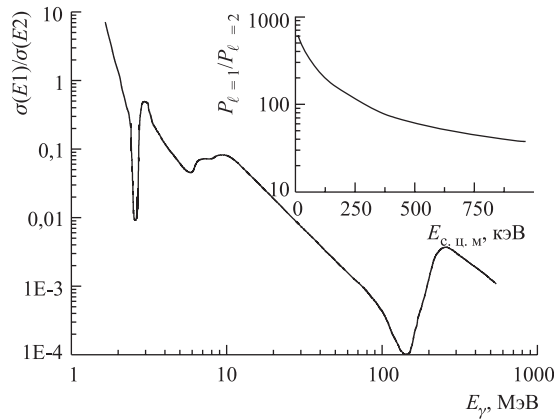


Рис. 21. Отношение интегральных сечений $\sigma(E1; E_{\gamma})/\sigma(E2; E_{\gamma})$ и проницаемостей потенциальных барьеров $P_{\ell=1}(E_{c.m.})/P_{\ell=2}(E_{c.m.})$ для реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ [29, 78]

При расчете сечений прямой и обратной реакций ${}^6\text{Li}\gamma \rightleftharpoons \alpha d$ ВФ основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ была выбрана в трехтельной αnp -модели [17–19].

Вес αd -компоненты для нее составил $P_{\alpha d} = 0,71$. В соответствии с требованием принципа Паули ВФ относительного движения типа R_{2S} имеет узел во внутренней области ядра. Вклад D -компоненты, вес которой мал, не учитывается. Вычисления сечения реакции радиационного захвата [79] показали, что учет D -компоненты приводит к максимальному увеличению полного сечения не более чем на 5%.

При построении ВФ αd -рассеяния использовался глубокий потенциал с запрещенными состояниями в виде (16), (19), модифицированный с учетом спин-орбитального взаимодействия следующим образом:

$$\begin{aligned} V_0 &= V_{00} + \Delta V(-1)^l + V_1(\mathbf{ls}), \\ V_{00} &= 76,73 \text{ МэВ}, \quad \Delta V = 2,5 \text{ МэВ}, \quad V_1 = 3,305 \text{ МэВ}, \\ R_0 &= 1,85 \text{ фм}, \quad a = 0,71 \text{ фм}, \quad R_c = R_0. \end{aligned} \quad (32)$$

На рис. 22 представлены результаты расчетов фаз αd -рассеяния. Очевидно, что d -фазы имеют резонансную структуру, соответствующую низколежащим уровням 3^+ , 2^+ и 1^+ с изоспином $T = 0$ в ядре ${}^6\text{Li}$, что и определяет характер энергетической зависимости сечений процессов ${}^6\text{Li}\gamma \rightleftharpoons \alpha d$.

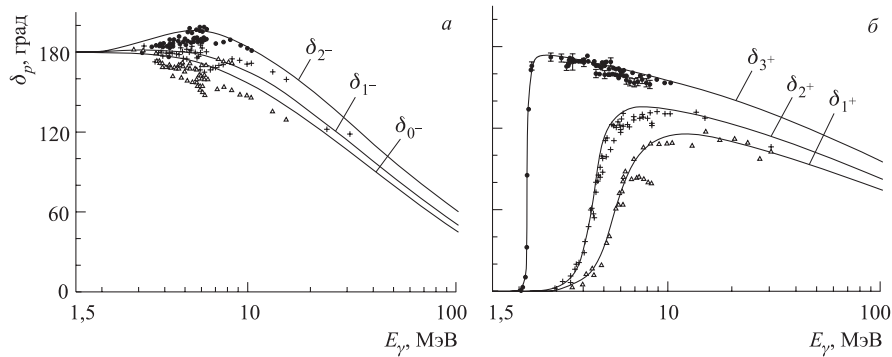


Рис. 22. Фазы упругого αd -рассеяния. Экспериментальные данные — [80]. Теоретический расчет — с потенциалом (33)

В качестве иллюстрации на рис. 23 представлены полные сечения реакции радиационного захвата $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ в низкоэнергетической области. Сравнение теоретических расчетов с результатами эксперимента показывает хорошее согласие. Отметим, что положение максимума в сечении точно соответствует узкому 3^+ -резонансу при $E_{\text{с.и.м}} = 0,711$ МэВ. Очевидно, что вклад $E1$ -перехода должен проявляться в интегральных сечениях в области энергий $E_{\text{с.и.м}} \lesssim 400$ кэВ. В то же время имеется возможность наблюдать $E1$ -переход в угловых распределениях процессов ${}^6\text{Li}\gamma \rightleftharpoons \alpha d$ в интерферен-

ции с $E2$ -переходом. В качестве наиболее интересных примеров на рис. 24 представлены наши расчеты $d\sigma/d\Omega$, выполненные в αd -кластерной модели.

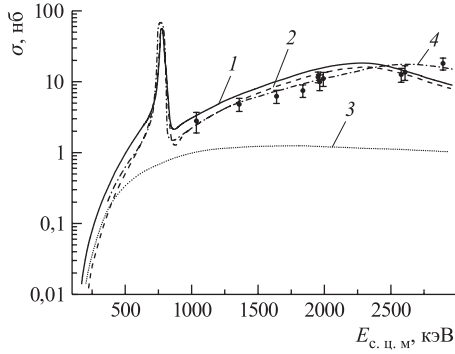


Рис. 23. Полные сечения реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ в низкоэнергетической области. Экспериментальные значения сечений взяты из работы [40]. Кривая 1 — расчет [34], в котором были учтены вклады $E1$ - и $E2$ -мультиполей

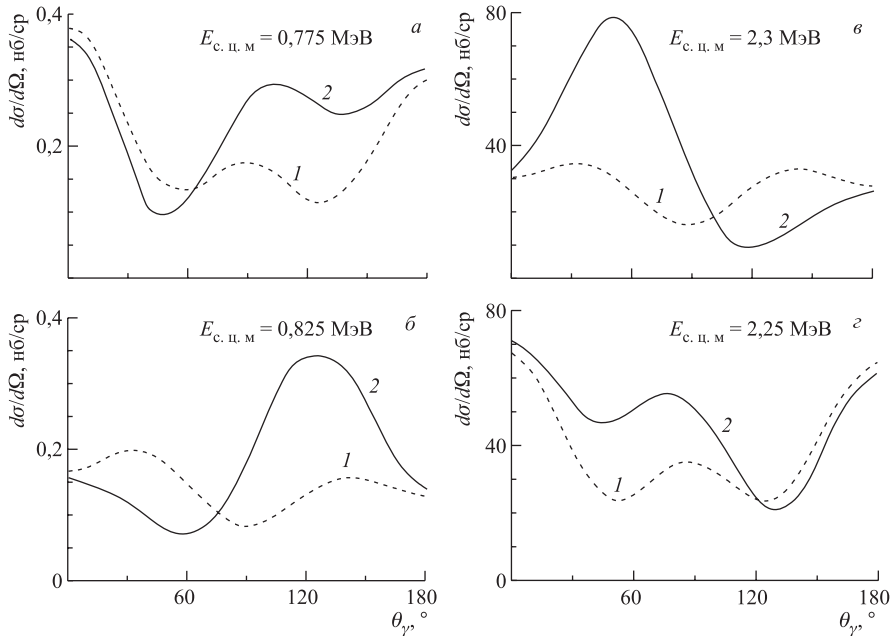


Рис. 24. Угловые распределения процессов: а, б) $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$; в, з) ${}^6\text{Li}\gamma \rightarrow \alpha d$. 1 — чистый $E2$ -переход; 2 — суммарный результат с учетом $E1$ - и $E2$ -мультиполей

Следует отметить, что имеются экспериментальные данные по угловым распределениям для реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ при $E_{\text{с.ц.м}} = 1,33, 1,63$ и $2,08$ МэВ. Расчеты, выполненные в работах [34, 81], не противоречат эксперименту, однако большие экспериментальные ошибки не позволяют критически оценить полученные теоретические результаты.

В качестве интересной характеристики для экспериментальных исследований можно предложить наши расчеты по асимметрии углового распределения дейтронов в реакции ${}^6\text{Li}\gamma \rightarrow \alpha d$ с линейно поляризованными фотонами (рис. 25). Поскольку асимметрия Σ является относительной характеристикой, при хорошей точности эксперимента можно наблюдать качественные особенности в αd -канале: резонансную структуру $E2$ -мультипольного перехода, а также примесь $E1$ -мультиполя.

Отметим, что появление первого минимума в Σ связано именно с учетом $E1$ -мультиполя. Причем наши расчеты показывают, что такая особенность в асимметрии проявляется при углах $\theta_d \lesssim 110^\circ$. Таким образом, полученные результаты могут служить хорошим ориентиром для постановки новых экспериментов с линейно поляризованными фотонами. Аналогичный эффект можно наблюдать и в экспериментах по измерению поляризации вторичных дейтронов в процессе кулоновской диссоциации ${}^6\text{Li}$ в поле тяжелых ядер.

3.3. Астрофизические аспекты реакции радиационного захвата α -частиц дейтронами. Для ядерной астрофизики реакция $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ представляет исключительный интерес как единственный источник образования ядер ${}^6\text{Li}$ в Большом взрыве [82]. Кроме того, резонанс в αd -рассеянии при энергии α -частиц в лабораторной системе $E_\alpha = 2,109$ МэВ ($E_\alpha = 0,7$ МэВ в системе центра масс) является единственным процессом, в результате которого α -частицы с энергией меньше 3,7 МэВ (продукты dt - и $d^3\text{He}$ -синтеза) будут эффективно взаимодействовать с основными компонентами dt - и $d^3\text{He}$ -плазмы в термоядерных установках раннего поколения [83]. Данный резонанс соответствует известному уровню 3^+ в ядре ${}^6\text{Li}$, распад которого сопровождается характерным излучением с $E_\gamma = 2,186$ МэВ [54]. Сечение реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ в данном резонансе составляет 150 нб, и он является одним из серии резонансов, предложенных для γ -диагностики термоядерной плазмы [83].

Как известно, в звездных ядерных процессах фундаментальную роль играет квантовый туннельный эффект. В частности, с его помощью можно объяснить излучение и эволюцию звезд, а также синтез из первичного водорода всех элементов Периодической системы. Дело в том, что частицы в недрах звезд, вступающие в ядерные реакции синтеза, имеют энергии много меньше

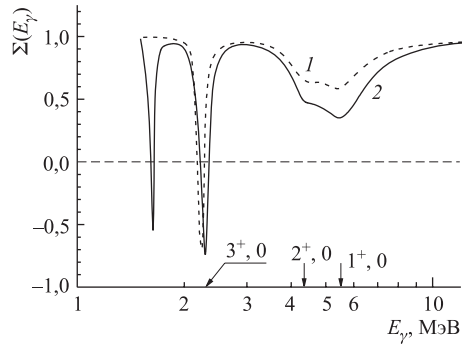


Рис. 25. Энергетическая зависимость асимметрии в процессе ${}^6\text{Li}\gamma \rightarrow d\alpha$ с линейно поляризованными фотонами при $\theta_d = 135^\circ$. Теоретический расчет: 1 — чистый $E2$ -переход; 2 — суммарный результат с учетом $E1$ - и $E2$ -мультиполей

высоты кулоновского барьера B_{Coul} . Например, в центре Солнца средняя кинетическая энергия частиц около 1–3 кэВ, тогда как кулоновский барьер для двух протонов $B_{\text{Coul}} \sim 1$ МэВ, причем высота барьера растет пропорционально произведению зарядов частиц, вступающих в реакцию. В такой ситуации лишь ничтожная часть частиц, приходящихся на «хвост» максвелловского распределения, реально вступает в ядерные реакции благодаря туннельному эффекту прохождения через потенциальный барьер. Оказывается, этого достаточно для излучения звездами колоссальной энергии на протяжении миллиардов лет!

Таким образом, в исследованиях ядерных реакций астрофизически важной является область очень низких энергий. С другой стороны, скорости ядерных реакций вычисляются на основе данных по полным сечениям, найденным в лабораторных экспериментах, и эти экспериментальные значения лежат, как правило, много выше астрофизических. Отсюда возникает общая проблема экстраполяции ядерных сечений в область низких ($E \sim 1\text{--}100$ кэВ) энергий, которую, как известно, можно решить с помощью параметризации сечения в низкоэнергетической области:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta), \quad (33)$$

где $\eta = z_1 z_2 e^2 / \hbar v$, z_1 и z_2 — заряды частиц, v — относительная скорость. В этой формуле основная ядерно-физическая информация содержится в астрофизическом S -факторе, тогда как эффект кулоновского взаимодействия частиц

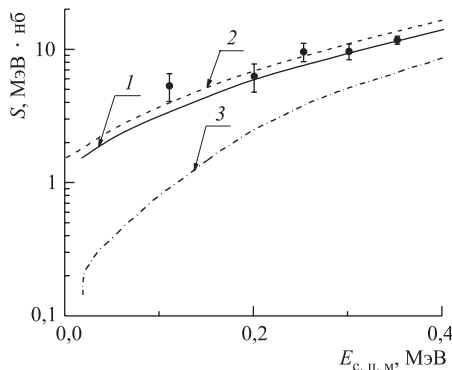


Рис. 26. Астрофизический S -фактор для реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$. Эксперимент — [72]. Теоретический расчет: 1 — [78]; 2 — [84]; 3 — [85]

исключается введением проникаемости потенциального барьера. Как проникаемость, так и сечение $\sigma(E)$ экспоненциально убывают с уменьшением энергии, что обеспечивает слабую зависимость астрофизического фактора от энергии. Поэтому в астрофизическую область экстраполируется именно S -фактор.

На рис. 26 представлены результаты расчетов астрофизического S -фактора для реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$. Сплошной кривой показан результат расчета [78], в котором учтены $E1$ - и $E2$ -мультиполи. В работах [84, 86] были выполнены расчеты астрофизического S -фактора,

в которых ВФ основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ в αd -канале заменена на ее асимптотическое значение, вычисленное с использованием информации о ядерной

вершинной константе виртуального развала ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$. Результат расчета из работы [84] показан на рис. 26. Кривая 2, полученная в работе [84], лежит чуть выше кривой, полученной в нашем расчете [78]. Отметим, что в [84] наши результаты рассчитанных S -факторов (рис. 26) и соответствующих сечений (рис. 27) из [78] были приведены неправильно.

Кривая 3 получена в работе [85], в которой рассматривался только $E2$ -переход. Видно, что учет вклада $E1$ -мультиполя значительно увеличивает S -фактор.

Астрофизический S -фактор в наших расчетах сильно зависит от энергии. При энергии $E_{c, \text{п.м}} \approx 0,5$ МэВ вычисленный нами S -фактор совпадает со значением $S = 1,7 \cdot 10^{-5}$ МэВ \cdot мб [87], полученным для сечения в работе [40].

В экспериментальной работе Робертсона [89] был также проведен расчет полного сечения реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ в рамках прямого механизма. В этой работе, как и в работе Ланганке [85], абсолютно доминирующим является $E2$ -переход, а степень подавления следующего по величине $E1$ -перехода составляет 10^5 ! Однако измеренные в этой работе угловые распределения γ -квантов свидетельствуют о гораздо большей величине $E1$ -излучения, поскольку наблюдаемая асимметрия вперед-назад указывает на заметную $E1$ - $E2$ -интерференцию. Поэтому для воспроизведения указанной интерференции в угловых распределениях была введена произвольная нормировка $E1$ -оператора. Полное сечение реакции радиационного захвата было рассчитано с учетом этого модифицированного $E1$ -оператора. Таким образом, в работе [40] учет вклада $E1$ -мультиполя в сечение реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ не является строго обоснованным.

На рис. 27 приведено сравнение полных сечений процесса $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ в области низких энергий, полученных нами [78] и в работе [84], с экспериментальными данными [83]. На примере этих расчетов можно еще раз продемонстрировать наглядные преимущества потенциальной теории, представленной в настоящем обзоре. В работе [84] при расчете соответствующих интегралов перекрытия, определенных согласно (14), авторы предполагают, что при низких энергиях фотопроцессы носят чисто периферический характер и внутренняя область ядер не затрагивается, поэтому вводится варьируемый параметр — радиус обрезания R_c . Однако из рис. 27 совершенно очевидно, хотя действительно основной вклад в интегралы перекрытия дает внешняя область ядра,

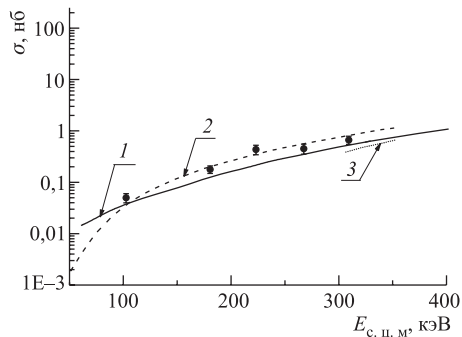


Рис. 27. Полные сечения процесса $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$. Обозначения те же, что и на рис. 26

внутренняя область интерферирует с ней деструктивно. Поэтому если учесть эффекты поглощения как обычно, т. е. путем введения радиуса обреза R_c , то сечение будет возрастать с его увеличением, хотя и незначительно, вплоть до значений $R_c \approx 3,2$ фм! Именно этот модельный эффект хорошо виден на рис. 1 работы [84] при $E_{с.ц.м} = 1000$ и 1500 кэВ.

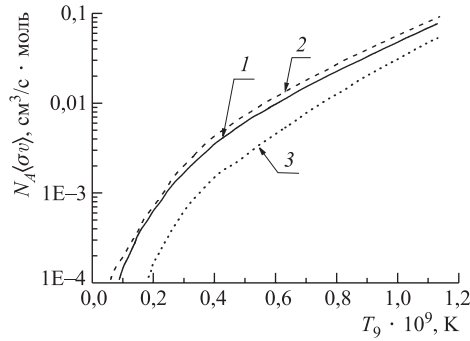


Рис. 28. Астрофизические скорости $N_A\langle\sigma v\rangle$ реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$. Теоретический расчет: 1 — [78]; 2 — [88]; 3 — [85]

На рис. 28 кривой 1 представлены результаты нашего расчета астрофизических скоростей $N_A\langle\sigma v\rangle$ реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$. Усреднение проводилось для максвелловского распределения скоростей. Точечной кривой приведены результаты Ланганке [85], учитывавшего только $E2$ -мультиполь. Кривой 2 показаны результаты Фаулера [88], взявшего за основу полные сечения, полученные Робертсоном [40]. Видно, что вклад $E1$ -мультиполя значительно увеличивает скорость реакции. Однако выполненные нами расчеты $N_A\langle\sigma v\rangle$ с учетом вкладов $E1$ - и $E2$ -мультиполей практически не приводят к увеличению скорости реакции радиационного αd -захвата в отличие от результата Фаулера [88]. Это связано с тем, что в работе Фаулера используется полное сечение процесса $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$, учитывающее вклад $E1$ -мультиполя феноменологически. Кроме того, основной вклад в скорость данной реакции вносит область $E_{с.ц.м} \approx 300$ кэВ, в которой вклад $E1$ -мультиполя не является доминирующим.

Таким образом, вывод о том, что в первичном нуклеосинтезе могло быть образовано лишь небольшое число наблюдаемого количества ядер ${}^6\text{Li}$, остается в силе и при более корректном учете вклада $E1$ -мультиполя. Основываясь на полных сечениях из работы Робертсона [40], Фаулер сделал вывод о том, что менее 2% наблюдаемого во Вселенной количества ${}^6\text{Li}$ могло быть образовано в радиационном αd -захвате в Большом взрыве. Затем в работе Робертсона [89] эта цифра была доведена до 0,12%. Позже в работе [83] были выполнены измерения реакции $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ при энергии α -частиц 53 кэВ в системе центра масс. Был получен только верхний предел для астрофизического S -фактора. Его значение соответствует верхнему пределу в 0,9% для распространенности ядер ${}^6\text{Li}$, синтезированных в Большом взрыве. Однако в работе [90] высказывается вполне обоснованная критика полученных в [83] результатов, связанная с методикой проведения эксперимента. Поэтому пока, видимо, не следует ориентироваться в теоретических расчетах на это значение S -фактора.

Поскольку, как показывают все расчеты, в первичном нуклеосинтезе могла быть образована лишь небольшая доля наблюдаемого количества ядер ${}^6\text{Li}$, то для объяснения наблюдаемой распространенности данного изотопа необходимо либо привлечь другие механизмы, связанные с расщеплением галактическими космическими лучами более тяжелых элементов, либо рассматривать образование ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в $\alpha\alpha$ -соударениях во время солнечных вспышек [91]. В последнем случае при разумных предположениях о потоке ускоренных α -частиц удается получить наблюдаемое соотношение между числом образованных ядер ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ [91].

Надо сказать, что в низкоэнергетических экспериментах в последние годы достигнуты значительные успехи. В свою очередь, экспериментальные достижения привели к прогрессу в понимании структуры ядра и механизмов ядерных реакций. Совсем недавно итальянско-немецкая коллаборация LUNA измерила с хорошей статистикой полное сечение одной из ключевых реакций солнечного цикла ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$, достигнув энергии гамовского пика, равной 16,5 кэВ [92]. При этом полученные коллаборацией LUNA данные показывают отчетливое увеличение сечения, обусловленное тонким физическим эффектом — электронной экранировкой заряда ядер мишени. Накопленный к настоящему времени материал по теоретическим исследованиям процесса $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ действительно требует экспериментальной проверки в области сверхнизких энергий.

4. КЛАСТЕРНЫЕ КАНАЛЫ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА ${}^9\text{Be}$ С ОБРАЗОВАНИЕМ ИЗОТОПОВ ${}^{8,7,6}\text{Li}$

В настоящем разделе показывается, каким образом мультикластерная динамика проявляется при двухчастичной фрагментации.

Мультикластерная динамическая $2\alpha + N$ -модель с паули-проектированием для ядер с $A = 9$ была разработана теоретиками НИИЯФ МГУ более десяти лет назад [22].

Применительно к ядру ${}^9\text{Be}$ одним из самых сильных аргументов в пользу того, что в основном состоянии доминирует $\alpha + \alpha + n$ -кластерная конфигурация, считается хорошо известный факт, что пороги нейтронного и α -частичных каналов являются аномально низкими: $\varepsilon_n = 1,66$ МэВ и $\varepsilon_\alpha = 2,47$ МэВ, в то время как энергии связи протона в α -частице и в ядре ${}^9\text{Be}$ большие и сравнимы между собой: 19,8 и 16,9 МэВ соответственно [54].

В то же время современные экспериментальные данные по фоторасщеплению ядра ${}^9\text{Be}$ показывают, что дифференциальные сечения для двухчастичных каналов образования изотопов лития ${}^9\text{Be}(\gamma, p){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}(\gamma, t){}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, d){}^7\text{Li}$ сравнимы по величине [48].

Возникает естественный вопрос: означает ли это, что в ${}^9\text{Be}$ с большой вероятностью реализуются также $\alpha + t + d$ - или $\alpha + t + n + p$ -конфигурации,

в рамках которых могут быть сформированы сложные ядра с учетом их явно выраженной кластерной структуры ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$, ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ (${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + n + p$) и ${}^8\text{Li} \rightarrow \alpha + t + n$.

С другой стороны, хорошо известно, что различные кластерные представления не ортогональны друг другу, а перекрываются с определенной долей вероятности. Таким образом, актуально обсудить, как могут проявиться качественные особенности $2\alpha n$ - и $\alpha t d$ - ($\alpha t n p$)-модельных подходов к описанию ядра ${}^9\text{Be}$ при фрагментации этого ядра с образованием изотопов лития ${}^{6,7,8}\text{Li}$ и «элементарных» кластеров t , d , p .

Ранее нами было показано [50], как в рамках $2\alpha n$ -модели можно спроектировать МДМП волновые функции ядра ${}^9\text{Be}$ на различные кластерные каналы. В настоящей работе на основе предложенного формализма приводятся результаты построения волновых функций ${}^8\text{Li} p$ -, ${}^7\text{Li} d$ - и ${}^6\text{Li} t$ -относительного движения.

В расчетах были использованы две известные версии исходной $2\alpha n$ -волновой функции [22], а также различные современные кластерные модели изотопов ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, а именно $\alpha n p$ для ядра ${}^6\text{Li}$ [17–19], αt для ${}^7\text{Li}$ [35, 36], $\alpha t n$ для ${}^8\text{Li}$ [23].

На основе полученных результатов предполагается прояснить вопрос, насколько адекватным является описание $p + {}^8\text{Li}$, $d + {}^7\text{Li}$, $t + {}^6\text{Li}$ кластерных каналов в рамках $2\alpha n$ -модели ядра ${}^9\text{Be}$. Предложены некоторые критерии оценки корректности полученных волновых функций, а именно приводится сравнение с трансляционно-инвариантной моделью оболочек, проводится сравнение рассчитанных спектроскопических S -факторов с имеющимися экспериментальными данными, обсуждаются возможности апробации полученных волновых функций при описании ядерных реакций с различными пробными частицами.

Полученные ВФ в $d + {}^7\text{Li}$ -канале использованы для описания фотоядерных реакций ${}^9\text{Be}(\gamma, d_0+1){}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$.

4.1. Проектирование $2\alpha n$ -волновой функции на $(A - b) + b$ -кластерные каналы. В настоящем подразделе приведены детали математического формализма по проектированию ВФ основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ на кластерные каналы с образованием изотопов ${}^{6,7,8}\text{Li}$.

Волновая функция ядра ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии с квантовыми числами J_i^π , $T_i = 3/2^-$, $1/2$ имеет следующее аналитическое представление в $2\alpha n$ -модели:

$$\begin{aligned} \Psi_{J_i M_i}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \boldsymbol{\xi}) = & \Phi_{000}(\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2, \boldsymbol{\xi}_3) \Phi_{000}(\boldsymbol{\xi}_4, \boldsymbol{\xi}_5, \boldsymbol{\xi}_6) \times \\ & \times \sum_{LM_L, \lambda\mu, lm, m_n} C_{LM_L, 1/2 m_n}^{J_i M_i} C_{\lambda\mu lm}^{LM_L} \times \\ & \times \Phi_{\lambda\mu\ell m}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \chi_{00}^{S_1 T_1}(\alpha_1) \chi_{00}^{S_2 T_2}(\alpha_2) \chi_{1/2, m_n}^\sigma(n) \chi_{1/2, -1/2}^\tau(n). \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь $\Phi_{000}(\xi)$ — внутренние ВФ α -частиц (в дальнейшем аналогичные обозначения используются для ВФ других элементарных кластеров); χ_{MSMT}^{ST} — спин-изоспиновые функции кластеров; $\chi_{1/2,m_n}^\sigma, \chi_{1/2,-1/2}^\tau$ — спин-изоспиновые функции нейтрона; ξ — совокупность внутренних координат α -частиц.

Для радиальной части ВФ относительного движения кластеров используется следующее разложение по гауссовскому базису:

$$\Phi_{\lambda\mu lm}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \sum_{ij} C_{ij} e^{-\alpha_i x^2} Y_{\lambda\mu}(\mathbf{x}) e^{-\beta_j y^2} Y_{lm}(\mathbf{y}), \quad (35)$$

где \mathbf{x}, \mathbf{y} — координаты относительного движения кластеров; λ и l — сопряженные им угловые моменты; L — полный орбитальный момент системы; $Y_{\lambda\mu}(\mathbf{x}) = x^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega_x)$ — векторные сферические функции. Относительные координаты Якоби определены согласно рис. 29. Коэффициенты разложения по гауссовскому базису C_{ij} и варьируемые параметры $\alpha_i^{(\lambda)}, \beta_j^{(l)}$ приведены в работах [22].

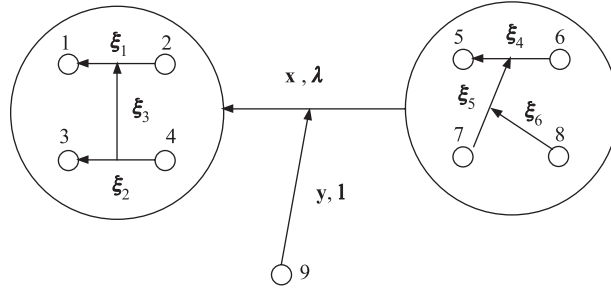


Рис. 29. Набор координат Якоби для волновой функции ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -модели

Далее нам понадобится «структурная» α -частица. Определим ее для случая разбиения на третий t (нуклоны 5, 6, 7) и протон p (нуклон 8) следующим образом:

$$\Phi_{000}(\xi_4, \xi_5, \xi_6) = \Phi_{000}(\xi_4, \xi_5) N_{00}(\xi_{06}) \sum_{n=1}^{N_{\max}} C_n e^{-\omega_n \xi_6^2} Y_{00}(\Omega_{\xi_6}). \quad (36)$$

Такая форма записи удобна, поскольку можно использовать как кластерное tp -представление (в этом случае нормировка $N_{00}(\xi_{06}) = 1$), так и осцилляторные ВФ, при этом $N_{\max} = 1$, $C_n = 1$, $\omega_n = 1/2\xi_{06}^2$, $N_{00}(\xi_{06}) = \sqrt{4/\sqrt{\pi}\xi_{06}^3}$; параметры $\xi_{0i} = r_0/\sqrt{\mu}$ выражаются через однонуклонный осцилляторный параметр r_0 и соответствующую приведенную массу кластеров μ ; $\xi_{06} = \sqrt{4/3}r_0$.

Волновая функция ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -модели была получена для двух версий фазово-эквивалентных потенциалов $V_{\alpha\alpha}$ -взаимодействия: потенциал Али-Бодмера (АВ) построен с учетом отталкивания на малых расстояниях; потенциал Бака (В) является глубоким притягивающим потенциалом с запрещенными принципом Паули состояниями.

В табл. 1 приведены веса P (%) доминирующих компонент $[\lambda\ell L]$, учитываемых нами в дальнейших расчетах для моделей АВ и В.

Таблица 1. Конфигурации основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -модели

λ	ℓ	L	$P, \%$	
			Модель АВ	Модель В
0	1	1	40,781	42,953
2	1	1	34,710	35,539
2	1	2	21,314	19,566

Волновая функция в кластерных каналах «изотоп $\text{Li} + c$ », где c — легкий фрагмент, факторизуется на внутренние волновые функции соответствующих изотопов лития и отделяемого кластера (в нашем случае это p , d или t), и формально может быть записана в общем виде следующим образом:

$$\Psi_{jm_j, s_c m_c}(\rho, \eta; \xi), \quad (37)$$

где ξ — координаты внутренних ВФ α -частицы и трития, определенные согласно рис. 29; относительные координаты ρ и η определены для каждого конкретного канала ${}^8\text{Li}p$, ${}^7\text{Li}d$ и ${}^6\text{Li}t$ согласно рис. 30, $\{\rho, \eta\} = \{\mathbf{R}_{\alpha t}, \mathbf{R}_{\text{Li}n}\}$, $\{\mathbf{R}_{\alpha t}, \mathbf{R}_{NN}\}$, $\{\mathbf{R}_{\alpha d}, \mathbf{R}_{NN}\}$.

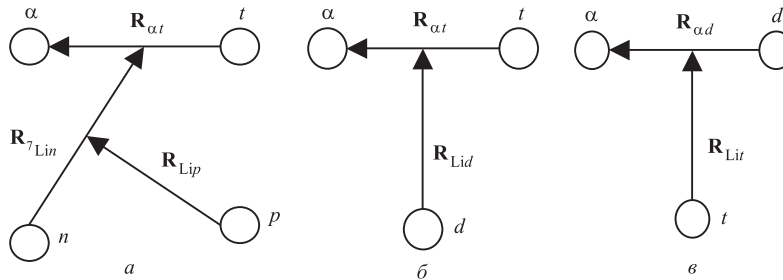


Рис. 30. Набор координат Якоби для ${}^8\text{Li}p$ -, ${}^7\text{Li}d$ -, ${}^6\text{Li}t$ -кластерных каналов

Внутренние ВФ ядер Li в основном и возбужденных состояниях характеризуются следующими квантовыми числами: $\tilde{L}\tilde{M}$ — полный орбитальный

момент и его проекция; $\tilde{S}\tilde{M}_S, \tilde{T}\tilde{M}_T$ — соответствующие спин-изоспиновые переменные; $j m_j$ — полный момент и его проекция.

В нашем случае координатная часть отделяемых фрагментов $A < 4$ предполагается сферически-симметричной и их состояния характеризуются только спин-изоспиновыми квантовыми числами — $s_c m_c, t_c \tau_c$.

Для получения волновых функций «Li + c» относительного движения необходимо вычислить интеграл перекрывания волновых функций (34) и (37):

$$\Psi_{J_i M_i}^{j m_j, s_c m_c}(\mathbf{R}) = \langle \Psi_{j m_j, s_c m_c}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\eta}; \boldsymbol{\xi}) | \Psi_{J_i M_i}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \boldsymbol{\xi}) \rangle. \quad (38)$$

Координатная часть такого интеграла для $\lambda \ell L$ -компонент, из которых конструируется $2\alpha n$ -волновая функция ядра ${}^9\text{Be}$, имеет вид

$$I_{\lambda \ell L, \tilde{\lambda} \tilde{\ell} \tilde{L}} = \sum_{\mu, m, \tilde{\mu}, \tilde{m}} C_{\lambda \mu \ell m}^{LM} C_{\tilde{\lambda} \tilde{\mu} \tilde{\ell} \tilde{m}}^{\tilde{L} \tilde{M}} \int \exp(-\gamma_k \rho^2 - \chi_m \eta^2 - \omega_n \xi_6^2 - \alpha_i \mathbf{x}^2 - \beta_j \mathbf{y}^2 Y_{\tilde{\lambda} \tilde{\mu}}^*(\boldsymbol{\rho}) Y_{\tilde{\ell} \tilde{m}}^*(\boldsymbol{\eta}) Y_{\lambda \mu}(\mathbf{x}) Y_{\ell m}(\mathbf{y}) d\rho d\eta). \quad (39)$$

Переход от $2\alpha n$ -кластерной конфигурации к «Li + c» соответствует координатным преобразованиям $\{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \boldsymbol{\xi}_6\} \Rightarrow \{\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\eta}, \mathbf{R}\}$, координата \mathbf{R} относительного движения изотопа лития и соответствующего кластера показана на рис. 30.

Для диагонализации квадратичной формы в экспоненте выражения (39):

$$\rho^2 \delta_1 + \eta^2 \delta_2 + \mathbf{R}^2 \delta_6 + \boldsymbol{\rho} \mathbf{R} \delta_3 + \boldsymbol{\eta} \mathbf{R} \delta_4 + \boldsymbol{\rho} \boldsymbol{\eta} \delta_5 \Rightarrow d_1 \mathbf{x}_q^2 + d_2 \mathbf{y}_q^2 + d_6 \mathbf{R}^2 \quad (40)$$

совершаем замену переменных $\{\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\eta}, \mathbf{R}\} = Q\{\mathbf{x}_q, \mathbf{y}_q, \mathbf{R}\}$, где элементы матрицы Q и коэффициенты d_i имеют вид

$$Q = \begin{Bmatrix} 1 & \alpha & \xi \\ 0 & 1 & \gamma \\ 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix},$$

$$\alpha = -\delta_5/2 \cdot \delta_1, \quad \gamma = -(\delta_4 + \alpha \delta_3)/(2\delta_2 + \alpha \delta_5), \quad \xi = \alpha \gamma - \delta_3/2 \cdot \delta_1; \quad (41)$$

$$d_1 = \delta_1, \quad d_2 = \delta_2 + \alpha \delta_5/2, \quad d_6 = \delta_6 - \delta_3^2/4 \cdot \delta_1 + \gamma(\delta_4 + \alpha \delta_3)/2.$$

В результате координатных преобразований (41) интеграл (39) факторизуется по переменным $\mathbf{x}_q, \mathbf{y}_q$ и берется аналитически [50]. Используя хорошо известные свойства векторных сферических функций и правила векторного сложения угловых моментов, получаем следующее окончательное выражение

для ВФ относительного движения:

$$\Psi_{jm_j, s_c m_c}^{3/2 M_i}(\mathbf{R}) = \sum_{\substack{\lambda \ell L, \tilde{\lambda} \tilde{\ell} \tilde{L}, \tilde{S} \\ sm_s, \kappa m_\kappa}} (-1)^L C_{s_c m_c j m_j}^{sm_s} C_{sm_s \kappa m_\kappa}^{3/2 M_i} \times \\ \times \prod_{\tilde{S} j s L} \left\{ \begin{matrix} \tilde{S} & \tilde{L} & j \\ s & s_c & 1/2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L & 1/2 & 3/2 \\ s & \kappa & \tilde{L} \end{matrix} \right\} Y_{\kappa m_\kappa}(\Omega_R) I_{\lambda \ell L, \tilde{\lambda} \tilde{\ell} \tilde{L}}^{(\kappa)}(R), \quad (42)$$

где $\kappa = \mathbf{L} + \tilde{\mathbf{L}}$ — орбитальный момент относительного движения изотопа лития и легкого кластера; $s = s_c + \mathbf{j}$ — спин канала. Заметим, что для спина канала также выполняются дополнительные условия векторного сложения: $s = \tilde{\mathbf{L}} + s_n$, где $s_n = 1/2$ — спин нейтрона; $s = \kappa + \mathbf{J}_i$, где $J_i = 3/2$ — значение полного момента исходного ядра ${}^9\text{Be}$.

Далее, строим квадрат ВФ (42), интегрируем по угловым переменным и суммируем по проекциям M_i, m_j, m_c :

$$S_j^{(\kappa)s} = \prod_{s_j}^2 \left| \sum_{\lambda \ell L, \tilde{\lambda} \tilde{\ell} \tilde{L}, \tilde{S}} (-1)^L \times \right. \\ \left. \times \prod_{L \tilde{S}} \left\{ \begin{matrix} \tilde{S} & \tilde{L} & j \\ s & s_c & 1/2 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} L & 1/2 & 3/2 \\ s & \kappa & \tilde{L} \end{matrix} \right\} \int |I_{\lambda \ell L, \tilde{\lambda} \tilde{\ell} \tilde{L}, \tilde{S}}^{(\kappa)}(R)|^2 R^2 dR \right|^2, \quad (43)$$

где $\prod_a = \sqrt{2a+1}$.

Полученное выражение (43) имеет общий характер. Спектроскопические факторы получаются, как обычно, умножением $S_j^{(\kappa)s}$ на квадрат коэффициента Клебша–Гордана по изоспинам соответствующего канала и комбинаторный множитель [93].

В заключение сделаем замечание, на которое в дальнейшем будем ссылаться как на «осцилляторный предел»: если в качестве ВФ в начальном и конечном каналах использовать не вариационные, а осцилляторные радиальные функции, то нелинейные параметры $\alpha_i, \beta_j, \gamma_k$ и т.д. в выражении (39) следует заменить на факторы $1/2 \cdot r_{0\mu}^2$, где $r_{0\mu} = r_0 \sqrt{\mu}$ (см. обсуждение после формулы (36)). При таком преобразовании квадратичная форма (40) является диагональной, а элементы α, γ, ξ матрицы Q (41) равны нулю. Таким образом, при анализе полученных результатов можно установить, какие из конструктивных элементов в волновых функциях являются чисто кластерными, другими словами — не имеют осцилляторного аналога.

4.1.1. ${}^8\text{Li}+p$ -кластерный канал. При проектировании $2\alpha n$ -волновой функции на ${}^8\text{Li}+p$ -кластерный канал использовались ВФ ядра ${}^8\text{Li}$, полученные в мультикластерной динамической αn -модели [23]. Проектирование проводилось как на основное состояние ядра ${}^8\text{Li}$, так и на первое возбужденное.

В табл. 2 приведены характеристики этих состояний, а также классификация конфигурации ${}^8\text{Li} + p$ по спину канала s и орбитальному моменту κ .

Таблица 2. Конфигурации ядра ${}^8\text{Li}$ в трехтельной αtn -модели

${}^8\text{Li}$	j^π, \tilde{T}	$[\tilde{\lambda}\tilde{l}\tilde{L}], \tilde{S}$	$P, \%$			κ	s
			Модель D	Модель В	Модель WS		
g. s.	$2^+, 1$	$[111], 1$	99,349	98,798	99,394	P	$3/2$
						F	$3/3$
0,98	$1^+, 1$	$[111], 1$	87,350	86,002	88,553	P	$1/2, 3/2$
		$[111], 0$	10,716	11,319	10,169	F	$3/2$

В расчетах учитывались указанные в табл. 2 $[\tilde{\lambda}\tilde{l}\tilde{L}], \tilde{S}$ -компоненты ВФ ядра ${}^8\text{Li}$, вес которых составляет практически 99%. Кроме того, были исследованы три варианта построения ВФ ${}^8\text{Li}$, соответствующие различным параметризациям αt -взаимодействия: D — потенциал гауссовской формы, содержащий восемь параметров; В — потенциал Бака; WS — стандартный потенциал вудс-саксоновской формы [23, 35, 36].

Отметим, что F -компонента в ВФ относительного ${}^8\text{Li}p$ -движения на два порядка меньше P -компоненты, поэтому в дальнейшем мы ее не обсуждаем. Приведем в явном виде выражения для «спектроскопических амплитуд» $S_{j^\pi}^{(\kappa)s}$ согласно формуле (43):

$$S_{2^+}^{(P),3/2} = \frac{25}{24} \left| \int (R_{2^+,3/2}^{(P)})^2 R^2 dR \right|^2, S_{1^+}^{(P),1/2} = \frac{1}{6} \left| \int (R_{1^+,1/2}^{(P)})^2 R^2 dR \right|^2, \quad (44)$$

$$S_{1^+}^{(P),3/2} = \frac{5}{24} \left| \int (R_{1^+,3/2}^{(P)})^2 R^2 dR \right|^2$$

и соответствующие им радиальные ВФ — $R_{j^\pi,s}^{(\kappa)}$:

$$R_{2^+,3/2}^{(P)} = I_{011}^{(P)} + I_{211}^{(P)} - \frac{1}{\sqrt{5}} I_{212}^{(P)}, \quad (45)$$

$$R_{1^+,1/2}^{(P)} = \left(I_{011,\tilde{s}=1}^{(P)} + I_{211,\tilde{s}=1}^{(P)} + \sqrt{5} I_{212,\tilde{s}=1}^{(P)} \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(I_{011,\tilde{s}=0}^{(P)} + I_{211,\tilde{s}=0}^{(P)} + \sqrt{5} I_{212,\tilde{s}=0}^{(P)} \right), \quad (46)$$

$$R_{1^+,3/2}^{(P)} = \left(I_{011,\tilde{s}=1}^{(P)} + I_{211,\tilde{s}=1}^{(P)} - \frac{1}{\sqrt{5}} I_{212,\tilde{s}=1}^{(P)} \right) - \sqrt{2} \left(I_{011,\tilde{s}=0}^{(P)} + I_{211,\tilde{s}=0}^{(P)} - \frac{1}{\sqrt{5}} I_{212,\tilde{s}=0}^{(P)} \right). \quad (47)$$

В выражениях (45)–(47) опущены индексы $\tilde{\lambda}\tilde{l}\tilde{L}$, так как, согласно табл. 2, все рассмотренные конфигурации имеют одинаковую орбитальную структуру $[\tilde{\lambda}\tilde{l}\tilde{L}] = [111]$.

На рис. 31 приводятся результаты расчетов ВФ ${}^8\text{Li}p$ -относительного движения для основного состояния ядра ${}^8\text{Li}$. Основному состоянию ядра ${}^9\text{Be}$

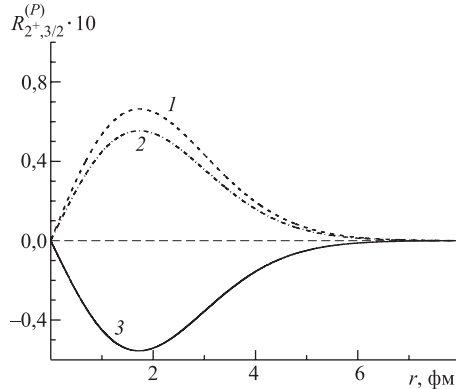


Рис. 31. Парциальные компоненты волновой функции ${}^8\text{Li}p$ -относительного движения, ${}^8\text{Li}_{g.s.}$. 1 — [011]; 2 — [211]; 3 — [212]

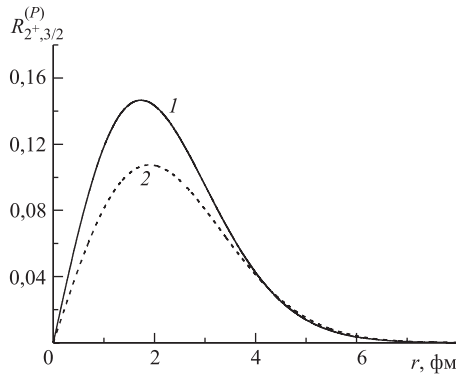


Рис. 32. Волновые функции ${}^8\text{Li}p$ для моделей ядра ${}^9\text{Be}$: 1 — потенциал Бака; 2 — потенциал Али–Бодмера

Как видно из формул (46), (47), ВФ, спроектированная на первое возбужденное состояние ядра ${}^8\text{Li}$, имеет более сложную структуру. На рис. 33 приведены результаты расчетов для функций $R_{1^{+},3/2}^{(P)}$ и $R_{1^{+},1/2}^{(P)}$. Очевидно,

соответствует оболочечная конфигурация s^4p^5 , а ядру ${}^8\text{Li}$ — s^4p^4 . Таким образом, на относительное движение кластера ${}^8\text{Li}$ и протона приходится один квант, что соответствует осцилляторной волновой функции $R_{N\Lambda}^{\text{osr}} = R_{1P}$. Как видно из рис. 31, все конструктивные элементы полученной в результате проектирования $R_{2^{+},3/2}^{(P)}$ -функции, определенные согласно (45), имеют радиальную зависимость, аналогичную осцилляторной R_{1P} .

Отметим, что все три использованные модели для ядра ${}^8\text{Li}$ дают практически одинаковые результаты. Более существенные отличия в ВФ $R_{2^{+},3/2}^{(P)}$ наблюдаются при выборе исходной ВФ ядра ${}^9\text{Be}$. На рис. 32 сравниваются волновые функции, полученные для моделей Бака и Али–Бодмера. Очевидно, что качественное поведение в обеих моделях одинаковое, более существенны количественные отличия. Кроме того, хорошо видно, что в случае потенциала отталкивания (АВ) полученная ВФ заметно смещена в область больших r по сравнению с потенциалом притяжения (В), что, вообще говоря, подтверждает правильность полученных результатов.

что доминируют функции, соответствующие спину канала $s = 3/2$. Отметим, что необычное узловое поведение для ВФ, соответствующих спину $s = 1/2$, связано именно с конструкцией функции $R_{1^+,1/2}^{(P)}$ (см. формулу (46)), поскольку каждая из спроектированных компонент имеет безузловое поведение, согласно рис. 31.

На рис. 33, *a–г* сравниваются модели Бака и Али–Бодмера. Наблюдается такая же закономерность, как и в случае проектирования на основное состояние ядра ${}^8\text{Li}$: в модели Бака ВФ более локализована.

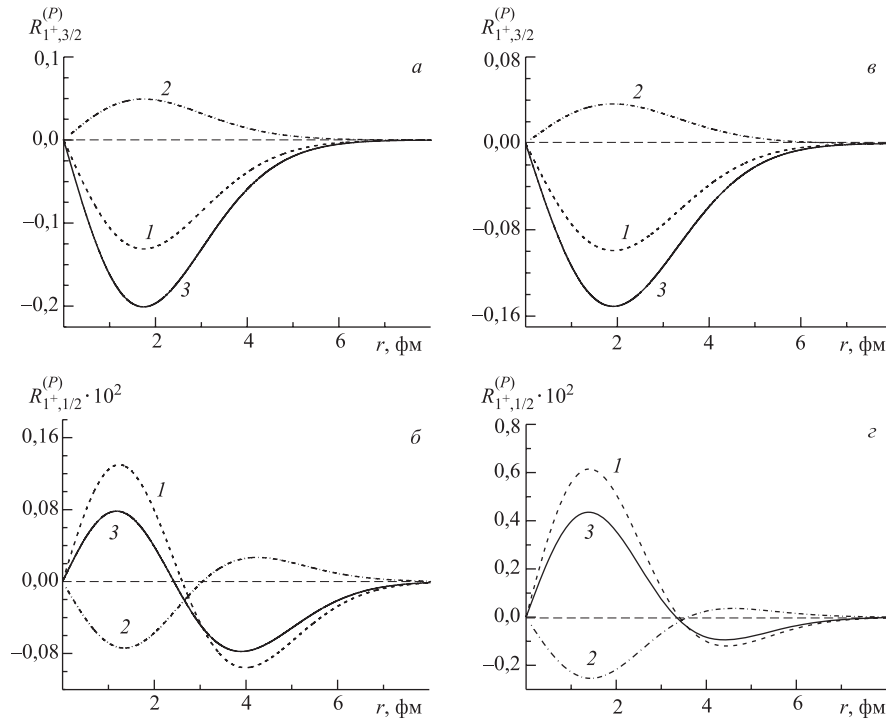


Рис. 33. Парциальные компоненты волновых функций ${}^8\text{Li}p$ для возбужденного состояния ${}^8\text{Li}$: *a, б*) модель Бака: спины каналов $s = 3/2$ и $1/2$ соответственно; *в, г*) модель Али–Бодмера: спины каналов $s = 3/2$ и $1/2$ соответственно. 1 — $\tilde{S} = 1$; 2 — $\tilde{S} = 0$; 3 — суммарная кривая

Отметим общую особенность полученных результатов: конструктивная компонента $I_{011}^{(P)}$ в волновых функциях (45)–(47) и F -компонента являются чисто кластерными и обращаются в нуль в «осцилляторном пределе».

В табл. 3 приведены значения протонных S -факторов, рассчитанные для 2^+ - и 1^+ -состояний ядра ${}^8\text{Li}$. Сравнение с экспериментальными данными [54] вполне удовлетворительное.

Таблица 3. Спектроскопические факторы ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li}p$

Модель ${}^9\text{Be}$	В			АВ			Эксперимент
Модель ${}^8\text{Li}$	D	B	WS	D	B	WS	
${}^8\text{Li}_{g.s}$	0,89	0,88	0,94	0,61	0,60	0,66	0,87
${}^8\text{Li}_{exc}$	0,33	0,34	0,35	0,24	0,24	0,26	0,48

4.1.2. ${}^7\text{Li} + d$ -кластерный канал. Особенность кластерного ${}^7\text{Li}d$ -канала заключается в том, что ВФ относительного движения имеет две сравнимые по весу компоненты, соответствующие квантовым числам $N = 2$, $\Lambda = 0$ и 2 в ТИМО.

В настоящей работе получены волновые функции относительного ${}^7\text{Li}d$ -движения при проектировании как на основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$, j^π , $\tilde{T} = 3/2^-, 1/2$, так и на первое возбужденное j^π , $\tilde{T} = 1/2^-, 1/2$. Для описания ядра ${}^7\text{Li}$ были исследованы различные версии кластерных ВФ, построенные с глубокими притягивающими потенциалами с запрещенными состояниями [35, 36]. Следует отметить, что радиальные ВФ для состояний $3/2^-$ и $1/2^-$ имеют также практически одинаковую радиальную зависимость, поэтому в дальнейшем детально обсуждается только проектирование на основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$.

Приведем в явном виде выражения для «спектроскопических амплитуд» $S_{j^\pi}^{(\kappa)s}$ согласно формуле (43):

$$\begin{aligned}
 S_{3/2^-}^{(S),3/2} &= \frac{5}{24} \left| \int (R_{3/2^-,3/2}^{(S)})^2 R^2 dR \right|^2, \\
 S_{3/2^-}^{(D),3/2} &= \frac{25}{72} \left| \int (R_{3/2^-,3/2}^{(D)})^2 R^2 dR \right|^2, \\
 S_{3/2^-}^{(D),1/2} &= \frac{5}{9} \left| \int (R_{3/2^-,1/2}^{(D)})^2 R^2 dR \right|^2
 \end{aligned} \tag{48}$$

и соответствующие им радиальные ВФ — $R_{j^\pi,s}^{(\kappa)}$:

$$\begin{aligned}
 R_{3/2^-,3/2}^{(S)} &= I_{011}^{(S)} + I_{211}^{(S)}, \\
 R_{3/2^-,3/2}^{(D)} &= I_{011}^{(D)} + I_{211}^{(D)} - \sqrt{\frac{3}{5}} I_{212}^{(D)}, \\
 R_{3/2^-,1/2}^{(D)} &= I_{011}^{(D)} + I_{211}^{(D)} + \sqrt{\frac{3}{5}} I_{212}^{(D)}.
 \end{aligned} \tag{49}$$

Конструкция радиальных ВФ $R_{1/2-,s}^{(\kappa)}$ точно такая же, как в формуле (49). Спектроскопические амплитуды $S_{1/2-}^{(\kappa)s}$ получаются из выражений (48) умножением на фактор $4/5$ для спина канала $s = 3/2$ и на фактор $1/8$ для спина канала $s = 1/2$.

На рис. 34 представлены S -компонента ВФ относительного ${}^7\text{Lid}$ -движения и соответствующие $I_{011}^{(S)}$, $I_{211}^{(S)}$ конструктивные элементы. Хорошо видно, что ВФ $R_{3/2-,3/2}^{(S)}$ имеет узловое поведение, что находится в соответствии с радиальной зависимостью осцилляторной ВФ R_{2S} .

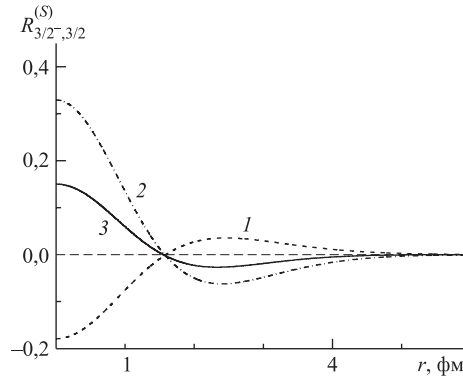


Рис. 34. S -компонента волновой функции ${}^7\text{Lid}$: 1 — [011]; 2 — [211]; 3 — суммарная кривая

На рис. 35, *a*, *б* приведены D -компоненты ВФ относительного ${}^7\text{Lid}$ -движения для спинов каналов $s = 1/2$ и $s = 3/2$ соответственно. Из рис. 35 видно, что радиальная зависимость спроектированных функций соответствует R_{2D} осцилляторной ВФ.

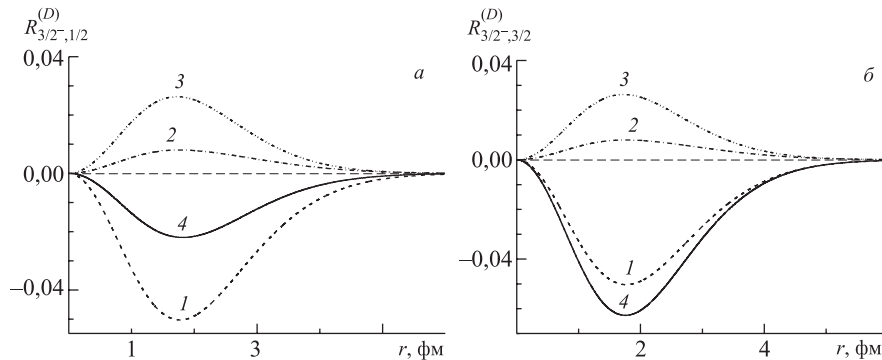


Рис. 35. D -компонента волновой функции ${}^7\text{Lid}$: для спинов каналов $s = 1/2$ (*a*) и $s = 3/2$ (*б*). 1 — [011]; 2 — [211]; 3 — [212]; 4 — суммарная кривая

На рис. 36 сравниваются ВФ для S - и D -компонент. Для них были рассчитаны соответствующие весовые множители. Результаты расчетов приведены в табл. 4.

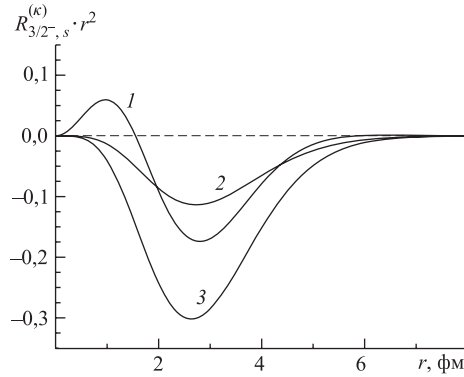


Рис. 36. Сравнение компонент волновой функции ${}^7\text{Li}d$ -относительного движения: 1 — S -компонента; 2, 3 — D -компонента для спинов каналов $1/2$ и $3/2$ соответственно по дейтронным S -факторам нет, но полученные результаты согласуются с расчетами в модели оболочек [93].

Как видно из рис. 36 и табл. 4, для обеих моделей ядра ${}^9\text{Be}$, а также случаев образования ядра ${}^7\text{Li}$ как в основном, так и в возбужденном состоянии вес D -компоненты практически в три раза больше, чем вес S -компоненты. Этот эффект для ${}^7\text{Li}d$ -канала исследуется в следующем параграфе на примере процесса фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$.

В табл. 5 приведены теоретические значения спектроскопических факторов. В настоящее время экспериментальных данных по дейтронным S -факторам нет, но полученные результаты согласуются с расчетами в модели оболочек [93].

Таблица 4. Сравнительный анализ S - и D -компонент (%) волновой функции ${}^7\text{Li}d$ -относительного движения

Модель ${}^9\text{Be}$	В			АВ		
	$P_{S3/2}$	$P_{D3/2}$	$P_{D1/2}$	$P_{S3/2}$	$P_{D3/2}$	$P_{D1/2}$
${}^7\text{Li}_{g,s}$	23,24	67,49	9,26	26,66	66,28	7,06
${}^7\text{Li}_{exc}$	22,93	67,66	9,41	25,91	66,64	7,45

Таблица 5. Спектроскопические факторы ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}d$

Модель ${}^9\text{Be}$	В				АВ				
	Компонента L_s	$S_{3/2}$	$D_{3/2}$	$D_{1/2}$	S	$S_{3/2}$	$D_{3/2}$	$D_{1/2}$	S
${}^7\text{Li}_{g,s}$		0,0698	0,3377	0,0741	0,4816	0,0600	0,2486	0,0424	0,351
${}^7\text{Li}_{exc}$		0,0529	0,2602	0,0091	0,3222	0,0466	0,1998	0,0056	0,252

4.1.3. ${}^6\text{Li}+t$ -кластерный канал. При проектировании $2\alpha n$ -волновой функции на ${}^6\text{Li}+t$ -кластерный канал использовались ВФ, полученные в мультикластерной динамической $\alpha n p$ -модели [17–19]. Основное состояние ядра ${}^6\text{Li}$ характеризуется квантовыми числами $j^\pi, \tilde{T} = 1^+, 0$.

Далее обсуждается только сферически-симметричная компонента с орбитальными моментами $\tilde{l}\tilde{L} = 000$ и спином $\tilde{S} = 1$, вес которой порядка 90 %.

В этом случае из правил отбора формулы (42) следует, что в ВФ относительного движения ${}^6\text{Li} + t$ будет отлична от нуля только P -компонента, при этом она конструируется из компонент $\lambda L = 011$ и 211 ВФ ядра ${}^9\text{Be}$, а спин канала $s = 1/2$.

Приведем в явном виде выражения для спектроскопической амплитуды и соответствующей радиальной ВФ:

$$S_{1+}^{(P),1/2} = \frac{3}{4} \left| \int \left(R_{1+,1/2}^{(P)} \right)^2 R^2 dR \right|^2, \quad (50)$$

$$R_{1+,1/2}^{(P)} = I_{011}^{(P)} + I_{211}^{(P)}. \quad (51)$$

Поскольку ВФ ${}^6\text{Li}$ имеет оболочечную конфигурацию s^4p^2 , на относительное движение ${}^6\text{Li} + t$ приходится три кванта. Таким образом, радиальная ВФ ТИМО R_{3P} имеет узловое поведение и равна нулю при $r = 0$.

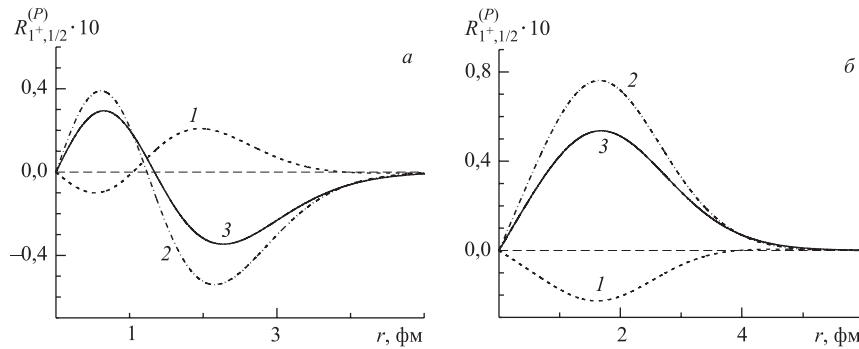


Рис. 37. Радиальные волновые функции ${}^6\text{Li}t$ для моделей ядра ${}^9\text{Be}$: а) потенциал Бака; б) потенциал Али-Бодмера. 1 — [011]; 2 — [211]; 3 — суммарная кривая

На рис. 37, а, б представлены радиальные ВФ $R_{1+,1/2}^{(P)}$ и соответствующие им компоненты $I_{011}^{(P)}$, $I_{211}^{(P)}$, рассчитанные для моделей ядра ${}^9\text{Be}$ с потенциалами Бака и Али-Бодмера и одинаковым базисом для ядра ${}^6\text{Li}$ ($N = 45$). Как хорошо видно, полученные ВФ кардинально различаются: в случае потенциала глубокого притяжения ВФ имеет поведение, качественно соответствующее R_{3P} ВФ ТИМО; в случае же потенциала отталкивания ВФ относительного движения безузловая. Очевидно, что такое разительное отличие должно проявиться в расчетах характеристик ядерных реакций с различными пробными частицами.

Сравнение ВФ, полученных с двумя вариантами размерности базиса для ВФ ${}^6\text{Li}$ — $N = 45$ и 60 , показало, что расширение базиса приводит только

к некоторым количественным различиям, не влияя на качественное поведение ВФ $R_{1^+, 1/2}^{(P)}$. Тем не менее даже такое небольшое отличие ВФ при малых r может проявиться в ядерных процессах с большой передачей импульса.

В рамках данной модели рассчитанный S -фактор в канале ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + t$ равен 0,09. Возможны поправки в пределах 10–15 %, соответствующие вариациям базиса ВФ ${}^6\text{Li}$.

В заключение обсудим кратко результаты, полученные в п. 4.1.

Исходная волновая функция ядра ${}^9\text{Be}$ представляет собой $\alpha + \alpha + n$ трех-кластерную систему, и, как показывают исследования геометрической формы такой конфигурации, она является сильно вытянутой по $\alpha\alpha$ -координате [22]. Это можно интерпретировать следующим образом: динамика такой системы определяется преимущественно свойствами виртуального кластера « ${}^5\text{He}$ », который, по сравнению со свободным ${}^5\text{He}$, несомненно, значительно сжат полем второй α -частицы (такой же эффект имеет место в ${}^6\text{Li}$ для связанной np -пары).

Таким образом, конфигурации $\alpha + n$ и $d + t$ должны перекрываться сильнее, чем в отсутствие внешней α -частицы, что и является аргументом для объяснения αtd -представления ядра ${}^9\text{Be}$ в рамках $2\alpha n$ -модели.

Рис. 29 и 30 наглядно отражают композицию кластерных корреляций для каналов $2\alpha n$, ${}^8\text{Li}p = (\alpha t + n) + p$, ${}^7\text{Li}d = \alpha t + d$ и ${}^6\text{Li}t = (\alpha + \langle np \rangle) + t$. На первый взгляд ${}^7\text{Li}d$ и ${}^6\text{Li}t$ -каналы идентичны в αtd -модели, однако сравнение рис. 30, б и в показывает, что np -пара в первом случае представляет собой свободный дейтрон, во втором она также скоррелирована, но имеет свойства виртуального дейтрона.

В случае же ${}^8\text{Li}p$ нейтрон и протон вообще не скоррелированы, т. е. эта модель отражает существенно отличные от αtd -модели типы корреляций.

Радиальная ВФ αd -относительного движения ядра ${}^6\text{Li}$ более локализована по сравнению с ВФ ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$ (это особенно наглядно следует из сравнительных аналогий с ТИМО). Поэтому ${}^6\text{Li}t$ -волновая функция оказалась более чувствительной к структуре $2\alpha n$ ВФ во внутренней области, а именно к виду $\alpha\alpha$ -потенциалов взаимодействия — глубокого притяжения или отталкивания на малых расстояниях (рис. 37).

Отметим, что полученные ВФ имеют аналитический вид и позволяют наглядно детерминировать $2\alpha n$ -динамику в практических расчетах характеристик различных ядерных реакций двухчастичной фрагментации.

4.2. Исследование процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$. В данном подразделе приводятся результаты теоретических расчетов характеристик процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$. Проводится сравнение с имеющимися экспериментальными данными [48] по энергетической зависимости дифференциального сечения при угле вылета дейтронов $\theta = 125^\circ$.

В расчетах использованы ВФ связанного состояния $R_{j_f^\pi, s}^{(\kappa)}$, представленные в п.4.1.2. ВФ в непрерывном спектре характеризуются следующими квантовыми числами: ℓ , m_ℓ — орбитальный момент и его проекция, j_f — полный угловой момент, который складывается из спина канала и орбитального момента относительного движения ${}^7\text{Li}$ и d , $\mathbf{j}_f = \mathbf{s} + \boldsymbol{\ell}$.

Таким образом, имеем следующий вид для матричного элемента (1):

$$|M_{fi}|^2 = C \sum_{\substack{\Lambda M_\Lambda, s \\ \lambda = \pm 1}} (2\Lambda + 1)(2s + 1)(2j_f + 1) \left\{ \begin{matrix} s & j_f & 1 \\ 1/2 & 1/2 & 1 \end{matrix} \right\}^2 \times \\ \times \left| \sum_{\kappa, J, \ell m_\ell j_f} C_{EJ} i^\ell e^{-i\delta_{\ell j_f}} Y_{\ell m_\ell}(\Omega_q) J_{J\ell j_f}^{(\kappa)s}(\kappa\gamma, q) \times \right. \\ \left. \times (2j_f + 1)(2\kappa + 1) C_{\kappa 0 J 0}^{\ell 0} C_{\ell m_\ell \Lambda M_\Lambda}^{J\lambda} \left\{ \begin{matrix} \kappa & s & 3/2 \\ j_f & J & \ell \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \Lambda & s & 3/2 \\ j_f & J & \ell \end{matrix} \right\} \right|^2, \quad (52)$$

где $J_{J\ell j_f}^{(\kappa)s}(\kappa\gamma, q)$ — интегралы перекрывания функций рассеяния, полученных решением уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия, ВФ ${}^7\text{Li}d$ -относительного движения (49) и соответствующей координатной части операторов EJ -переходов; C_{EJ} — константы при операторах в мультипольном разложении (3); общая константа $C = 320\pi$.

Таблица 6. Классификация матричных элементов в процессе ${}^9\text{Be}(\gamma, d){}^7\text{Li}$

Λ	E1			E2			
	κ	ℓ	j_f^π	κ	ℓ	j_f^π	
$s = 3/2$	0	S, D	p	$1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$	S, D	d	$1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$
	2	S, D	p	$1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$	D	s	$3/2^+$
		D	f	$3/2^-, 5/2^-$	S, D	d	$1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$
		D	g				$5/2^+, 7/2^+$
$s = 1/2$	1	S, D	p	$1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$	S, D	d	$1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$
	3	D	f	$3/2^-, 5/2^-$	S, D	d	$1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+$
		D	g				$5/2^+, 7/2^+$
$s = 1/2$	2	D	p	$1/2^-, 3/2^-$	D	s	$1/2^+$
		D	f	$5/2^-$	D	d	$3/2^+, 5/2^+$
		D	g				$7/2^+$
1	D	p	$1/2^-, 3/2^-$	D	d	$3/2^+, 5/2^+$	

В выражении (52) введен промежуточный момент Λ векторной связи спина ядра ${}^9\text{Be}$ ($J = 3/2$), спина канала, орбитального момента ℓ и мультипольного момента J : $\Lambda = 3/2 + s$; $\Lambda = \ell + J$. В табл.6 приведена

классификация матричных элементов по квантовым числам, учитываемым в расчетах. Заметим, что в случае отсутствия спин-орбитального взаимодействия $V_{ls} = 0$ отличны от нуля только МЭ с $\Lambda \equiv \kappa$. В расчетах также предполагалось, что параметры потенциалов спин-орбитального взаимодействия не зависят от спина канала $s = 1/2$ и $3/2$, при этом имеет место расщепление глубины потенциалов по четности орбитального момента ℓ .

Основная проблема описания процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$ заключается в корректном учете взаимодействия ядер ${}^7\text{Li}$ и дейтрона в состоянии непрерывного спектра и связана с тем, что имеется небольшое количество экспериментальных данных по сечениям упругого рассеяния ${}^7\text{Li}(d, d){}^7\text{Li}$ и совершенно нет данных по фазам упругого ${}^7\text{Li}d$ -рассеяния [94, 95].

Поэтому в качестве отправной точки для описания ${}^7\text{Li}d$ -взаимодействия в конечном канале были использованы экспериментальные данные фотопроцесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$ [48], а именно параметры потенциала центрального взаимодействия (потенциал Вудса–Саксона) подбирались так, чтобы в первом приближении воспроизвести качественное поведение измеренных дифференциальных сечений.

В результате оказалось, что наиболее оптимальным является следующий набор параметров: радиус взаимодействия $R_0 = 2,5$ фм; диффузность $a = 0,97$ фм. Кулоновский потенциал был взят в виде потенциала однородно заряженной сферы с радиусом кулоновского взаимодействия $R_{\text{Coul}} = R_0$.

Взаимная корреляция энергетической зависимости фаз рассеяния и дифференциальных сечений при варьировании глубины потенциала V_0 иллюстрируется на рис. 38, a – b и c – e соответственно.

Как видно из рис. 38, a – b , четные s - и d -фазы монотонно зависят от энергии $E_{\text{с.ц.м}}$, при этом d -фаза в области низких энергий практически равна 180° . Энергетическая зависимость фазы f -волны имеет резонансный характер, причем хорошо видно, что с уменьшением глубины потенциала V_0 резонанс «размывается» по более широкому интервалу энергий. Особый интерес представляет энергетическая зависимость фазы p -волны. В p -фазе также наблюдается ярко выраженный резонанс при низких значениях $E_{\text{с.ц.м}}$, который при переходе к $V_0 = 109$ МэВ смещается в область $E_{\text{с.ц.м}}$, близких к нулю, и становится очень узким. При увеличении глубины потенциала V_0 до 115 МэВ резонанс в p -волне исчезает.

Рассмотрим, как подобное резонансное поведение p - и f -фаз скажется на характеристиках процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d){}^7\text{Li}$. Эти волны задействованы в дипольном $E1$ -переходе.

Переходы из S - и D -компонент основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ приводят к следующим правилам отбора по орбитальному моменту ℓ относительного движения ядер ${}^7\text{Li}$ и d в непрерывном спектре: $S(3/2^-) \xrightarrow{E1} p$ и $D(3/2^-) \xrightarrow{E1} p + f$. Заметим, что в отсутствие спин-орбитального взаи-

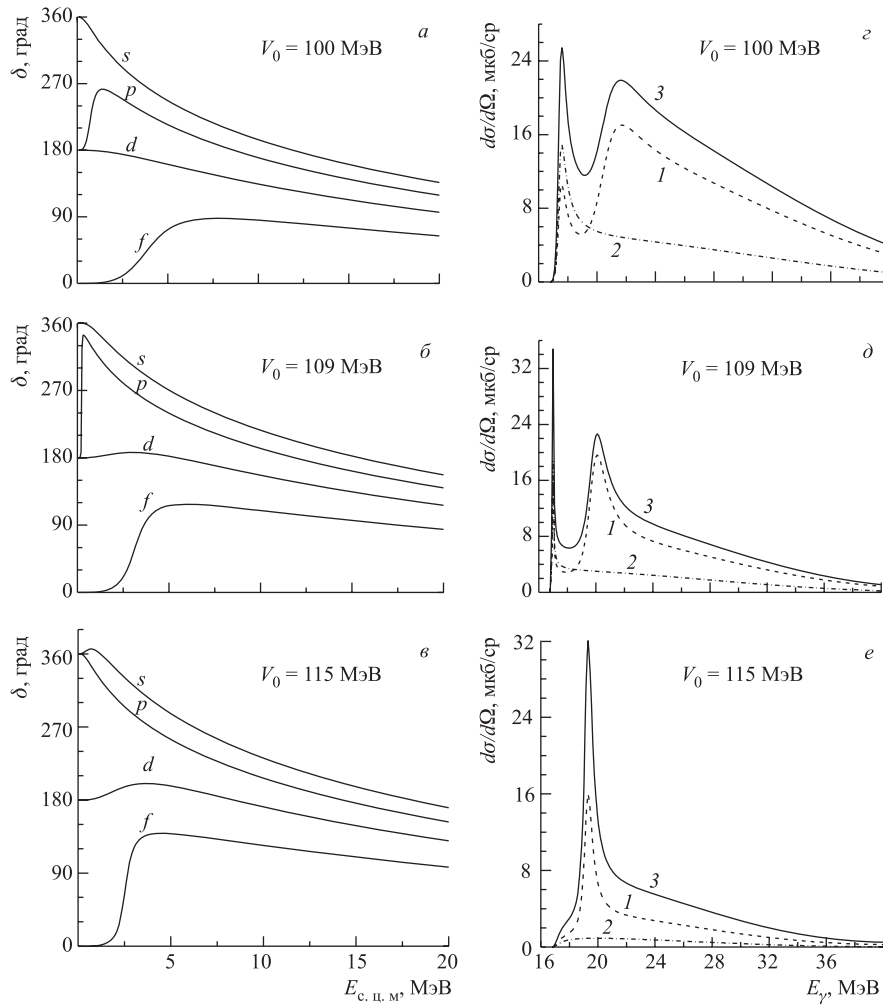


Рис. 38. *a, б, в*) Фазы упругого ${}^7\text{Li}$ -рассеяния; *г, д, е*) дифференциальные сечения процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d){}^7\text{Li}$ для $E1$ -перехода: 1 — парциальные сечения $d\sigma^{(D)}/d\Omega$; 2 — $d\sigma^{(S)}/d\Omega$; 3 — суммарное сечение

модействия соответствующие матричные элементы не интерферируют, т. е. формально дифференциальное сечение есть сумма двух парциальных:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) = \frac{d\sigma^{(S)}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{(D)}}{d\Omega}.$$

Рис. 38, *г–е* является наглядной иллюстрацией того, как реагируют сечения на поведение фаз рассеяния. Хорошо видно, что варьирование глубины

потенциала V_0 от 100 до 115 МэВ приводит к «перекачиванию» узкого резонанса в p -волне в широкий резонанс в f -волне. Кроме этого, очевидно, что при углублении параметра V_0 второй максимум, соответствующий f -волне, уширяется и заметно смещается в область низких энергий от $E_\gamma \approx 21,7$ МэВ к $E_\gamma \approx 18,1$ МэВ.

Таким образом, очевидны следующие выводы: варьируя глубину потенциала взаимодействия, можно моделировать резонансную структуру сечения процесса ${}^9\text{Be}\gamma \rightarrow {}^7\text{Li}d$; ширина и положение второго максимума в сечении, обусловленного f -волной, прямо зависит от наличия резонанса и его параметров в p -волне; переход в f -волну происходит только из D -состояния ядра ${}^9\text{Be}$, т. е. именно область второго максимума критична к структуре, заложенной в описании основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$.

Далее варьировалась глубина потенциала для нечетных волн таким образом, чтобы воспроизвести положение и ширину максимума в экспериментальном сечении при энергии $E_\gamma \approx 20\text{--}21$ МэВ, который, как было показано выше, обусловлен резонансом в f -волне непрерывного спектра. Результаты расчетов для $E1$ -перехода сравниваются с экспериментальными данными на рис. 39 (кривая 1). Отметим, что парциальное сечение $d\sigma^{(S)}/d\Omega$ проявляется только в околопороговой области и быстро спадает с ростом энергии. При этом оно составляет «подложку» для $d\sigma^{(D)}/d\Omega$ -сечения. Оптимальный интервал глубины потенциала для нечетных волн $V_0^{\text{odd}} \approx 100\text{--}110$ МэВ.

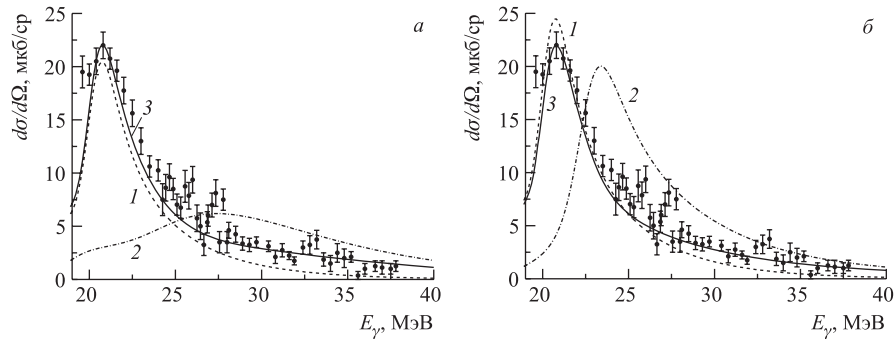


Рис. 39. Дифференциальные сечения процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$. Глубина потенциала взаимодействия для четных волн: а) $V_0^{\text{even}} = 115$ МэВ; б) $V_0^{\text{even}} = 140$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из работы [48]. Теоретический расчет: 1 — парциальные сечения $d\sigma^{(E1)}/d\Omega$; 2 — $d\sigma^{(E2)}/d\Omega$; 3 — результат интерференции $E1$ - и $E2$ -переходов

Подключение $E2$ -перехода приводит к следующим состояниям в непрерывном спектре: $S(3/2^-) \xrightarrow{E1} d$, $D(3/2^-) \xrightarrow{E2} s+d+g$. Картина значительно усложняется и становится не столь однозначной по сравнению с дипольным

переходом, поскольку хорошо известно, что глубина кластерных потенциалов легких ядер расщепляется по четности. Поскольку в ВФ ${}^7\text{Li}d$ -относительного движения большой вес имеет D -компонента, нетривиальную роль в сечении $E2$ -перехода играет g -волна непрерывного спектра. В качестве примера на рис. 40 приводится энергетическая зависимость δ_g -фаз рассеяния, соответствующая параметрам потенциала V_0^{even} , использованном в расчетах сечений, приведенных на рис. 39.

Как хорошо видно из сравнения рис. 39, *a* и 39, *b*, совершенно различная энергетическая зависимость квадрупольных сечений приводит в итоге к хорошему согласию суммарного сечения с экспериментальными данными.

В то же время из рис. 39 следует, что характер интерференции дипольного и квадрупольного сечений различный, и это должно однозначно проявиться в угловых распределениях вторичных дейтронов.

Следует отметить особенности энергетической зависимости p -фаз рассеяния при низких энергиях. Наши расчеты показывают ярко выраженное резонансное поведение сечений в околопороговой области энергий, а именно узкий резонанс при $E_{\text{с.п.м}} \approx 360\text{--}365$ кэВ, который имеет чисто потенциальную природу. Этот эффект будет исследован в следующем подразделе.

4.3. Реакция ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ в области низких энергий

4.3.1. Реакция ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d = 6$ МэВ. Как показали наши расчеты реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$, особенность структуры ВФ ${}^7\text{Li}d$ -канала, а именно большой вес D -компоненты, кардинально меняет все акценты в интерпретации этого процесса. Так, в частности, резонансная структура сечений обусловлена в значительной мере f -волной непрерывного спектра в результате дипольного $E1$ -перехода в области $E_\gamma \sim 20,8$ МэВ и g -волной в результате квадрупольного $E2$ -перехода при $E_\gamma \sim 22\text{--}23$ МэВ.

В дальнейшем в расчетах учитывались матричные элементы, классификация которых приведена в табл. 6.

На рис. 41 приводится сравнение рассчитанных угловых распределений для процесса ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ с экспериментальными данными [49]. Как видно на рисунке, особенность дифференциального сечения состоит в том, что для углов $\theta = 0$ и 180° наблюдается большая изотропная компонента. Объяснить такой эффект можно только значительным вкладом амплитуд дипольного и

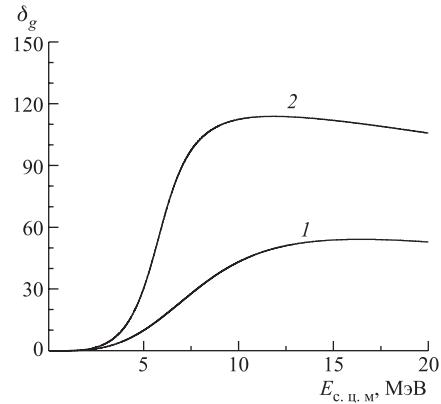


Рис. 40. Энергетическая зависимость g -фаз упругого ${}^7\text{Li}d$ -рассеяния: 1 — $V_0^{\text{even}} = 115$ МэВ; 2 — $V_0^{\text{even}} = 140$ МэВ

квадрупольного переходов $f \xrightarrow{E1} D$ и $g \xrightarrow{E2} D$, что согласуется с результатами, полученными для реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, d){}^7\text{Li}$.

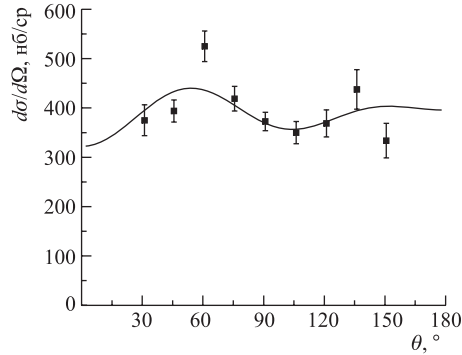


Рис. 41. Угловые распределения в процессе ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d = 6$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из работы [49]

f - и g -волны не учитывались, а изотропная компонента искусственно усиливалась за счет амплитуды $s \xrightarrow{E2} D$.

В заключение заметим, что в нашем подходе удастся на хорошем уровне воспроизвести экспериментальные угловые распределения естественным образом, без произвольной подгонки параметров.

4.3.2. Реакция ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d < 1$ МэВ. Для реакции радиационного захвата ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ область энергий $E_d \simeq 360\text{--}365$ кэВ представляет особый интерес, так как, согласно экспериментальным данным [96–98], здесь наблюдается резонанс, соответствующий возбуждению энергетического уровня в ядре ${}^9\text{Be}$ при энергии $E = 16,975$ МэВ с квантовыми числами $J^\pi, T = 1/2^-, 3/2$.

На ядре ${}^7\text{Li}$ резонанс при $E_d = 365$ кэВ, кроме реакции (d, γ) , наблюдался также в процессах (d, n) и (d, p) , при этом только для последнего процесса вылет протонов с указанного энергетического уровня не запрещен правилами отбора по изоспину. Тем не менее «разрешенная» протонная ширина для этого уровня $\Gamma_p = 12$ эВ существенно меньше дейтронной $\Gamma_d = 62$ эВ и нейтронной $\Gamma_n = 36$ эВ. Малость протонной ширины связана с малой величиной энергии вылетающих в этом случае протонов $E_p \simeq 0,09$ МэВ [54].

Для других интересных процессов (d, d) , (d, α) , в которых имеет место запрет по правилам отбора по изотопическому спину для возбуждения уровня с $J^\pi, T = 1/2^-, 3/2$, экспериментальные данные при $E_d \sim 360$ кэВ пока отсутствуют. Запрет по изоспину для процессов (d, γ) , (d, n) , а также для (d, d) , (d, α) может быть снят, если только допустить примесь в ВФ с $J^\pi, T = 1/2^-, 3/2$ состояний с $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$. Величина этой примеси, согласно теории

В теоретическом анализе авторы работы [49] исходят из того, что абсолютно доминирует S -компонента в ВФ ядра ${}^9\text{Be}$, а примесь D -компоненты составляет 5%. Таким образом, в их расчетах доминируют МЭ $p \xrightarrow{E1} S$, $d \xrightarrow{E2} S$, которые в принципе не могут воспроизвести сечение под большими углами. Добавка небольшой D -компоненты позволяет провести фитирование экспериментальных данных варьированием восьми амплитуд и семи относительных фаз рассеяния, при этом, очевидно,

возмущения, определяется отношением матричного элемента от кулоновского взаимодействия к расстоянию между уровнями с $T = 1/2$ и $3/2$. Среднее значение кулоновского матричного элемента, согласно многочастичной модели оболочек, для ядра ${}^9\text{Be}$ равно примерно 10 кэВ [99]. Для эффективного смешивания по изоспину указанное расстояние между уровнями с различными значениями изоспина не должно превышать сотен кэВ. Однако ни в эксперименте [96–98, 54], ни в теории [93] уровней с $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$ вблизи уровня с $J^\pi, T = 1/2^-, 3/2$ при $E = 16,975$ МэВ не наблюдалось.

Проведенный нами расчет реакции ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ показывает, что резонанс в сечении при $E_d \simeq 365$ кэВ может иметь потенциальную природу и обусловлен захватом дейтронов в p -состоянии непрерывного спектра в связанные S - и D -состояния ядра ${}^9\text{Be}$ с излучением дипольного $E1$ -фотона. Как видно из рис. 42, абсолютно доминирует переход $p \xrightarrow{E1} D$. Заметим также, что абсолютные значения величины максимума сечения чрезвычайно чувствительны к параметрам оптического потенциала взаимодействия. Так, варьирование глубины потенциала спин-орбитального взаимодействия в четвертом знаке приводит к разбросу абсолютных значений от ~ 10 мкб до миллибарнов. При этом также очень точно подгоняется положение резонанса.

На рис. 43 приведены угловые распределения вторичных фотонов для процесса ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d = 365$ кэВ. В максимуме сечение равно 0,68 мкб. Характерная особенность рассчитанных угловых распределений заключается в том, что наблюдается существенная изотропная компонента для углов $\theta = 0$ и 180° , в то же время угловая зависимость по форме типична для $E1$ -перехода.

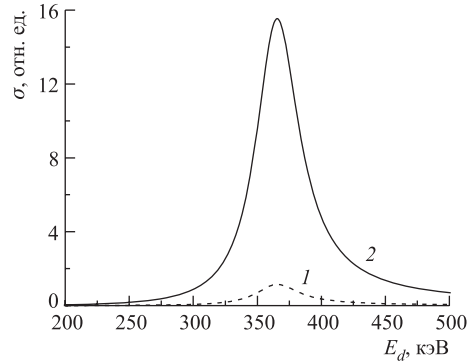


Рис. 42. Полное сечение $\sigma(E_\gamma)$ для процесса ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$. Теоретический расчет: 1 — переход в S -компоненту; 2 — переходы в S - и D -компоненты

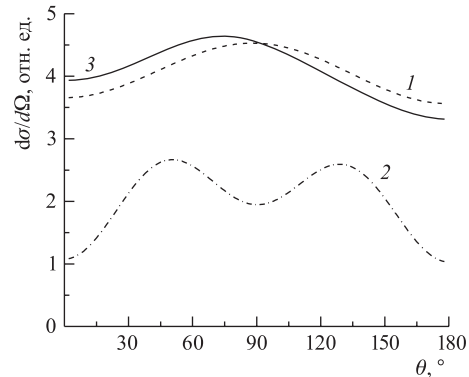


Рис. 43. Угловые распределения в процессе ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ при $E_d = 365$ кэВ. Теоретический расчет: 1 — $E1$ -переход; 2 — $E2$ -переход ($\times 10^2$); 3 — суммарное сечение

Таким образом, выполненный с волновыми функциями ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -модели расчет реакции ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ показывает, что резонанс в сечении, наблюдаемый при $E_d = 365$ кэВ, может иметь потенциальную природу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках простой схемы потенциального взаимодействия кластеров (на основе ПЗС) показано, что многие особенности проявления кластерных корреляций в ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ удастся сопоставить с экспериментальными наблюдаемыми. В этой связи представленный в таком ключе обзор дополняет ряд фундаментальных работ по исследованию динамической кластерной структуры легких ядер в процессах рассеяния электронов и π -мезонов, μ -захвата, β -распада, фоторождения мезонов и т. д. [20], а также в процессах упругого и неупругого рассеяния адронов [100].

Рассмотренные фотопроцессы ${}^6\text{Li}\gamma \rightleftharpoons \alpha d$, ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$, ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$, ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$, $d({}^7\text{Li}, \gamma){}^9\text{Be}$ на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ показывают, что особенности каждого ядра проявляются совершенно индивидуальным образом. В то же время в рамках использованной потенциальной теории удастся выявить для них ряд общих закономерностей, связанных с узловым поведением ВФ в основном состоянии и явно выраженной корреляцией энергетической зависимости фаз рассеяния (в частности, резонансное поведение) с энергетической и угловой зависимостью дифференциальных сечений, поляризационных характеристик и т. д.

В целом в данной работе удалось воспроизвести и объяснить практически все имеющиеся экспериментальные данные по указанным выше реакциям, некоторые из которых были предсказаны априори. Обсуждаются также и имеющиеся расхождения между теорией и экспериментом, особенно это касается дифференциальных сечений и угловых распределений в области энергий $E_\gamma > 50$ МэВ для реакций ${}^6\text{Li}(\gamma, t)\tau$, ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$. Это является стимулом для новых теоретических исследований.

В то же время для дальнейшего развития теории сформулируем ряд предложений, которые могут вызвать интерес со стороны экспериментаторов. Измерение полных и дифференциальных сечений желательнее дополнить измерениями более тонких характеристик — асимметрии и поляризации. Необходимо продвижение в область низких энергий для реакций $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ и ${}^7\text{Li}d \rightarrow {}^9\text{Be}\gamma$, причем измерять следует не только полные сечения, но и угловые распределения фотонов, которые могут дать сведения о различных мультиполях и их интерференции. Очень большой интерес представляет дальнейшая экспериментальная проверка наших предварительных предсказаний о доминирующем вкладе D -компоненты в ВФ ${}^7\text{Li}d$ -относительного движения. Также желательны измерения асимметрии угловых распределений дейтронов

в реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, d){}^7\text{Li}$ с поляризованными фотонами с целью установления природы низкоэнергетического резонанса при $E_d \simeq 365$ кэВ.

Благодарности. Авторы выражают глубокую благодарность С. Б. Дубовиченко, В. И. Кукулину, В. В. Померанцеву, Г. Г. Рыжих, Ш. Ш. Сагиндыкову за предоставленные в свое время авторские версии кластерных волновых функций, использованных в наших расчетах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смирнов Ю. Ф.* Некоторые вопросы современного состояния модели оболочек // Изв. АН СССР. 1974. Т. 38, № 8. С. 1627–1638.
2. *Базь А. И.* Об эффекте сильного отталкивания составных частиц на малых расстояниях // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 607–610.
3. *Базь А. И.* Эффективный поверхностный потенциал для описания взаимодействия α -частиц с ядрами // ЯФ. 1977. Т. 25. С. 759–766;
Baz A. I. et al. A potential for description of $\alpha\alpha$ interaction // Z. Phys. A. 1977. V. 280. P. 171–174.
4. *Вильдермут К., Тан Я.* Единая теория ядра. М.: Мир, 1980. 502 с.
5. *Kaneko T. et al.* Microscopic theory of the ${}^3\text{H} + \alpha$ system with the multichannel resonating group method // Phys. Rev. C. 1986. V. 34, No. 3. P. 771–779.
6. *Kajino T. et al.* Electromagnetic properties of ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$ in a cluster model // Nucl. Phys. A. 1984. V. 413. P. 323–352.
7. *Fujiwara Y., Tang Y. C.* Multiconfiguration resonating group theory of the seven-nucleon system with realistic cluster wave functions // Phys. Rev. C. 1985. V. 31, No. 2. P. 324–359.
8. *Kruppa A. T. et al.* Breathing cluster model for nuclei of two s -wave clusters // Phys. Lett. B. 1986. V. 179, No. 4. P. 317–321.
9. *Kanada H., Kaneko T., Tang Y. C.* Specific distortion effects in the $d + \alpha$ system and charge form factors of ${}^6\text{Li}$ // Nucl. Phys. A. 1982. V. 389. P. 285–300.
10. *Kanada H. et al.* Microscopic study of the $d + \alpha$ system with the multichannel resonating group method // Nucl. Phys. A. 1985. V. 444. P. 209–236.
11. *Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.* Запрещенные состояния в системах из двух и трех составных частиц // Современные проблемы оптики и ядерной физики. Киев, 1974. С. 225–241.
12. *Kukulín V. I., Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F.* Microscopically substantiated local optical potentials for scattering of light nuclei // Nucl. Phys. A. 1975. V. 245, No. 3. P. 429–443.
13. *Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.* Взаимодействие составных частиц и принцип Паули // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, вып. 6. С. 1236–1293.
14. *Neudatchin V. G. et al.* A microscopically substantial optical local potential for $\alpha\alpha$ scattering // Phys. Lett. B. 1971. V. 34. P. 581–583.
15. *Neudatchin V. G. et al.* A microscopically substantial optical local potential for αt system including nucleon exchange // Lett. Nuovo Cim. 1972. V. 5. P. 834–838.
16. *Немец О. Ф. и др.* Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наук. думка, 1988. 488 с.
17. *Kukulín V. I. et al.* Detailed study of the cluster structure of light nuclei in the three-body model. Ground state of ${}^6\text{Li}$ // Nucl. Phys. A. 1984. V. 417. P. 128–156.

18. *Kukulin V. I. et al.* The spectrum of low-lying states of nuclei with $A = 6$ // Nucl. Phys. A. 1986. V. 453. P. 356–388.
19. *Kukulin V. I. et al.* Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model. ANU-ThP-2/92. Canberra, 1993. 57 p.
20. *Eramzhyan R. A., Ryzhikh G. G., Tchuvil'sky Yu. M.* Antisymmetrization in the multicluster dynamical model of nuclei and nucleon-exchange effects // Phys. At. Nucl. 1999. V. 62, No. 1. P. 37–57.
21. *Ворончев В. Т. и др.* О трехчастичной природе «термоядерного» резонанса в ${}^5\text{He}$ // ЯФ. 1983. Т. 37, вып. 2. С. 271–273.
22. *Ворончев В. Т. и др.* Изучение структуры и свойств ядер с $A = 9$ (${}^9\text{Be}$ – ${}^9\text{B}$) в рамках мультикластерной динамической модели $2\alpha + N$ // ЯФ. 1994. Т. 57, № 11. С. 1964–1980; *Kukulin V. I., Vorontchev V. T., Pomerantsev V. N.* Three body calculations of $A = 9$ nuclei with super-symmetric $\alpha\alpha$ -potentials // Few Body Syst. 1995. V. 18. P. 191–202.
23. *Жусупов М. А., Сагиндыков Ш. Ш., Сахиев С. К.* Спектроскопические характеристики ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ в трехкластерных моделях // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65, № 5. С. 714–717.
24. *Неудачин В. Г., Сахарук А. А., Смирнов Ю. Ф.* Обобщенное потенциальное описание взаимодействия легчайших кластеров — рассеяние и фотоядерные реакции // ЭЧАЯ. 1992. Т. 23. С. 479–541.
25. *Буркова Н. А., Жусупов М. А.* Микроскопический анализ реакции двухкластерного фоторасщепления изотопов лития // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51, № 1. С. 182–188.
26. *Буркова Н. А., Жусупов М. А., Эрамжян Р. А.* Исследование кластерной структуры ${}^6\text{Li}$ в реакции фоторасщепления неполяризованными и линейно поляризованными фотонами в τt -канале. Препринт ИЯИ АН СССР П-0531. М., 1987. 30 с.
27. *Буркова Н. А., Жусупов М. А., Эрамжян Р. А.* Фоторасщепление ${}^7\text{Li}$ в αt -канале в кластерном подходе. Препринт ИЯИ АН СССР П-0551. М., 1987. 40 с.; Study of two-cluster αt photodisintegration of ${}^7\text{Li}$ in terms of potential approach. Preprint INR of AS of the USSR No. 702. М., 1991. 29 p.
28. *Буркова Н. А., Жусупов М. А., Эрамжян Р. А.* Двухчастичное фоторасщепление ${}^{6,7}\text{Li}$ поляризованными и неполяризованными фотонами в кластерном подходе // ВАНТ. Сер.: Общая и ядерная физика. 1988. Вып. 1(41). С. 11–14.
29. *Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А., Жусупов М. А.* Проявление кластерной структуры ядра ${}^6\text{Li}$ в реакциях фоторасщепления и радиационного захвата в αd -канале // ВАНТ. Сер.: Ядерно-физ. исслед. 1989. Вып. 8(8). С. 86–88.
30. *Буркова Н. А.* Кластерное расщепление легких ядер. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях // Тр. междунар. семинара, Москва, 1988 г. М., 1990. С. 234–247.
31. *Жусупов М. А.* Проявление кластерной структуры легких ядер в ядерных реакциях // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54, № 11. С. 2230–2239.
32. *Burkova N. A. et al.* Photodisintegration of ${}^6\text{Li}$ into ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ by linearly polarized photons // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 136–138.
33. *Burkova N. A. et al.* Two-cluster disintegration of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ nuclei by linearly polarized photons // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 293–315.
34. *Burkova N. A. et al.* Is it possible to observe isoscalar $E1$ -multipole in ${}^6\text{Li}\gamma \rightleftharpoons d\alpha$ reactions? // Phys. Lett. B. 1990. V. 248, No. 1, 2. P. 15–20.

35. Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А. Некоторые характеристики ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -модели для потенциалов с запрещенными состояниями // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1378–1381; Энергетические спектры легких ядер в потенциале с запрещенными состояниями. 1. Ядра ${}^7\text{Li}$ – ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{Be}$ // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1983. № 4. С. 44–51.
36. Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В. Потенциальное описание кластерных каналов ядер лития // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 2. С. 87–98;
Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А. Энергетические спектры легких ядер в потенциалах с запрещенными состояниями. 2. Ядра ${}^6\text{He}$ – ${}^6\text{Li}$ – ${}^6\text{Be}$ // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1983. № 8. С. 25–31.
37. Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В. Электромагнитные эффекты в легких ядрах и потенциальная кластерная модель // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. С. 1529–1594.
38. Жусупов М. А., Каинов Т. Д., Сахиев С. К. Изучение спектроскопических характеристик ядра ${}^9\text{Be}$ в трехчастичной модели // Изв. РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60, № 11. С. 123–131.
39. Kajino T. The ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ reactions at astrophysical energies // Nucl. Phys. A. 1986. V. 460. P. 559–580.
40. Robertson R. G. H. et al. Observation of the capture reactions ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ and its role in production of ${}^6\text{Li}$ in the Big Bang // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47, No. 26. P. 1867–1870.
41. Redder A. et al. The ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ cross section at stellar energies // Nucl. Phys. A. 1987. V. 462. P. 385–412.
42. Koonin S. E. et al. A «hybrid» R -matrix — optical model parametrization of the ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ cross section // Nucl. Phys. A. 1974. V. 220, No. 2. P. 221–232.
43. Skopik D. M. et al. Experiment and theory for the reaction ${}^7\text{Li}(\gamma, t){}^4\text{He}$ for $E_\gamma < 50$ MeV // Phys. Rev. C. 1979. V. 20, No. 6. P. 2025–2031.
44. Junghans G. et al. The photodisintegration of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ // Z. Phys. A. 1979. V. 291, No. 2. P. 353–365.
45. Likhachev V. P. et al. Triton angular distributions from the ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ reaction near threshold // Phys. Rev. C. 1999. V. 59, No. 1. P. 525–527.
46. Shin Y. M., Skopik D. M., Murphy J. J. The ${}^6\text{Li}(\gamma, t){}^3\text{He}$ reaction dipole sum rules and cluster structure of ${}^6\text{Li}$ // Phys. Lett. B. 1975. V. 55. P. 297–300.
47. Dias J. F. Interactions of Real Photons with Clusters in ${}^6\text{Li}$: PhD thesis. Universiteit Gent., Belgium, 1994. 169 p.;
Dias J. F. et al. Angular distributions for the ${}^6\text{Li}(\gamma, d_0)$ and the ${}^6\text{Li}(\gamma, t_0)$ reactions at $E_\gamma = 59$ MeV // MAX-LAB Activity Report. 1991–1995.
48. Shoda K., Tanaka T. Clusters in the photodisintegration of ${}^9\text{Be}$ // Phys. Rev. C. 1999. V. 59, No. 1. P. 239–252.
49. Schmid G. J. et al. Radiative capture of polarized deuterons on ${}^7\text{Li}$ // Phys. Rev. C. 1993. V. 48, No. 1. P. 441–444.
50. Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А. Проектирование волновой функции ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -представлении на ${}^7\text{Li}d$ -кластерный канал // Вестн. Каз. нац. ун-та. Сер. физ. 2003. № 2(15). С. 25–29.
51. Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А., Жусупов М. А. Исследование процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, d_{0+1}){}^7\text{Li}$ в трехчастичной $2\alpha n$ -модели // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68, № 8. С. 1203–1207.
52. Weller H. R., Lehman D. R. Manifestations of the D -state in light nuclei // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. V. 38. P. 563–608.

53. Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А., Жусупов М. А. Исследование реакции ${}^7\text{Li}(d, \gamma){}^9\text{Be}$ в области низких энергий // Тез. докл. 54-го Междунар. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Белгород, 2004. С. 144.
54. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei $A = 5-10$ // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1-225; Energy levels of light nuclei $A = 16-17$ // Nucl. Phys. A. 1986. V. 460. P. 1-14.
55. Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения атомного ядра. М.: Атомиздат, 1973. 348 с.
56. Arenchovel H., Sanzone M. Photodisintegration of the deuteron // Few Body Syst. Suppl. 3. Wien: Springer-Verlag, 1991. 183 p.
57. Кольбасов В. М. Общие свойства матрицы рассеяния и поляризационные эффекты в прямых ядерных реакциях. М.: МИФИ, 1971. 129 с.
58. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М.: Наука, 1958. 612 с.
59. Балдин А. М., Гольданский В. И., Максименко В. М. Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968. 455 с.
60. Spiger R. J., Tombrello T. A. Scattering of ${}^3\text{He}$ by ${}^4\text{He}$ and of ${}^4\text{He}$ by tritium // Phys. Rev. 1967. No. 4. P. 964-984.
61. Ivanovich M., Young P. G., Ohlsen G. G. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 110. P. 441.
62. Kajino T. Virtual breakup effect of triton (${}^3\text{He}$) cluster on $\alpha - t$ (${}^3\text{He}$) scattering // Few Body Problems in Physics: Contributed Papers. 1984. V. 11. P. 411-412.
63. Tombrello T. A., Parker P. D. // Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 2582.
64. Буркова Н. А. и др. О механизме трехкластерной фрагментации легких ядер $A(\gamma, b_1 b_2)A - b$ фотонами средних энергий 60-100 МэВ // ЯФ. 1988. Т. 47, вып. 4. С. 983-996.
65. Копытин В. И. и др. Фотоядерная реакция ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ и модели взаимодействия кластеров // ЯФ. 2000. Т. 63, № 10. С. 1861-1869.
66. Филиппов Г. Ф., Василевский В. С., Чоповский Л. Л. Решение задач микроскопической теории ядра на основе техники обобщенных когерентных состояний // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16, вып. 2. С. 349-406.
67. Зувев С. В., Кузнецова У. В., Осташко В. В. Высоковозбужденные состояния ядра ${}^7\text{Be}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1992. Т. 56, № 1. С. 51-54.
68. Sherman N. K., Bagin J. E., Owens R. O. Photoproduction cross section of ${}^6\text{Li}$ // Phys. Rev. 1968. V. 169, No. 4. P. 771-780.
69. Blatt S. L. Reaction $t({}^3\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ in the energy range 0,5-11 MeV // Phys. Rev. 1968. V. 176, No. 4. P. 1147-1153.
70. Clement D., Zanh W. Cross section calculations for the photobreak-up reaction ${}^6\text{Li}(\gamma, t){}^3\text{He}$ // Phys. Lett. B. 1974. V. 48. P. 183-185.
71. Passler K. H. M1 transitions in the reaction ${}^6\text{Li}(\gamma, d){}^4\text{He}$ // Z. Natur. A. 1973. V. 28. P. 8-11.
72. Kiener J. et al. Measurements of the Coulomb dissociation cross section of 156 MeV projectiles at extremely low relative fragment energies of astrophysical interest // Phys. Rev. C. 1991. V. 44, No. 5. P. 2195-2208.
73. Cecil F. E., Jingsheng Yan, Galovich C. S. The reaction $d(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ at low energies and the primordial nucleosynthesis // Phys. Rev. C. 1996. V. 53, No. 4. P. 1967-1970.
74. Igamov S. B., Yarmukhamedov R. Triple-differential cross section of the ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}$ Coulomb breakup and astrophysical S -factor of the $d(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ reaction at extremely low energies // Nucl. Phys. A. 2000. V. 673. P. 509-525.

75. *Langanke K. H., Koonin S. E.* $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ revisited // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 439. P. 384–396.
76. *Tostevin J. A.* $^2\text{H}(d, \gamma)^4\text{He}$ reaction and ^4He D -state // *Phys. Rev. C.* 1986. V. 134, No. 4. P. 1497–1500.
77. *Descouemont P., Baye D.* Microscopic investigation $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ radiative capture reaction // *Phys. Lett. B.* 1983. V. 127, No. 5. P. 286–290.
78. *Жусупов М. А., Кужевский Б. М., Маханов Б. Б.* Астрофизические аспекты реакции радиационного захвата альфа-частиц дейтронами // *Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат.* 1991. № 2. С. 30–37.
79. *Crespo R., Eiro A. M., Tostevin J. A.* Tensor interaction effects in the $^4\text{He}(^2\text{H}, \gamma)^6\text{Li}$ capture reaction // *Phys. Rev. C.* 1990. V. 42, No. 4. P. 1646–1651.
80. *Bruno M. et al.* Experimental study on low-energy $^2\text{H}(\alpha, \alpha)\text{H}^2$ elastic scattering // *Nuovo Cim. A.* 1982. V. 68, No. 1. P. 35–55;
Jenny B. et al. Phase-shift analysis of $d\alpha$ elastic scattering between 3 and 43 MeV // *Nucl. Phys. A.* 1983. V. 397. P. 61–101.
81. *Ryzhikh G. G., Eramzhyan R. A., Shlomo S.* $\alpha - d$ capture with formation of ^6Li and the isoscalar $E1$ multipole // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51, No. 6. P. 3240–3245.
82. *Schramm D. N., Wagoner R. V.* Element production in early Universe // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 1997. V. 27. P. 37–74.
83. *Cecil F. E. et al.* Nuclear reaction diagnostics of fast confined and escaping alpha particles // *Rev. Sci. Instr.* 1986. V. 57(8). P. 1777–1779.
84. *Игамов С. Б., Ярмухамедов Р.* К расчету ядерно-астрофизической реакции прямого радиационного захвата // *ЯФ.* 1995. Т. 58, № 8. С. 1400–1403.
85. *Langanke K. H.* Microscopic potential model studies of light nuclear capture reactions // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 457. P. 351–366.
86. *Mukhamedzhanov A. M. et al.* Astrophysical factor for the radiative capture reaction $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li} + \gamma$ // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 52, No. 6. P. 3483–3487.
87. *Baur G., Weber M.* The angular correlation in the Coulomb dissociation method for radiative capture processes of astrophysical interest // *Nucl. Phys. A.* 1989. V. 504. P. 352–366.
88. *Caughlan G. R., Fowler W. A.* Thermonuclear reaction rates // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1988. V. 40. P. 283–334.
89. *Robertson R. G. H. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 4334.
90. *Nollett K. M., Lemoine M., Schramm D. N.* Nuclear reaction rates and primordial ^6Li // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 56, No. 2. P. 1144–1151.
91. *Жусупов М. А., Кужевский Б. М., Маханов Б. Б.* Образование ядер Li–Be в $\alpha\alpha$ -соударениях в солнечных вспышках // *Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат.* 1989. № 2. С. 54–57.
92. *Bonetti R. et al.* First measurement of the $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2p$ cross section down to the lower edge of the solar Gamov peak // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 5205–5208.
93. *Бояркина А. Н.* Структура ядер $1p$ -оболочки. М: Изд-во Моск. ун-та, 1973. 62 с.
94. *Абрамович С. Н. и др.* Упругое рассеяние дейтронов на изотопах лития // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1976. Т. 40, № 4. С. 842–846.
95. *Bingham H. G. et al.* Elastic scattering of deuterons by ^6Li and ^7Li at 8.0–12.0 MeV // *Nucl. Phys. A.* 1973. V. 173. P. 265–272.
96. *Innof W. L., Chase L. F., Jr., Fossan D. B.* Investigation of the $T = 3/2$ state at 16.97 MeV in ^9Be // *Phys. Rev.* 1965. V. 139, No. 4B. P. 904–911.

97. Woods J. B., Wilkinson D. H. The second $T = 3/2$ state of ${}^9\text{Be}$. Remarks on the $A = 9$ system // Nucl. Phys. 1965. V. 61. P. 661–674.
98. Bellenberg B., Hemmert H., Kuhlmann E. Width of the second $T = 3/2$ state in ${}^9\text{Be}$ // Phys. Rev. C. 1986. V. 34, No. 5. P. 1991–1993.
99. Жусупова К. А. Исследование однонуклонных спектроскопических характеристик в легких ядрах: Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Алматы: ИЯФ НАН РК, 1998. 102 с.
100. Жусупов М. А., Ибраева Е. Т. Упругое и неупругое рассеяние адронов на легких ядрах в дифракционной теории // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 6. С. 1427–1495.